



**Paulo Sérgio
de Brito André**

**Componentes optoelectrónicos para redes fotónicas
de alto débito**



**Paulo Sérgio
de Brito André**

**Componentes optoelectrónicos para redes fotónicas
de alto débito**

dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Física, realizada sob a orientação científica do Doutor João de Lemos Pinto, Professor Catedrático do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

o júri

presidente

Doutor José Joaquim Cristino Teixeira Dias
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Doutor José Rodrigues Ferreira da Rocha
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Doutor João de Lemos Pinto
Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

Doutor Henrique José Almeida da Silva
Professor Associado da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra

Doutor José Luís Campos de Oliveira Santos
Professor Auxiliar da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

Doutor José Maria Longras Figueiredo
Professor Auxiliar da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade do Algarve

Doutor Armando Humberto Moreira Nolasco Pinto
Professor Auxiliar da Universidade de Aveiro

agradecimentos

O trabalho apresentado nesta tese contou com a contribuição de enúmeras pessoas e instituições. Sem menosprezar todas as contribuições, gostaria de referir as mais substanciais.

Em primeiro lugar, ao meu orientador Prof. Doutor João de Lemos Pinto pela oportunidade, pelo apoio e empenho pessoal manifestado e pela confiança em mim demonstrada nos últimos anos.

Ao Prof. Doutor José Ferreira da Rocha por todo o apoio e confiança em mim colocada, nomeadamente, na atribuição da bolsa de doutoramento.

Agradeço ao Prof. Doutor Hypolito Kalinwshoki pelas condições fornecidas e pela contribuição no estudo de redes de Bragg, enquanto visitei o Centro Federal de Tecnologia do Paraná.

Aos meus colegas e amigos Prof. Doutor António Teixeira e Prof. Doutor Armando Nolasco Pinto pelo incansável apoio no decurso desta tese.

À Dr. Teresa Almeida, ao Mestre Marcelino Pousa, ao Eng. Fernando Morgado e ao Mestre Rui Sá da Portugal Telecom Inovação pelo imenso apoio que me deram na implementação e testes laboratoriais.

À Prof^a. Doutora Maria do Carmo Madeiros da Universidade do Algarve por tudo o que me transmitiu no estudo de amplificadores ópticos semicondutores.

À Mestre Rosário Correia do Departamento de Física da Universidade de Aveiro pela ajuda na realização das medidas laboratoriais de Raman.

Ao Prof. Doutor Paulo Monteiro pelos ensinamentos que me transmitiu desde que cheguei ao Instituto de Telecomunicações na área das altas frequências, e pelo apoio que sempre me dispensou.

Ao Eng. Orlando Frazão do INESC-Porto pela contribuição no estudo de redes de Bragg gravadas em fibras ópticas.

Os meus agradecimentos são também, dirigidos a todos os colegas e funcionários do Instituto de Telecomunicações por todo o apoio prestado.

Gostaria de entre estes referir as contribuições do Mestre Mário Lima, Eng. Rogério Nogueira, Mestre Mário Rui, Prof. Doutor Nuno Borges, Mestre Paulo Almeida, Mestre Tiago Maia, Eng. Jorge Pinto e Mestre Pedro Tavares.

Gostaria ainda de agradecer às seguintes instituições: à Universidade de Aveiro e ao Instituto de Telecomunicações – Aveiro, onde foi realizado o trabalho científico aqui descrito; ao Centro Federal de Tecnologia do Paraná no Brasil que me acolheu temporariamente; à Fundação para a Ciência e Tecnologia que através do Programa PRAXIS XXI, e do projecto DAWN, providenciou os recursos financeiros necessários à minha manutenção mensal, ao pagamento das propinas e à participação em diversas conferências científicas; ao INESC-Porto e à PUC – Rio de Janeiro pelo fornecimento de redes de Bragg; à Portugal Telecom Inovação pela disponibilização de condições materiais e equipamento utilizados e à Portugal Telecom que contribuiu indirectamente através do financiamento de diversos projectos de investigação e desenvolvimento (EMITON, CAMADA, O-NODE, ANDES), onde foi possível realizar parte do trabalho científico aqui apresentado.

À Maria Rute, pela paciência demonstrada e pelo apoio na redacção desta tese.

Para todos, um bem haja.

Paulo André

resumo

O presente trabalho tem por objectivo o estudo dos diversos componentes optoelectrónicos que constituem uma rede fotónica, com vista ao aumento da flexibilidade, débito, conectividade e desempenho.

Para tal, são analisados os blocos e funções essenciais que permitem a implementação de uma rede óptica transparente e multiplexada no comprimento de onda.

Inicialmente, caracterizaram-se os diversos componentes optoelectrónicos envolvidos em redes ópticas multic Comprimento de onda, tendo-se dado uma ênfase especial ao meio de transporte de informação, nomeadamente, às propriedades não lineares das fibras ópticas.

Foi implementado laboratorialmente um demonstrador de um nó óptico de extracção e inserção de canais sintonizável, baseado numa rede de Bragg gravada em fibra óptica, tendo esta configuração de nó evoluído para um estágio de protótipo comercial.

Foi, também, implementado um demonstrador de um nó óptico de cruzamento de canais, completamente reconfigurável baseado em componentes discretos disponíveis comercialmente, onde se demonstra uma arquitectura estritamente não bloqueante.

Foram estudadas as diversas técnicas de conversão de comprimento de onda e implementado um módulo capaz de realizar conversão de comprimentos de onda, no domínio óptico e independente do ritmo e formato de modulação, que suporta ritmos de transmissão de 2.5 Gbit/s, baseado na modulação cruzada do ganho num amplificador óptico semiconductor reflectivo.

Por fim, foi desenvolvida uma metodologia transparente de análise do desempenho em sistemas de comunicações ópticas utilizando amostragem assíncrona. Foi derivado um modelo para os histogramas assíncronos em função das características dos impulsos, tendo-se implementado um módulo de análise de qualidade de serviço de uma rede óptica.

abstract

The present work intends to study several optoelectronic components used in a high speed photonic network, in order to increase flexibility, debit, connectivity and performance.

The basic essentials blocks and functions to the implementation of a transparent and wavelength multiplexed optical network are analysed.

Initially, the optoelectronic components typically used in a multiwavelength network are characterised. A specific emphasis is focused on the transport medium, mainly the non-linear proprieties of the optical fibres.

A tunable optical add-drop multiplexer node demonstrator based in a fibre Bragg grating was experimentally implemented.

A completely reconfigurable optical cross connect based on commercially available discrete components was also implemented where a strictly non blocking architecture was demonstrated.

Several optical wavelength conversion techniques were studied and a wavelength conversion module working on the optical domain, independent of the bitrate and signal format which support a 2.5 Gbit/s bitrate was implemented. This module is based on the cross gain modulation in a semiconductor optical reflective amplifier.

An optical performance monitoring transparent methodology using asynchronous sampling was developed. A numerical model for the asynchronous histograms based on the optical pulses characteristics was derived. An optical network quality of service analysing module was implemented.

índice

o júri
agradecimentos
resumo
abstract
índice
glossário de acrónimos
constantes fundamentais

Capítulo 1. Introdução

1.1 Enquadramento, motivação e objectivos	1
1.2 Perspectiva histórica dos sistemas de comunicações ópticas	5
1.3 Estado actual da tecnologia	7
1.4 Organização da tese	9
1.5 Principais contribuições	11
1.6 Referências	12

Capítulo 2. Fibra óptica

2.1 Introdução	19
2.2 Perspectiva histórica	21
2.3 Propagação de ondas electromagnéticas em fibras ópticas	22
2.3.1 Equações de Maxwell	23
2.3.2 Modos de propagação na fibra	28
2.3.3 Fibra monomodo	31
2.3.3.1 Determinação da área eficaz da fibra	35
2.3.4 Efeitos não lineares de ordem superior	37
2.4 Propriedades lineares	40
2.4.1 Atenuação	41
2.4.1.1 Medição da atenuação	44
2.4.2 Dispersão cromática	46
2.4.2.1 Medição da dispersão cromática	50
2.4.3 Birrefringência	54
2.4.3.1 Medição da birrefringência	59
2.5 Propriedades não lineares	64
2.5.1 Dispersão inelástica estimulada	64
2.5.1.1 Dispersão estimulada de Brillouin	65
2.5.1.1.1 Medição do coeficiente de ganho de Brillouin	69
2.5.1.2 Dispersão estimulada de Raman	75

2.5.1.2.1	Medição do coeficiente de ganho de Raman	78
2.5.2	Índice de refração não linear	85
2.5.2.1	Auto modulação de fase	86
2.5.2.2	Modulação cruzada de fase	86
2.5.2.3	Mistura de quatro ondas	89
2.5.2.3.1	Determinação do índice de refração não linear	92
2.6	Modelização da fibra óptica	95
2.7	Tipos de fibra utilizados na transmissão	98
2.8	Conclusão	100
2.9	Referências	101

Capítulo 3. Componentes optoelectrónicos

3.1	Introdução	109
3.2	Laser semiconductor	110
3.2.1	Equações de taxa	111
3.2.2	Caracterização do laser	115
3.2.3	Simulação	124
3.3	Moduladores electro-ópticos	131
3.3.1	Caracterização do modulador	132
3.3.2	Compensação da dispersão cromática	137
3.3.2.1	Verificação experimental	140
3.4	Amplificadores ópticos de fibra dopada com Érbio (EDFA)	141
3.4.1	Estrutura e princípios de funcionamento	142
3.4.2	Caracterização	148
3.5	Receptor óptico	153
3.5.1	Fotodetector	154
3.5.2	Caracterização do receptor	158
3.6	Filtros ópticos	160
3.6.1	Filtros não integrados na fibra	160
3.6.1.1	Filtro interferométrico de cavidade Fabry-Perot	160
3.6.1.2	Filtro baseado em redes de difracção	162
3.6.1.3	Filtro baseado em camadas periódicas dieléctricas	163
3.6.2	Redes de Bragg gravadas em fibras ópticas	164
3.6.2.1	Fundamentos das redes de Bragg	165
3.6.2.2	Caracterização	173
3.7	Conclusão	178
3.8	Referências	178

Capítulo 4. OADM - Nó óptico de extracção e inserção de canais

4.1	Introdução	185
4.2	Especificação de um arquitectura para o OADM	186
4.3	Implementação e teste do OADM	188
4.4	OADM selectivo	195
4.5	Protótipo de um OADM	201
4.5.1	Definição do cenário de simulação	202
4.5.2	Características requeridas para o OADM	203
4.5.3	Implementação e testes de caracterização do protótipo	207
4.6	Conclusão	210
4.7	Referências	210

Capítulo 5. OXC - Nó óptico de cruzamento de canais	
5.1 Introdução	213
5.2 Especificação das funcionalidades do OXC a implementar	215
5.3 Implementação física do OXC	223
5.3.1 Tempo de configuração	224
5.3.2 Perdas de inserção	225
5.3.3 Capacidade de configuração	226
5.3.4 Degradação da relação sinal/ruído óptica	229
5.3.5 Degradação da taxa de erro do bit	231
5.4 Simulação do OXC	235
5.4.1 Taxa de erro do bit	235
5.4.2 Encadeamento	237
5.5 Conclusão	239
5.6 Referências	240
Capítulo 6. Conversão óptica de comprimento de onda	
6.1 Introdução	243
6.2 Técnicas de conversão de comprimento de onda	244
6.3 Modulação cruzada do ganho	247
6.4 Implementação experimental	251
6.4.1 Caracterização do RSOA	251
6.4.2 Análise do desempenho da XGM	256
6.5 Conclusão	261
6.6 Referências	262
Capítulo 7. Monitorização óptica do desempenho	
7.1 Introdução	265
7.2 Avaliação do desempenho de sistemas digitais	266
7.3 Monitorização óptica	270
7.4 Histogramas de amplitude assíncronos	273
7.4.1 Factor Q assíncrono	274
7.4.2 Modelo para histogramas assíncronos	277
7.4.3 Factor Q assíncrono na presença de degradação da forma do impulso	285
7.4.4 Estimativa da BER	290
7.5 Conclusão	293
7.6 Referências	293
Capítulo 8. Conclusões e trabalho futuro	
8.1 Conclusões do trabalho realizado	297
8.2 Sugestões de trabalho futuro	299
Anexos	
Anexo A – Potência óptica em dBm	301
Anexo B - Propriedades físicas da Sílica	302
Anexo C - Esfera de Poincaré	303
Anexo D - Plano da ITU de alocação de frequências	305

glossário de acrónimos

<i>ac</i>	Alternate Current	Corrente alternada (análise em frequência)
ASE	Amplified Spontaneous Emission (noise)	Emissão espontânea amplificada (ruído)
ATM	Asynchronous Transfer Mode	Modo de transferência assíncrono
AWG	Arrayed Waveguide Grating	Rede de difracção baseada em agregados de guias de onda
BER	Bit error ratio	Taxa de erro do bit
<i>cc</i>		Complexo Conjugado
CW	Continuous Wave	Sinal em contínuo
DBR	Distributed Bragg Reflector	Reflector de Bragg distribuído (laser)
<i>dc</i>	Direct Current	Corrente contínua (análise em contínuo)
DCF	Dispersion Compensation Fibre	Fibra para a compensação de dispersão
DEMUX	Demultiplexer	Desmultiplexador
DEP		Densidade Espectral de Potência
DFB	Distributed Feed Back	Realimentação distribuída (laser)
DSF	Dispersion Shifted Fibre	Fibra de dispersão deslocada
EDFA	Erbium Doped Fibre Amplifier	Amplificador óptico de fibra dopada com Érbio
FEC	Forward Error Correction	Código corrector de erros
FBG	Fibre Bragg Grating	Rede de Bragg gravada em fibra óptica
FSR	Free Spectral Range	Intervalo espectral livre
FWM	Four Wave Mixing	Mistura de quatro ondas
GVD	Group Velocity Dispersion	Dispersão da velocidade de grupo
Im		Componente Complexa (do argumento)

IM	Intensity modulated	Intensidade modulada
IP	Internet Protocol	Protocolo de internet
IR	Infrared	Infravermelho
ITU-T	International Telecommunications Union – Standardisation Sector	Secção normativa da união internacional de telecomunicações
LED	Light Emitting Diode	Díodo emissor de luz
LP	Linear Polarised	Polarizado linearmente
MBE	Molecular Beam Epitaxy	Feixe molecular epitaxial
MEM	Micro Electro Mechanical Systems	Sistema electro - mecânico micrométrico
MOCVD	Metal Organic Chemical Vapour Deposition	Deposição gasosa química organo metálica
MQW	Multiple Quantum Well	Múltiplos poços quânticos
MUX	Multiplexer	Multiplexador
MZ	Mach Zehnder	Mach Zehnder (modulador)
NEP	Noise Equivalent Power	Potência equivalente do ruído
NF	Noise Figure	Figura de ruído
NRZ	Non Return to Zero	Não retorno a zero
NZDSF	Non Zero Dispersion Shift Fibre	Fibra de dispersão deslocada não nula
OADM	Optical Add Drop Multiplexer	Nó óptico de extracção e inserção de canais
OPM	Optical Performance Monitoring	Monitorização óptica do desempenho
OSA	Optical Spectrum Analyser	Analisador de espectros ópticos
OSNR	Optical signal to noise ratio	Razão sinal / ruído óptica
OXC	Optical Cross Connect	Nó óptico de cruzamento de canais
<i>pdf</i>	Probability Density Function	Função densidade de probabilidade
PDH	Plesiochronous Digital Hierarchy	Hierarquia digital plesiosíncrona
PIN	Positive – Intrinsic- Negative	Positivo – Intrínseco – Negativo (Fotodíodo)
PMD	Polarisation Mode Dispersion	Dispersão devida aos modos de polarização
PRBS	Pseudo Random Bit Sequence	Sequência de bits pseudo aleatória.
QoS	Quality of Service	Qualidade de serviço
RIN	Relative Intensity Noise	Ruído de intensidade relativo
RSOA	Reflective Semiconductor Optical Amplifier	Amplificador óptico semiconductor reflectivo
RZ	Return to Zero	Retorno a zero
SBS	Stimulated Brillouin Scattering	Dispersão estimulada de Brillouin
SDH	Synchronous Digital Hierarchy	Hierarquia digital síncrona

SI		Sistema Internacional
SMF	Single Mode Fibre	Fibra monomodo (de dispersão normal)
SNR	Signal to Noise Ratio	Razão sinal/ruído
SOA	Semiconductor Optical Amplifier	Amplificador óptico semiconductor
SONET	Synchronous Optical Network	Rede óptica síncrona
SPM	Self Phase Modulation	Auto modulação de fase
Re		Componente Real (do argumento)
RIN	Relative Intensity Noise	Ruído de intensidade relativa
SRS	Stimulated Raman Scattering	Dispersão estimulada de Raman
STM	Synchronous Transport Module of SDH	Modulo de transporte síncrono do SDH
TDM	Time Domain Multiplexing	Multiplexagem no domínio temporal
ua		Unidades Arbitrárias
UV	Ultraviolet	Ultravioleta
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplexagem no comprimento de onda
XGM	Cross Gain Modulation	Modulação cruzada do ganho
XPM	Cross Phase Modulation	Modulação cruzada de fase

constantes fundamentais

Velocidade da luz no vazio	c	299792458	m s^{-1}
Permeabilidade do vazio	μ_0	$4 \pi \times 10^{-7}$	N A^{-2}
Permitividade do vazio	ϵ_0	$8.8541878 \times 10^{-12}$	F m^{-1}
Constante de Planck	h	$6.6260688 \times 10^{-34}$	J s
Constante de Boltzmann	K_B	$1.3806503 \times 10^{-23}$	J K^{-1}
Carga eléctrica elementar	q	$1.6021765 \times 10^{-19}$	C

*“Ouvi um raio de Sol rir, tossir e cantar.
Fui capaz de ouvir uma sombra...”*

Alexander Graham Bell, 1880.

Primeira experiência de transmissão de
voz,
utilizando luz solar e um *Fotofone*.

Aos meus pais

À minha mulher

Capítulo 1

Introdução

1.1. Enquadramento, motivação e objectivos

As telecomunicações têm vindo a conquistar um papel cada vez mais preponderante na sociedade tecnológica em que vivemos modificando e padronizando o modo de vida actual. É cada vez maior a procura de recursos digitais, tais como *internet*, telefone, televisão, video *on demand*, videoconferência, telemedicina, teletrabalho e ensino à distância. A utilização destes recursos introduziu novas questões tecnológicas e científicas que urge resolver.

Na última década, assistiu-se a um crescimento significativo no incremento da capacidade de transporte quer em termos de ritmos de transmissão quer a nível de cobertura geográfica. O aumento da solicitação de recursos digitais teve um incremento de tal modo elevado que ultrapassou a maioria das previsões, resultando no esgotamento da capacidade de tráfego disponibilizada pelos operadores. A manutenção das expectativas criadas nos consumidores, em termos de serviços, requer um aumento da eficiência de transmissão de dados. Tal, só pode ser conseguido através de dois passos essenciais: a criação de uma rede de acesso que suporte elevados débitos e o aumento da capacidade de

transporte e de encaminhamento da informação, mantendo a estrutura física existente que conta já com vários milhões de quilómetros de fibra óptica instalada.

A tecnologia de multiplexagem óptica WDM (multiplexagem no comprimento de onda), ao permitir várias portadoras ópticas na mesma fibra, vem possibilitar a optimização da infra-estrutura óptica por partilha do meio físico. Esta tecnologia tem vindo a ser utilizada principalmente na evolução de ligações ponto a ponto de portadora óptica única para ligações ponto a ponto de multiportadora óptica. Assim, a WDM surge como a evolução natural para as redes de transporte actuais, possibilitando um aumento imediato de capacidade disponível nas infra-estruturas ópticas actuais, bem como a sua utilização gradual, à medida das necessidades.

Nos últimos anos, houve um elevado interesse na evolução dos sistemas de comunicações ópticas ponto a ponto para uma verdadeira rede óptica [1]. Foi reconhecido que é ineficiente comutar a informação que chega a um determinado nó, no domínio eléctrico, principalmente quando a maioria da informação é simplesmente comutada no nó sem que seja localmente processada. É hoje reconhecido que o aumento de capacidade de transporte e encaminhamento só pode ser conseguido através da utilização de redes ópticas transparentes [2]. A implementação dessas redes requer o desenvolvimento de componentes optoelectrónicos que a suportem e um sistema de análise do desempenho dos sinais que nela se propagam. É no seguimento destas necessidades que surge o trabalho descrito nesta tese.

Actualmente, as redes existentes, baseadas na multiplexagem no comprimento de onda, são somente utilizadas como sistemas ponto a ponto. A comutação no fim dos diversos troços é ainda electrónica requerendo a conversão óptica → eléctrica → óptica. A transmissão óptica a vários Gbit/s tem vindo a impôr-se como uma tecnologia padrão, tornando a comutação eléctrica um sério constrangimento na evolução das redes. A passagem de soluções ponto a ponto para uma verdadeira camada óptica, capaz de proceder ao reencaminhamento, acesso, reconversão de canais entre sistemas heterogéneos, reconfiguração da rede em caso de falhas e gestão global no domínio óptico, assume-se actualmente como a grande questão quer no seio dos diversos institutos normalizadores

quer ao nível da investigação aplicada. Esta passagem requer nós ópticos de rede flexíveis que permitam manipular directamente os canais ópticos.

Os nós ópticos de cruzamento de canais e os nós ópticos de extracção e inserção de canais terão um papel fundamental nessas futuras redes ópticas multicomprimento de onda. Esta importância é devida à sua capacidade de reconfiguração, por forma a otimizar a distribuição do tráfego, assegurar protecção e conectividade. Os nós ópticos de extracção e inserção de canais são utilizados em redes WDM, onde é necessário remover ou adicionar um ou mais canais, sem que a integridade dos restantes seja afectada. Os nós ópticos de cruzamento de canais são utilizados em redes WDM, onde é necessário interligar várias portas de entrada com várias portas de saída e permitir cruzar qualquer comprimento de onda de uma entrada para uma saída, tendo ainda funcionalidades locais de extracção / inserção de canais e de conversão de comprimento de onda.

As telecomunicações estão também a evoluir para o aumento da heterogeneidade e da conectividade entre redes. Esta evolução, juntamente com o enorme incremento do tráfego, irá adicionar mais complexidade ao planeamento, implementação e operação das redes de transporte, onde se pretende que o processamento da informação seja tanto quanto possível efectuado no domínio óptico. Tal, requer dispositivos ópticos como os nós ópticos atrás referidos. Um componente fundamental desses nós é o conversor óptico de comprimento de onda, utilizado de modo a garantir a transparência e não bloqueio da informação por parte dos nós ópticos. Este componente permite ainda que a atribuição dos canais aos vários comprimentos de onda seja efectuada de forma independente de operador para operador. Logo, a conversão de comprimento de onda é um factor decisivo em redes ópticas WDM, pois permite aumentar a flexibilidade, capacidade e transparência da rede, através do encaminhamento dinâmico de vários comprimentos de onda. Para além da sua utilização em nós de rede, estes dispositivos podem ainda ser utilizados nos emissores ópticos como forma de obter a baixo custo emissores multicomprimento de onda e dinamicamente sintonizáveis. Uma das vantagens imediatas da conversão do comprimento de onda é a possibilidade de flexibilizar a atribuição dos canais WDM e simplificar as técnicas de protecção da rede fixa.

O aparecimento de sistemas WDM, originou também um conjunto de novas dificuldades no âmbito da análise do desempenho e de optimização dos sistemas de

comunicações ópticas. Tornou-se difícil monitorizar a qualidade de serviço por canal com base em medições não intrusivas, ou seja, que não necessitem de aceder à informação que é transportada na portadora óptica. Este último aspecto tem particular relevância porque se pretende uma evolução para uma rede óptica transparente, independente da origem, formato e ritmo dos sinais que transporta.

A estimativa do desempenho dos sistemas WDM é um aspecto fundamental no desenvolvimento das futuras redes completamente ópticas, tendo vindo a ser objecto de abordagens várias em quase todos os projectos de redes ópticas, em particular nos que envolvem ensaios de campo ou demonstradores. No âmbito deste trabalho pretende-se desenvolver técnicas ópticas que permitam estimar o desempenho de um sistema WDM. As técnicas de análise óptica do desempenho utilizadas baseiam-se em análises experimentais que permitem estimar o desempenho do sistema por canal, com base na caracterização estatística de grandezas físicas envolvidas. A consequência prática da implementação deste técnica será a possibilidade de, no futuro, a partir de medições efectuadas em pontos intermédios de monitorização da rede óptica, obter por cálculos numéricos a qualidade de serviço fornecido bem como detectar degradações graduais ou súbitas do desempenho.

Em resumo, esta tese tem por objectivo estudar, desenvolver e implementar soluções tecnológicas para as quatro funções de rede descritas anteriormente, ou seja, nós ópticos de extracção e inserção de canais, nós ópticos de cruzamento de canais, conversores ópticos de comprimento de onda e monitores ópticos de desempenho. A necessidade intrínseca de transparência atrás descrita, impõe que estas funções sejam todas efectuadas no domínio óptico.

De referir nesta secção introdutória alguma terminologia utilizada ao longo da tese no que se refere aos ritmos de transmissão e comprimentos de onda utilizados experimentalmente. A tecnologia de transporte mais utilizada actualmente em redes ópticas de elevado débito é a hierarquia digital síncrona (SDH) que por sua vez suporta tráfegos da hierarquia digital plesiosíncrona (PDH), modo de transferência assíncrono (ATM) ou segundo o protocolo de *internet* (IP). O ritmo de transmissão básico da SDH é de 155.52 Mbit/s, designado como nível um do módulo de transporte síncrono (STM-1). Ritmos mais elevados são obtidos pela multiplicação do ritmo básico por um valor inteiro,

M , sendo designados por STM- M , onde os valores possíveis para M são: 1, 4, 16 e 64 [3]. As frequências ópticas dos canais são definidas por grelhas com um espaçamento fixo entre canais e referenciadas a uma frequência óptica que é, usualmente, de 193.1 THz. No Anexo D apresentam-se as frequências referentes aos canais das grelhas com um espaçamento de 200 GHz e 100 GHz.

De referir, por fim, que devido ao elevado conjunto de expressões, termos e nomes utilizados pela comunidade científica nacional e provenientes da língua Inglesa, durante este trabalho tentar-se-á utilizar expressões Portuguesas, quando existam e desde que não originem confusões de interpretação. Mantendo-se a notação em língua Inglesa para termos não traduzíveis, após devidamente explicados. Durante a tese são ainda usados acrónimos, usualmente oriundos da língua inglesa e utilizados na literatura científica.

1.2. Perspectiva histórica dos sistemas de comunicações ópticas

Os sistemas de comunicações ópticas são usualmente divididos em várias gerações à medida que se registam saltos tecnológicos que possibilitem um aumento significativo da capacidade de transporte. Esta divisão em várias gerações, porém, nem sempre é consensual entre os diversos autores [4-7].

A primeira geração de sistemas de comunicações ópticas implementada comercialmente em 1980, é caracterizada pela utilização de emissores do tipo díodos emissores de luz (LED) ou lasers multimodo de Arsenieto de Gálio, a emitirem na região espectral em torno dos 800 nm e com uma largura espectral de alguns nanómetros. A modulação directa da corrente de polarização do emissor permitia ritmos de transmissão máximos de 45 Mbit/s no caso do LED e até 2 Gbit/s com a utilização de lasers semicondutores. A transmissão do sinal óptico era efectuada através de fibra multimodo e a detecção era realizada com fotodíodos de Silício. A distância máxima de transmissão desses sistemas era de 20 km. Estes desempenhos eram suficientes para superar os cabos eléctricos coaxiais, o que incentivou a procura de novas soluções tecnológicas para expandir ainda mais o transporte de informação.

Com o surgimento de lasers semicondutores construídos a partir de heteroestruturas de Arsenieto de Gálio e Fosforeto de Índio e fotodetectores de Germânio a operarem com um comprimento de onda próximo de 1300 nm, onde as perdas por atenuação da fibra são inferiores à da região espectral de 800 nm, foi possível aumentar o ritmo de transmissão dos sistemas para 100 Mbit/s e a capacidade de transporte para $2 \text{ Gbit/s} \times \text{km}$ nos sistemas de segunda geração.

Este desempenho foi melhorado nos sistemas de terceira geração com a introdução de fibras monomodo que apresentam uma menor dispersão. A capacidade de transporte estava limitada a $100 \text{ Gbit/s} \times \text{km}$ devido à dispersão cromática da fibra.

O aparecimento da quarta geração de sistemas a operarem na janela espectral em torno de 1550 nm veio permitir o aumento da distância de propagação, aproveitando o baixo valor da atenuação da fibra nessa região espectral. O elevado valor da dispersão cromática da fibra nessa região espectral foi parcialmente compensado com o surgimento de lasers monomodo. Conseguindo-se capacidades de transporte de $1 \text{ Tbit/s} \times \text{km}$.

Os sistemas coerentes de quinta geração passaram um pouco à margem da implementação comercial, devido à sua complexidade quando comparados com os sistemas de modulação de intensidade e detecção directa.

O aparecimento dos amplificadores ópticos de fibra dopada com Érbio, permitiram amplificar o sinal óptico sem a necessidade de conversão intermédia para o domínio eléctrico. Possibilitando, assim, o surgimento dos sistemas de longa distância totalmente ópticos de sexta geração. Os sistemas deixaram de estar limitados pela atenuação da fibra e passaram a estar limitados pelo efeito da dispersão cromática e pelo efeito da acumulação do ruído gerado nos amplificadores.

A sétima geração de sistemas de comunicações ópticas utiliza amplificação óptica para aumentar a distância de transmissão e multiplexagem no comprimento de onda, como forma de incrementar a capacidade total de transporte. A utilização de dispositivos para a compensação da dispersão veio resolver o principal constrangimento no aumento de capacidade dos sistemas.

Actualmente, a dispersão devido aos modos de polarização e as não linearidades da fibra óptica assumem-se como as principais questões tecnológicas a resolver, com vista ao aumento da capacidade dos sistemas. O esforço actual de investigação e desenvolvimento está centrado na procura de soluções que permitam compensar estes constrangimentos.

Na figura 1.1 encontra-se um gráfico resumo das limitações das diversas gerações atrás descritas e que tiveram maior expressão comercial [7].

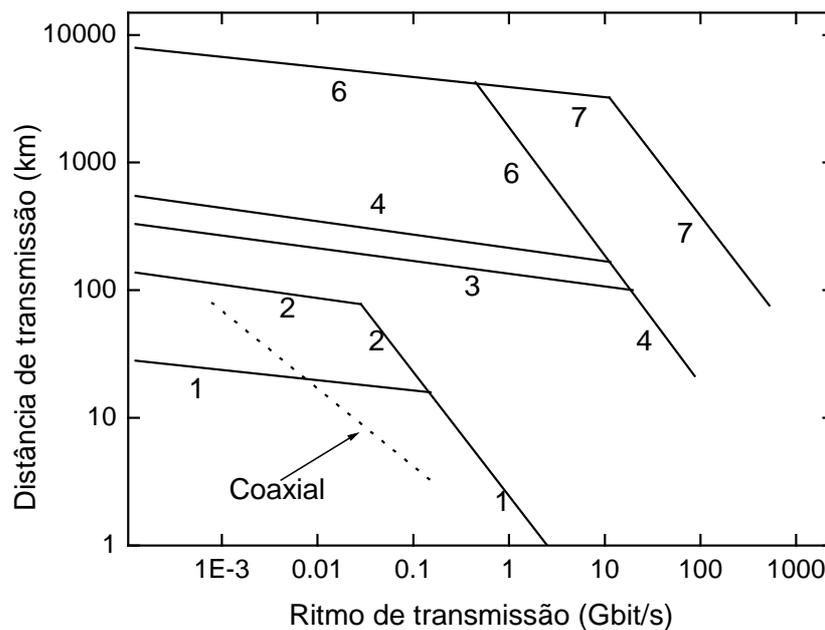


Figura 1.1 – Limitação da capacidade de transporte das diversas gerações comerciais (1,2,3,4,6,7).

O próximo passo evolutivo será a introdução de uma rede completamente óptica, através de dispositivos fotónicos que realizem as diversas operações de encaminhamento, protecção, conversão de comprimento de onda, extracção e inserção de canais, sincronização, reformatação e cruzamento de canais completamente no domínio óptico.

1.3. Estado actual da tecnologia

As redes ópticas têm a capacidade potencial de manusear enormes quantidades de informação. Porém, até ao momento, o domínio óptico tem sido somente utilizado como um meio de transporte de informação.

A necessidade de incrementar a largura de banda disponível tem estimulado a investigação e desenvolvimento de tecnologias que viabilizem a introdução de nós de rede ópticos. É amplamente reconhecido que a tecnologia de comutação óptica baseada em espelhos electro-mecânico micrométricos (MEM) é a melhor solução para a construção de nós de rede compactos, transparentes e escaláveis [8].

Sistemas experimentais com capacidade de transporte de várias centenas de Tbit/s foram demonstrados em vários testes laboratoriais. Esta elevada capacidade é obtida através da utilização de multiplexagem no comprimento de onda. Os ritmos de transmissão de cada canal também têm evoluído quer nos sistemas comerciais quer nos sistemas laboratoriais. Actualmente, ritmos de 40 Gbit/s por canal estão disponíveis comercialmente [12-14] e ritmos de 320 a 640 Gbit/s por canal foram já reportados laboratorialmente [9-11].

Os sistemas multiplexados no comprimento de onda vão ao encontro da necessidade do aumento da capacidade de transporte dos sistemas de comunicações ópticas. Para aumentar a capacidade de transporte dos sistemas, várias tecnologias têm sido utilizadas para ultrapassar as limitações impostas. Assim, para se obterem elevadas capacidades de transporte é necessário incrementar a eficiência espectral, expandir a largura espectral disponível e incrementar a distância de transmissão [15].

Usualmente, um aumento da eficiência espectral é conseguido através da utilização de formatos de modulação apropriados ou multiplexagem da polarização [16]. O aumento da largura espectral actualmente existente reside na expansão para além da banda *C* (1530 nm – 1570 nm) convencional [17], disponível pela utilização de amplificadores ópticos de fibra dopada com Érbio. A expansão para a banda *L* (1570 nm – 1650 nm) apoia-se em amplificadores ópticos de Raman ou em amplificadores ópticos de fibra dopada com Telúrio. Por outro lado, a expansão para a banda *S* (1450 nm – 1530 nm) é suportada por amplificadores ópticos de fibra dopada com Túlio [18].

O aumento da distância de transmissão pode também ser conseguido com o desenvolvimento de novas fibras que permitam reduzir os efeitos não lineares, que apresentem uma correcta compensação da dispersão cromática e uma perfeita equalização dos canais transportados [19,20]. Outro pilar essencial em sistemas de elevada capacidade

a longa distância assenta na utilização de códigos correctores de erros (FEC) como forma de incrementar o desempenho dos sistemas [21,22].

Na tabela 1.1 encontra-se um resumo dos sistemas recentemente reportados que utilizam as tecnologia percursoras atrás descritas e que, na actualidade, detêm limites de transmissão.

Tabela 1.1 Sistemas reportados que detêm os limites de transmissão: C – capacidade total, NC – número de canais, Br – ritmo de transmissão de cada canal, D – Distância de transmissão, EE – Eficiência espectral, BW – largura espectral ocupada, CT – capacidade total de transporte ($C \times D$), Ref – Referência.

C (Tb/s)	NC	Br (Gbit/s)	D (km)	EE (bit/s/Hz)	BW (nm)	CT (Pb/s×km)	Ref
10.93	256	42.7	1200	1.28	64.22	6.14	[25]
10.92	273	40.0	117	0.8	107.47	1.28	[26]
10.93	256	42.7	100	1.28	64.22	1.09	[27]
6.4	160	40	186	0.8	64.22	1.19	[33]
5.12	128	40	300	0.64	64.22	1.54	[24]
3	300	1.16	7380	0.44	61.02	22.14	[32]
2.56	256	10.0	11000	0.26	80	28.16	[23]
1.8	180	10	7000	0.3	43	12.6	[34]
1.52	38	40.0	6200	0.6	39.9	9.42	[29]
1.37	32	42.7	6050	0.43	24.9	8.27	[28]
1.28	512	2.5	320	-	-	0.41	[30]
1.07	100	10.7	10050	0.28	29.7	10.7	[31]
0.076	1021	0.074	60	0.008	82	0.005	[35]

1.4. Organização da tese

Esta tese está dividida em oito capítulos que descrevem diversos temas relacionados com componentes optoelectrónicos para redes fotónicas de alto débito, de acordo com o plano de trabalhos inicial.

Neste primeiro capítulo, para além da descrição do contexto em que se insere o tema da tese e os seus objectivos principais, é feita uma resenha sucinta do estado actual da tecnologia dos sistemas de comunicações ópticas e descreve-se a estrutura da tese bem como as principais contribuições.

No segundo capítulo é estudada a fibra óptica monomodo padrão, efectuando-se uma caracterização das suas propriedades lineares e não lineares relevantes. A partir desses resultados, utilizou-se um modelo numérico que descreve com precisão o canal óptico de transmissão. É ainda feito um resumo dos tipos de fibra utilizados actualmente na transmissão de impulsos ópticos pelos operadores de telecomunicações.

No terceiro capítulo são analisados, caracterizados e apresentados modelos para a simulação numérica de alguns componentes fotónicos utilizados para a geração, modulação, amplificação, filtragem e detecção de sinais ópticos. Estes modelos e componentes são, respectivamente, utilizados na simulação e implementação experimental dos sistemas considerados ao longo desta tese.

No quarto capítulo descreve-se a implementação de um nó óptico de extracção e inserção de canais (OADM), com capacidade de extracção de um canal, transparente ao número e ao espaçamento dos restantes canais dos sistema, desde que estes tenham um espaçamento superior a 100 GHz. Este nó é baseado em redes de Bragg gravadas em fibra ópticas. É ainda analisada a possibilidade de sintonia de um OADM, sendo implementada uma técnica de sintonia híbrida por temperatura e distensão mecânica da rede de Bragg. Este OADM foi testado numa rede óptica com um espaçamento entre canais de 50 GHz, apresentando uma capacidade de sintonia que lhe permite aceder a três dos canais da rede. Finalmente, foi desenvolvido um prototípico de um OADM para uma sistema comercial de comunicações ópticas já existente.

No quinto capítulo descreve-se a implementação, teste e simulação de um nó óptico de cruzamento de canais estritamente não bloqueante e espacialmente modular com capacidade para encaminhar sinais entre duas portas de entrada, duas portas de saída e uma porta tributária.

No capítulo seis são analisadas as técnicas de conversão óptica de comprimento de onda. Apresentam-se os resultados de implementação, teste e optimização de um módulo de conversão de comprimento de onda baseado na modulação cruzada do ganho num amplificador óptico semiconductor reflectivo. Esta técnica apresenta as vantagens de uma imediata implementação, um elevado desempenho para os ritmos de transmissão

actualmente utilizados pelos operadores de telecomunicações e um baixo custo de implementação.

No capítulo sete são analisadas as metodologias de avaliação do desempenho de sistemas de comunicações ópticas. Serão especialmente consideradas as técnicas ópticas transparentes ao ritmo e ao formato de transmissão do sinal a analisar. Será ainda descrito um módulo de monitorização óptica do desempenho de um sistema multiplexado no comprimento de onda, onde os canais se encontram degradados devido à acumulação de ruído e distorções causadas pelos efeitos lineares e não lineares da fibra óptica.

Finalmente, no capítulo oito 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 dos componentes optoelectrónicos para redes fotónicas de alto débito podem resumir-se da seguinte forma:

- Estudo e caracterização da fibra óptica e dos fenómenos responsáveis pela degradação dos sinais ópticos que nela se propagam, descrito no capítulo 2 e materializado nas contribuições / referências [36-46].
- Estudo, caracterização e simulação dos principais componentes optoelectrónicos e ópticos envolvidos em redes de comunicações ópticas, descrito no capítulo 3 e materializado nas contribuições / referências [47-70].
- Implementação de um nó óptico de extracção e inserção de canais com capacidade de sintonia, descrita no capítulo 4 e materializado nas contribuições / referências [71-79].
- Implementação de um nó óptico de cruzamento de canais não bloqueante e com capacidade de configuração, descrita no capítulo 5 e materializado nas contribuições / referências [80-83].

- Estudo e implementação de técnicas ópticas de conversão de comprimento de onda, nomeadamente, modulação cruzada do ganho num amplificador óptico semiconductor reflectivo, descrito no capítulo 6 e materializado nas contribuições / referências [84-93].
- Desenvolvimento de técnicas no domínio óptico, de análise do desempenho de canais num sistema WDM, nomeadamente, utilizando amostragem assíncrona, descrito no capítulo 7 e materializado nas contribuições / referências [94-100].

1.6. Referências

- [1] D. Cotter, J. K. Lucek, High-speed digital optical processing in future networks, *Phil. Trans. Royal Soc. London A*, vol. 358, pp. 2283-2296, 2000.
- [2] R. Sabella, Tutorial: Key Elements for WDM Transport Networks, *Photonic Network Communications*, vol. 2, n. 1, pp. 7-14, 2000.
- [3] Gerd E. Kaiser, A Review of WDM Technology and Applications, *Optical Fiber Technology*, vol. 5, pp. 3-39, 1999
- [4] Govind P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, John Wiley & Sons, 2ª edição, New York, EUA, 1997.
- [5] Armando Humberto Nolasco Pinto, *Análise e Optimização de Sistemas de Comunicação Ópticos Baseados em Solitões*, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, Portugal, 1999.
- [6] Benny Christensen, *Optical Communication Systems based on Solitons*, Tese de doutoramento, Tele Danmark Research, Dinamarca, 1994.
- [7] R. Baets, <http://www.intec.rug.ac.be/courses/opto/common/index.asp>, Optical communications systems course, Universiteit Gent, 2001.
- [8] 238 × 238 Surface Micromachined Optical Crossconnect with 2 dB Maximum Loss, V. A. Asyuk, N. R. Basavanthally, D. J. Bishop, C. A. Bolle, C. C. Chang, R. Frahm, A. Gasparyan, J. V. Gates, R. George, C. R. Giles, J. Kim, P. R. Koodner, T. M. Lee, D. T. Neilson, C. Nijander, C. J. Nuzman, M. Paczowski, A. R. Papazian, R. Ryf, H. Shea, M. E. Simon, OFC 2002, FB9, pp.1-3, Anaheim, EUA, 2002.
- [9] G. Raybon, B. Mikkelsen, R. J. Essiambre, A. J. Stentz, T. N. Nielsen, D. W. Peckham, L. Hsu, L. Gruner-Nielsen, K. Breyer, J. E. Johson, 320 Gbit/s single-channel pseudo-linear transmission over 200 km of nonzero-dispersion fiber, OFC 2000, PD29, pp. 254-256, Baltimore, EUA, 2000.
- [10] M. Nakazawa, E. Yoshida, T. Yamamoto, E. Yamada, A. Sahara, TDM single channel 640 Gbit/s transmission experiment over 60 km using 400 fs pulse train and walk-off free, dispersion flattened nonlinear optical loop mirror, *IEE Electronics Letters*, vol. 34, n. 9, pp. 907-908, 1998.
- [11] M. Nakazawa, T. Yamamoto, K. R. Tamura, 1.28 Tbit/s - 70 km OTDM transmission using third- and fourth -order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator, *IEE Electronics Letters*, vol. 36, n. 24, pp. 2027-2028, 2000.
- [12] E. Lach, M. Schmidt, K. Scuh, Junginger, G. Veith, P. Nouchi, System based on wavelength transparent 4 × 40 Gbit/s ETDM transmitters and receivers, OFC 2002, TuA2, pp. 2-4, Anaheim, EUA, 2002.

-
- [13] Gyaneshwar C. Gupta, Robert E. Tench, Osamu Mizuhara, Leah L. Wang, Ngoc N. Dang, Naresh Chand, 3.2 Tbit/s (40 X 80 Gb/s) transmission over 1000 km with 100 km span (25 dB loss) and 0.8 bit/s/Hz of spectral efficiency, OFC 2002, TuA5, pp. 6-8, Anaheim, EUA, Março 2002.
- [14] Carsten J. Videcrantz, 40 G systems get ready for commercial launch, *Fibre Systems Europe*, vol. 6, n. 3, pp. 23-26, 2002.
- [15] A. R. Chraplyvy, R. W. Tkach, Terabit/second Transmission Experiments, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, n. 11, pp. 2103-2108, 1998.
- [16] Takashi Ono, Yutaka Yano, Key Technologies for Terabit/Second WDM Systems with High Spectral Efficiency of Over 1 bit/s/Hz, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, n. 11, pp. 2080-2088, 1998.
- [17] Jun-ichi, Hiro Suzuki, Mitsuhiro Teshima, Noboru Takachio, Katsumi Iwatsuki, Triple-Wavelength-band WDM transmission technologies, OFC 2002, TuR5, pp. 122-123, Anaheim, EUA, 2002.
- [18] T. Kasamatsu, Y. Yano, T. Ono, Laser-diode pumping (1.4 and 1.56 μm) of gain-shifted thulium-doped fibre amplifier, *IE Electronics Letters*, vol. 36, n. 19, pp. 1607-1609, 2000.
- [19] S. Bigo, W. Idler, Multi-terabit/s transmission over Alcatel TeraLight fiber, *Alcatel Telecommunications Review*, n. 4, pp. 288-296, 2000.
- [20] Neal S. Bergano, C. R. Davidson, Wavelength Division Multiplexing in Long Haul Transmission Systems, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 6, pp. 1299-1308, 1996.
- [21] Alexei N. Piipetskii, Submarine Transmission and FEC, OFC 2002, WP1, pp. 288-289, Anaheim, EUA, 2002.
- [22] Frank Kerfoot, Tutorial: Forward Error Correction for Optical Transmission Systems, OFC 2002, WL1, pp. 259, Anaheim, EUA, Março 2002.
- [23] D. G. Foursa, C. R. Davidson, M. Nissov, M. A. Mills, L. Xu, J. X. Cai, A. N. Piipetskii, Y. Cai, C. Breverman, R. R. Cordell, T. J. Carvelli, P. C. Corbett, H. D. Kidorf, Neal S. Bergano, 2.56 Tb/s (256 X 10 Gb/s) transmission over 11000 km using hybrid Raman / EDFAs with 80 nm of continuous bandwidth, OFC 2002, FC3, pp. 1-3, Anaheim, EUA, Março 2002
- [24] S. Bigo, Transmission of 125 WDM channels at 42.7 Gbit/s over 12×100 km of Tera Light™, ECOC 2001, PD1.2, pp. 40-41, Amsterdam, Holanda, 2001.
- [25] Yann Frignac, Gabriel Charlet, Wilfried Idler, Roman Dischler, Patrice Tran, Stephanie Lanne, Sophie Borne, Catherine Martinelli, Gustav Veith, Amaury Jourdan, Jean Pierre Hamide, Sebastien Bigo, Transmission of 256 wavelength-division and polarization-division-multiplexed channels at 42.7 Gb/s (10.2 Tb/s capacity) over 3×100 of TeraLight fiber, OFC 2002, FC5, pp. 1-3, Anaheim, EUA, 2002.
- [26] Kiyoshi Fukuchi, Tadashi Kasamatsu, Masao Morie, Risato Ohhira, Toshiharu Ito, Kayato Sekiya, Daisau Ogasahara, Takashi Ono, 10.92 – Tb/s (273 x 40-Gb/s) triple-band/ultra-dense WDM optical-repeated transmission experiment. OFC 2001, PD24, pp. 1-3, Anaheim, EUA, 2001.
- [27] Sebastien Bigo, Yann Frignac, Gabriel Charlet, Wilfried Idler, Sophie Borne, Helmut Gross, Roman Dischler, Wolfgang Poehlmann, Patrice Tran, Christian Simonneau, Dominique Bayart, Gustav Veith, Amaury Jourdan, Jean Pierre Hamide, 10.2 Tbit/s (256 x 42.7 Gbit/s PDM/WDM) transmission over 100 km Teralight fiber with 1.28 bit/s/Hz spectral efficiency, OFC 2001, PD25, pp. 1-3, Anaheim, EUA, 2001.
- [28] Hiroto Sugahara, Kiyoshi Fukuchi, Aihiro Tanaka, Yoshihisa Inada, Takashi Ono, 6050 transmission of 32×42.7 Gb/s DWDM signals using Raman – amplified quadruple-hybrid span configuration, OFC 2002, FC6, pp. 1-3, Anaheim, EUA, 2002.
- [29] J. -X. Cai, M. Nissov, C. R. Davidson, Y. Cai, A. N. Piipetskii, H. Li, M. A. Mills, R. -M. Mu, U. Feiste, L. Xu, A. J. Lucero, D. G. Foursa, Neal S. Bergano, Transmission of Thirty-Eight 40 Gb/s Channels (> 1.5 Tb/s) over transoceanic distance, OFC 2002, FC4, pp. 1-3, Anaheim, EUA, 2002.
- [30] H. Suzuki, OECC 2001, PD2, Sydney, Austrália, 2001.
-

-
- [31] T. Tsuritani, Y. Yamada, A. Agata, N. Takeda, N. Edgawa, M. Suzuki, 1 Tbit/s (100 X 10.7 Gbit/s) transpacific transmission using single-stage 980 nm-pumped C-band optical repeaters without forward error correction, *IEE Electronics Letters*, vol. 36, n. 18, pp. 1566-1568, 2000.
- [32] G. Vaireille, F. Pitel, J. F. Marcerou, 3 Tbit/s (300 X 11.6 Gbit/s) transmission over 7380 km using C+L band with 25 GHz channel spacing and NRZ format, *OFC 2001*, PD22, pp. 1-3, Anaheim, EUA, 2001.
- [33] T. Ito, 6.4 Tbit/s (160 × 40 Gbit/s) WDM transmission experiments with 0.8 bit/s/Hz spectral efficiency, *ECOC 2000*, PD1.1, pp. 38-39, Munique, Alemanha, 2000.
- [34] C. R. Davidson, C. J. Chen, M. Nissov, A. Pilipetskii, N. Ramanujam, H. D. Kidorf, B. Pedersen, M. A. Mills, C. Lin, M. I. Hayee, J. X. Cai, A. B. Puc, P. C. Corbett, R. Menges, H. I. A. Eyamani, C. Rivers, Neal S. Bergano, 1800 Gb/s transmission of one hundred and eighty 10 Gb/s WDM channels over 7000 km using the full EDFA C-Band, *OFC 2000*, PD25, pp. 242-244, Baltimore, EUA, 2000.
- [35] Brandon C. Collings, Matthew L. Mitchell, Luc Boivin, Wayne H. Knox, A 1021 channel WDM system, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 7, pp. 906-908, 2000.
- [36] P.S. André, A. L. J. Teixeira, M. Lima, J. F. da Rocha, J. L. Pinto, Nonlinear Refractive Index and Chromatic Dispersion Simultaneous Measurement in Non Zero Dispersion Shift Optical Fibres, 4th International Conference on Transparent Networks – ICTON 2002, pp. 111-114, Warsaw, Polónia, 2002.
- [37] Paulo Sérgio de Brito André, Hypolito José Kalinowski, Luiz Mario Borghesi Junior, João Lemos Pinto, Measurement of Raman Gain Coefficient in Standard Single Mode Optical Fibres for DWDM Photonic Simulation Purposes, *Proceedings of SPIE*, 2002.
- [38] Hypolito José Kalinowski, P. S. André, Simulation and evaluation of frequency coupling coefficients in the non linear dispersive regime of single mode fibres, *Proceedings of SPIE*, 2002.
- [39] P. S. André and J. L. Pinto, Simultaneously Measurement of the Nonlinear Refractive Index and Chromatic Dispersion of Optical Fibers by Four-Wave Mixing, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 4, n. 4, Agosto 2002.
- [40] P. S. André, R. Correia, L. M. Borghesi Junior, A. L. J. Teixeira, Hypolito José Kalinowski, J. L. Pinto, Raman Gain characterization in Standard Single Mode Optical Fibres for Optical Simulation Purposes, submetido para publicação na *Fiber and Integrated Optics*.
- [41] P. S. André, J. L. Pinto, Análise, Caracterização e Simulação do Processo de Dispersão Inelástica Estimulada de Brillouin numa Fibra Óptica Monomodo, *Revista DETUA*, vol. 3, n. 5, pp. 381-385, 2002.
- [42] P. S. André, J. L. Pinto, Birrefringência e Dispersão Devido aos Modos de Polarização em Fibras Ópticas, *Revista do DETUA*, vol. 3, n. 5, pp. 375-380, 2002.
- [43] Paulo Sérgio de Brito André, Hypolito José Kalinowski, Luiz Mario Borghesi Junior, João Lemos Pinto, Measurement of Raman Gain Coefficient in Standard Single Mode Optical Fibres for DWDM Photonic Simulation Purposes, 4th International conference on photonics, devices and systems, pp. 29, Praga, Republica Checa, 2002.
- [44] Hypolito José Kalinowski, P. S. André, Simulation and evaluation of frequency coupling coefficients in the non linear dispersive regime of single mode fibres, 4th International conference on photonics, devices and systems, pp. 40, Praga, Republica Checa, 2002.
- [45] A. Nolasco Pinto, P. S. André, J. L. Pinto e J. Ferreira da Rocha, Caracterização e Simulação do Canal Óptico para Sistemas de Comunicação Baseados em Solitões, 11^a Conferência Nacional de Física, pp. 633-635, Maia, Portugal, 1998.
- [46] P. S. André, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto e J. Ferreira da Rocha, Determinação da Dispersão Cromática em Fibras Ópticas, *ProtoFísica 98*, pp. 13-14, Aveiro, Portugal, 1998.
- [47] Meire C. Fugihara e Hypolito J. Kalinowski, Paulo S. André, Estudos para Equalização de Ganho em um AFDE com uma única Rede de Bragg, *X Brazilian Microwave and Optoelectronics Symposium*, Recife, Brazil, Agosto 2002.
-

- [48] António Teixeira, Miguel Melo, Carlos Santos, Davide Pereira, Mário Lima, Paulo André, Orlando Frazão, Henrique Salgado, Ferreira da Rocha, Effects of C Band optical pumping on the performance of L band Erbium Doped Fiber Amplifiers, International conference on telecommunications electronics and control TELECOM 2002, Santiago, Cuba, Julho 2002.
- [49] Ilda Abe, Rogério Nogueira, Bárbara W. Diesel, André S. Ehlke, Juliane Tosin, Paulo S. André, João L. Pinto and Hypolito J. Kalinowski, Analysis of Bragg grating written in high birefringence fibre optics, 4th International conference on photonics, devices and systems, pp. 37, Praga, Republica Checa, 2002.
- [50] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, O. Frazão, Paulo S. B. André, J. R. Ferreira da Rocha, Thermal Behavior of Bragg Gratings Formed in Germanosilicate Fiber, 4th International conference on photonics, devices and systems, pp. 36, Praga, Republica Checa, 2002.
- [51] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, O. Frazão, Paulo S. B. André, J. R. Ferreira da Rocha, Thermal Behavior of Bragg Gratings Formed in Germanosilicate Fiber, Proceedings of SPIE, 2002.
- [52] Ilda Abe, Rogério Nogueira, Bárbara W. Diesel, André S. Ehlke, Juliane Tosin, Paulo S. André, João L. Pinto and Hypolito J. Kalinowski, Analysis of Bragg grating written in high birefringence fibre optics, Proceedings of SPIE, 2002.
- [53] P. S. André and J. L. Pinto, Optimising the Operation Characteristics of a LiNbO₃ based Mach - Zehnder Modulator for 10 Gb/s Lightwave Systems, Journal of Optical Communications, vol. 22, pp. 767-770, 2001.
- [54] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, O. Frazão, Paulo S. André, J. R. Ferreira da Rocha, Redes de Bragg para Telecomunicações, Actas de Engenharia 2001 – Inovação e Desenvolvimento, pp. 21-26, Covilhã, Portugal, 2001.
- [55] M.J.N. Lima A.L.J. Teixeira, J.R.F. da Rocha, P.S. André, Center Frequency Tolerances of Cascaded Optical Filters in WDM Optical Networks, 14th IEEE LEOS Annual Meeting, pp. 746-747, San Diego, EUA, 2001.
- [56] O. Frazão, G. Rego, M. Lima, A. Teixeira, F.M. Araújo, P.S. André, J.F. da Rocha, H.M. Salgado, EDFA Gain Flattening Using Long-Period Fibre Gratings Based on the Electric Arc Technique, 3rd London Communication Symposium - LCS 2001, London, Reino Unido, 2001.
- [57] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, T. Almeida, M. Pousa, Development of a 10 Gb/s Optical Soliton Source, Proceedings of SPIE, vol. 4430, pp. 388-398, 2001.
- [58] P. S. André, J. L. Pinto, Optimizing a Mach-Zehnder modulation Characteristics for 10 Gbit/s Lightwave Systems, 3rd Conference on Telecommunications - Conftele 2001, pp. 511-519, Figueira da Foz, Portugal, 2001.
- [59] I. Abe, O. Frazão, P. S. André, J. C. Cardozo da Silva, H. J. Kalinowski, J. L. Pinto, F. M. Araújo, The use of Fibre Bragg Gratings Filters in Optical Communications, 3rd Conference on Telecommunications - Conftele 2001, pp. 276-279, Figueira da Foz, Portugal, 2001.
- [60] António L. J. Teixeira, Mário J. N. Lima, Paulo S. B. André e J. Ferreira da Rocha, Amplificadores de fibra óptica para as bandas C+L, 5^o Encontro do Colégio de Electrotecnia da Ordem dos Engenheiros, pp. 267-270, Porto, Portugal, 2001.
- [61] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, T. Almeida, M. Pousa, Development of a 10 Gb/s Optical Soliton Source, ROMOPTO 2000, pp. 6-8, Bucarest, Roménia, 2000.
- [62] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, Optical Communications on the Physics teaching, Physics Teaching in Engineering Education – PTEE 2000, pp. 6-7, Budapeste, Hungria, 2000.
- [63] J.F.da Rocha, P.Tavares, O.Frazão, P.Monteiro, P.S. André, A.Teixeira, M.Lima, A.N. Pinto, A.Gameiro, R.Ribeiro, L.Ribeiro, A.Cunha, J.L. Pinto, M.R. Ferreira, M. Pousa, Research of the Optical Communications Groups at University of Aveiro and Institute of Telecommunications – Aveiro Pole, Proceedings of SPIE, vol. 3572, pp. 568-578, 1999.
- [64] P. S. André, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto e J. Ferreira da Rocha, Extraction of Laser Rate Equations Parameters, Proceedings of SPIE, vol. 3572, pp 141-146, 1999.

-
- [65] P. S. André, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto, F. da Rocha, Extraction of DFB laser rate equations parameters for optical simulation purposes, 2nd Conference on Telecommunications - Confetele'99, pp. 561-564, Sesimbra, Portugal, 1999.
- [66] A. Nolasco Pinto, P. S. André, J. L. Pinto, F. da Rocha, Short optical pulses generation by gain switching of a DFB laser diode, Confetele'99, Livro de Resumos pp. 182-185, Sesimbra, Portugal, 1999.
- [67] P. J. Silva, P. Mendes, J. Ferreira da Rocha, J. C. Pedro, P. Tavares, P. S. André, N. B. Carvalho, Automatização de Laboratórios de Medida de Componentes Ópticos e Electrónicos através de LabVIEW, Revista do DETUA, vol 2, n. 4, pp. 449-459, 1999.
- [68] P. S. André, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto e J. Ferreira da Rocha, Caracterização e Modelização de um Laser DFB para Utilização em Comunicações Ópticas, 11^a Conferência Nacional de Física, pp. 631-632, Maia, Portugal, 1998.
- [69] P. S. André, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto e J. Ferreira da Rocha, Extraction of Laser Rate Equations Parameters, III RIAO & OPTILAS'98, pp. 41-43, Cartagena de Índias, Colómbia, 1998.
- [70] J. L. Pinto, M. Pousa, P. S. André, A. Nolasco Pinto, M. R. Ferreira, Emissor para Sistemas de Transmissão Baseado na Tecnologia de Solitões, Congresso 98 da Ordem dos Engenheiros – A Engenharia Portuguesa no Mundo, Lisboa, Portugal, 1998.
- [71] 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, 4th International Conference on Transparent Networks – ICTON 2002, pp. 42-45, Warsaw, Polónia, 2002.
- [72] P. S. André, Armando Nolasco Pinto, J. L. Pinto, Teresa Almeida, M. Pousa, Tunable Transparent and Cost Effective Optical Add-drop Multiplexer based on Fiber Bragg Grating for DWDM Networks, 2001 IEEE/LEOS Summer Topical Meetings, pp. 27-28, Copper Mountain, EUA, 2001.
- [73] 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, n. 3, pp. 32-45, 2001.
- [74] P. S. André, A. Nolasco Pinto, T. Almeida, J. L. Pinto, M. Pousa, Optical Add-Drop Multiplexer Based on Fiber Bragg Gratings for Wavelength Division Multiplexing Networks, 3rd Conference on Telecommunications - Confetele 2001, pp. 174-178, Figueira da Foz, Portugal, 2001.
- [75] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, T. Almeida, M. Pousa, Selective and Wavelength Transparent Optical Add - Drop Multiplexer Based on Fiber Bragg Gratings, Radioteknika & Elertronika, 2000.
- [76] P. S. André, J. L. Pinto, A. N. Pinto, Teresa Almeida, Performance degradations due to crosstalk in multiwavelength optical networks using optical Add Drop Multiplexers, Revista do DETUA, vol. 3, n. 2, pp. 78-84, 2000.
- [77] P. S. André, O. Frazão, Teresa Almeida, F. M. Araújo, J. L. Pinto, Nó Óptico de Remoção e Adição de Canais Sintonizável Baseado em Redes de Bragg em Fibra Óptica, 12^a Conferência Nacional de Física – Física 2000, pp. 147-148, Figueira da Foz, Portugal, 2000.
- [78] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, T. Almeida, M. Pousa, Optical Add-Drop Multiplexer Based on Fibre Bragg Gratings for the ITU WDM Systems, 6^a reunião Espanhola de Óptica, pp. 407, Medina del Campo, Espanha, 2000.
- [79] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, T. Almeida, M. Pousa, Selective Wavelength Transparent Optical Add - Drop Multiplexer Based on Fibre Bragg Gratings, 2nd International Conference on Transparent Networks - ICTON 2000, Livro de resumos pp 15-18, Gdansk, Polónia, 2000.
- [80] P. S. André, J. L. Pinto, A. J. Teixeira, A. Nolasco Pinto, T. Almeida, F. Morgado, M. Pousa, Strictly Non-Blocking All-Optical-Cross-Connect Platform Demonstrator for WDM Wavelength Path Networks, Photonic Network Communications, vol. 4, n. 1, pp. 63-72, 2002.
- [81] P. S. André, J. Pinto, A. N. Pinto, J. L. Pinto, T. Almeida, F. Morgado and M. Pousa, Strictly Non-Blocking Optical Path Cross - Connect System for DWDM Wavelength Path Networks, 5th World
-

- Multiconference on Systemetics, Cibernetics and Informatics - SCI2001, pp. 155-158, Orlando, EUA, 2001.
- [82] P. S. André, A. J. Teixeira, T. Almeida, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto, F. Morgado and M. Pousa, Optical cross – connect routing node demonstrator for DWDM wavelength path networks, 6th European Conference on Networks and Optical Communications - NOC 2001, pp. 151-158, Ipswich, Inglaterra, 2001.
- [83] P. S. André, J. Pinto, T. Almeida, A. Nolasco Pinto, F. Morgado, J. L. Pinto, M. Pousa, Strictly Non-Blocking Optical Cross – Connect for WDM Wavelength Path Networks, 3rd Conference on Telecommunications - Conftele 2001, Conference Proceedings, pp. 279-282, Figueira da Foz, Portugal, 2001.
- [84] António Teixeira, Mário Lima, Paulo André, Filipe Oliveira, Fernando Jesus, F. Da Rocha, Multi-wavelength Conversion Based on Reflective Semiconductor Optical Amplifiers, aceite para publicação nos Proceedings of SPIE, 2002.
- [85] António Teixeira, Mário Lima, Paulo André, Filipe Oliveira, Fernando Jesus, F. Da Rocha, Multi-wavelength Conversion Based on Reflective Semiconductor Optical Amplifiers, 4th International conference on photonics, devices and systems, pp. 44, Praga, Republica Checa, 2002.
- [86] A. Teixeira, M. Lima, P. André, J. Da Rocha, Optical Router with Time / Wavelength coding for Optical CDMA Networks, Actas de Engenharia 2001 – Inovação e Desenvolvimento, pp. 33-38, Covilhã, Portugal, 2001.
- [87] A.L.J. Teixeira, M.J.N. Lima, J.R.F. da Rocha, P.S. André, All-Optical Time-Wavelength Code Router for Optical CDMA Networks, 14th IEEE LEOS Annual Meeting, pp. 93-94, San Diego, EUA, 2001.
- [88] P. S. André, A. J. Teixeira, J. L. Pinto and J. F. Rocha, Performance Analysis of Wavelength Conversion Based on Cross-Gain Modulation in Reflective Semiconductor Optical Amplifiers, International Microwave and Optoelectronics Conference - IMOC 2001, pp. 119-122, Belém, Brazil, 2001.
- [89] M. C. R. Medeiros, I. Darwazeh, L. Moura, A. Teixeira, P. S. André, M. Lima, J. da Rocha, DAWN: An approach to WDM cost effective networks, 5th World Multiconference on Systemetics, Cibernetics and Informatics - SCI2001, pp. 169-173, Orlando, EUA, 2001.
- [90] M. C. R. Medeiros, I. Darwazeh, L. Moura, A. Teixeira, P. S. André, M. Lima, J. da Rocha, DAWN – Dynamically allocated wavelength WDM network demonstrator, 3rd International Conference on Transparent Networks – ICTON 2001, pp. 18-21, Cracóvia, Polónia, 2001
- [91] P. S. André, António L. J. Teixeira, J. F. da Rocha, J. L. Pinto, All Optical Parametric Frequency Conversion Based on Cross Gain Modulation on a Reflectivity Semiconductor Optical Amplifier, 3rd Conference on Telecommunications - Conftele 2001, pp. 374-376, Figueira da Foz, Portugal 2001.
- [92] M.C.R Medeiros, I. Darwazeh, L.Moura, A. Teixeira, P. S. André, M. Lima and J. da Rocha, Dynamically Allocated Wavelength WDM Network Demonstrator, 3rd Conference on Telecommunications - Conftele 2001, pp. 169-171, Figueira da Foz, Portugal, 2001.
- [93] P. S. André, A. L. J. Teixeira, R. Nogueira, M. J. N. Lima, J. L. Pinto, J. F. Da Rocha, Caracterização e optimização de conversores ópticos de comprimento de onda baseados na modulação cruzada do ganho em amplificadores ópticos semicondutores reflectivos, 13^a Conferência Nacional de Física, Évora, Portugal, Setembro 2002.
- [94] António Teixeira, Paulo André, Mário Lima, José da Rocha, J. Pinto, Characterization of High Bit Rate Optical Signals by Low Rate Asynchronous Sampling, LEOS 2002, Glasgow, Reino Unido, Novembro 2002.
- [95] A. L. J. Teixeira, P. S. André, M. Lima, J. F. da Rocha, J. L. Pinto, Asynchronous Optical Performance Monitor Techniques for DWDM Optical Networks, 4th International Conference on Transparent Networks – ICTON 2002, pp. 1-5, Warsaw, Polónia, 2002.
- [96] António L. J. Teixeira, Paulo S. B. André, Mário J. N. Lima, José F. Da Rocha, J. Lemos Pinto, Using Asynchronous Histograms for Characterizing and Evaluating Optical Systems, International Telecommunications Symposium - ITS2002, Natal, Brazil, September 2002.

- [97] P. S. André and J. L. Pinto, A. L. J. Teixeira, M. J. N. Lima and J. F. da Rocha, Bit error rate assessment in DWDM transparent networks using optical performance monitor based in asynchronous sampling, OFC 2002, ThGG96, pp. 749-750, Anaheim, EUA, 2002.
- [98] P. S. André, A. L. J. Teixeira, Teresa Almeida, M. Pousa, J. F. da Rocha and J. L. Pinto, Optical signal quality monitor for transparent DWDM networks based on asynchronous sampled histograms, Journal of Optical Networks, vol. 1, n.3, pp 118-128, 2002.
- [99] P. S. André, A.L.J. Teixeira, M.J.N. Lima, J.L. Pinto, J.R.F. da Rocha, Optical Performance Monitor Based on Asynchronous Detection, 14th IEEE LEOS Annual Meeting, pp. 30-31, San Diego, EUA, 2001.
- [100] Paulo S. André, A. L. J. Teixeira, M. J. N. Lima, F. Da Rocha e J. L. Pinto, Análise do desempenho em sistemas de comunicações ópticas baseada em histogramas de amplitude assincronamente amostrados, Revista da Sociedade Brasileira de Telecomunicações, 2002.

Capítulo 2

Fibra óptica

2.1. Introdução

Os sistemas de comunicações ópticas têm vindo sofrer um desenvolvimento significativo a partir de 1960 com a descoberta do laser. Nessa altura, surgiram experiências preliminares de transmissão de informação através de raios de feixes luminosos propagados na atmosfera mas rapidamente se percebeu que a variabilidade do meio atmosférico era um factor limitativo, sendo necessário encontrar outro meio que guiasse os sinais de luz. Esse meio é hoje a fibra óptica constituída por uma fina estrutura cilíndrica de vidro, o núcleo, rodeada por outra camada concêntrica também de vidro, a bainha, mas com um índice de refração ligeiramente inferior.

As fibras ópticas são o elemento central nos sistemas de comunicações ópticas, embora actualmente as aplicações das fibras não se limitem ao canal de transporte, sendo utilizadas em dispositivos ópticos integrados tais como amplificadores, redes de Bragg, polarizadores, acopladores e comutadores.

O rápido crescimento das comunicações ópticas deve-se às vantagens da utilização de fibras ópticas, quando comparada com outros meios de transporte de informação. De

entre as vantagens da fibra salientam-se: elevada largura de banda, perdas reduzidas, baixo peso e volume e elevada imunidade às interferências electromagnéticas. Outra grande vantagem reside na possibilidade de fabrico de fibras finas a partir de Sílica maciça, pois esta não apresenta uma temperatura discreta de transição vítrea mas sim um intervalo de temperaturas onde essa transição ocorre. Tal, permite moldar a Sílica maciça numa fibra, com grande resistência mecânica, que suporta tensões da ordem de 200 N, apesar de ter 125 μm de diâmetro.

Neste capítulo investiga-se exaustivamente a fibra óptica, nomeadamente, a fibra óptica monomodo por ser a mais utilizada actualmente. Na secção 2.2 é apresentada uma breve perspectiva histórica da utilização de fibras ópticas e do desenvolvimento tecnológico do seu fabrico e utilização.

Na secção 2.3 analisa-se a propagação de ondas electromagnéticas em fibras ópticas. Partindo das equações de Maxwell, obtém-se a equação de onda para um meio não linear. Os modos de propagação são analisados, sendo dado um destaque particular às fibras monomodo, para as quais se determinou experimentalmente a área eficaz. Finalmente, é ainda derivada uma equação de propagação que inclui os efeitos dispersivos e os efeitos não lineares de ordem superior.

Na secção 2.4 descrevem-se as propriedades lineares da fibra, nomeadamente, a atenuação, a dispersão cromática e a birrefringência. São ainda apresentados os resultados obtidos experimentalmente para estas propriedades.

Na secção 2.5 faz-se um estudo dos efeitos não lineares da fibra, tais como a auto-modulação de fase, a modulação cruzada de fase, a mistura de quatro ondas, a dispersão de Brillouin estimulada e a dispersão de Raman estimulada. São ainda apresentados resultados experimentais bem como as técnicas de caracterização utilizadas.

Na secção 2.6 é descrito o método numérico utilizado para resolver a equação de propagação na fibra, bem como os parâmetros envolvidos e que foram obtidos experimentalmente nas duas secções anteriores.

Finalmente, na secção 2.7 faz-se um resumo dos tipos de fibra utilizados actualmente pelos operadores e discute-se de que forma os desafios futuros influenciarão a escolha do tipo de fibra a implementar.

2.2. Perspectiva histórica

O princípio de reflexão interna total, responsável pela propagação guiada da luz nas fibras ópticas, é conhecido desde o século XIX. Embora tenham sido fabricadas fibras ópticas sem bainha a partir de 1920, o seu desenvolvimento só se verificou quando, em 1966, foi proposta a sua produção com várias camadas de Sílica concêntricas [1].

Um dos elementos chave no fabrico de fibras é a produção de Sílica pura com baixos valores de atenuação. Um grande caminho tecnológico foi percorrido, desde os 10^7 dB/km de atenuação dos vidros produzidos pelos Egípcios em 3000 AC, passando pelos 10^5 dB/km dos Venezianos em 1000 DC até aos 1000 dB/km das primeiras fibras produzidas em 1920. Porém, o passo essencial seria dado, em 1970, pela *Corning Glass Works* que através da inovação no processo de purificação e fabrico obteve atenuações de 17 dB/km, para um comprimento de onda de 632 nm. Rapidamente este processo foi refinado e permitiu o fabrico de fibras com uma atenuação de 0.2 dB/km, para um comprimento de onda de 1550 nm, antes do final da última década de 70 [2].

Uma nova geração de fibras surgiu em 1980. O aumento do ritmo de transmissão dos sistemas criou a necessidade de reduzir a dispersão total das fibras, dominada pela dispersão modal. Emergiram, então, as fibras com uma variação gradual do índice de refração entre o núcleo e a bainha, reduzindo desta forma a dispersão modal [2]. O passo definitivo para a eliminação da dispersão modal foi a introdução das fibras monomodo, com uma variação do índice de refração em degrau mas com uma dimensão do núcleo da ordem de grandeza do comprimento de onda da radiação propagada. Estas fibras ópticas monomodo consistem num cilindro de Sílica com um diâmetro de 125 μm e um diâmetro do núcleo típico de 8 μm a 10 μm , que apresenta um índice de refração superior e onde se propaga predominantemente o sinal. Na fibra, toda a Sílica para além de uma zona central

com 30 μm de diâmetro não tem qualquer função óptica activa, só servindo para dar à fibra um tamanho maneável e uma maior resistência mecânica.

Outro advento na tecnologia de fabrico de fibras que revolucionou os sistemas de comunicações ópticas surgiu, em 1989, com a possibilidade de dopar a fibra durante o fabrico com iões de Érbio. Deste modo, é permitida a transferência de energia entre um sinal de bombeamento e o sinal de informação que é amplificado num processo completamente óptico, tal como descrito no capítulo 3 desta tese [3].

Durante a década de 1990, realizou-se um intenso esforço de investigação e desenvolvimento em fibras ópticas com características especiais, tais como fibras para a compensação de dispersão cromática (DCF) e fibras com dispersão deslocada (DSF). Estes tipos de fibras são fabricados através da alteração do perfil do índice de refração ao longo da secção da fibra, com zonas alternadas de índice elevado e reduzido. O aparecimento destas fibras surge porque actualmente existem cerca de 70 milhões de quilómetros de fibra instalada (ano 2001) a operarem na região espectral em torno de 1310 nm. Com o advento dos amplificadores de fibra dopada com Érbio que funcionam na janela de 1550 nm, existiu a necessidade de os operadores migrarem para esta janela espectral, onde a atenuação é menor e onde existem meios ópticos de amplificação. Porém, nessa região espectral a dispersão da fibra padrão é elevada, sendo necessário a utilização de fibras DCF para a compensar, ou utilizar para o transporte de informação fibras DSF.

O limite teórico inferior para as perdas devido à atenuação em fibras ópticas tem sido intensamente estudado desde 1970, indicando que a atenuação está limitada pela dispersão de Rayleigh para os comprimentos de onda reduzidos e pela absorção devido a transições vibracionais para os comprimentos de onda elevados. O valor da atenuação das fibras actuais encontra-se muito próximo do limite teórico mínimo que é ligeiramente inferior a 0.2 dB/km para um comprimento de onda de 1550 nm.

2.3. Propagação de ondas electromagnéticas em fibras ópticas

Durante a propagação de impulsos ópticos de elevada potência numa fibra óptica, estes são afectados simultaneamente por efeitos lineares e efeitos não lineares que

determinam a sua forma espectral e temporal. Para caracterizar a evolução dos impulsos numa fibra óptica é necessário derivar uma equação de onda que descreva o seu comportamento.

2.3.1. Equações de Maxwell

A propagação de ondas electromagnéticas numa fibra óptica é governada pelas equações de Maxwell. As quatro equações de Maxwell na sua forma diferencial, no sistema internacional de unidades SI, são as seguintes [1,4,5].

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

onde \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} e \vec{B} representam respectivamente o campo eléctrico, campo magnético, densidade de fluxo eléctrico e densidade de fluxo magnético, \vec{J} é a densidade de corrente e ρ a densidade volúmica de cargas livres. As densidades de fluxo \vec{D} e \vec{B} , e a densidade de corrente \vec{J} , estão relacionadas com os campos \vec{E} e \vec{H} através das seguintes relações:

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} = \mu_0 \cdot \vec{H} + \vec{M} \quad (2.6)$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (2.7)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \epsilon_0}} \quad (2.8)$$

sendo μ , μ_0 , ε e ε_0 respectivamente a permeabilidade magnética do meio e do vazio e a permitividade eléctrica do meio e do vazio. \vec{P} e \vec{M} são respectivamente as polarização eléctrica e magnética induzidas, σ é a conductividade do meio e c a velocidade de propagação da luz no vazio. Para um meio dieléctrico, como a Sílica, tem-se: $M = 0$, $\rho = 0$ e $\sigma = 0$.

A partir das equações diferenciais de primeira ordem de Maxwell é possível obter uma equação de onda de segunda ordem [6].

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

Para se resolver esta equação é necessário encontrar uma relação entre a polarização eléctrica induzida \vec{P} e o campo eléctrico \vec{E} . A resposta de um meio dieléctrico, como o caso da Sílica na presença de um campo electromagnético torna-se não linear para elevados valores da intensidade do campo. De uma forma geral, a descrição da relação entre \vec{P} e \vec{E} requer a utilização da mecânica quântica [1]. No entanto, para frequências ópticas afastadas da frequência de ressonância do material pode-se utilizar, numa primeira aproximação, a seguinte relação, sem que haja perda de generalidade do problema [7].

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \cdot (\chi^{(1)}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) + \chi^{(2)}(\vec{r}, t) : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) + \chi^{(3)}(\vec{r}, t) : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) + \dots) \quad (2.10)$$

sendo $\chi^{(j)}$ ($j = 1, 2, 3 \dots$) a susceptibilidade eléctrica de ordem j . Para contabilizar o efeito da polarização, $\chi^{(j)}$ é transformado num tensor de ordem $j+1$. A susceptibilidade linear ou de primeira ordem $\chi^{(1)}$, é a principal contribuição para o vector polarização e é responsável pelas propriedades lineares da fibra. Os seus efeitos estão incluídos no índice de refração e no coeficiente de atenuação do material, descritos na secção 2.4. A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$, é responsável pela geração de harmónicos de segunda ordem mas pode ser desprezada devido à simetria molecular da Sílica fundida e à não existência de direcções preferenciais. Os efeitos não lineares de ordem superior são governados pela susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$, desprezando-se a susceptibilidade de ordem

superior. Assim, a polarização pode ser decomposta em duas componentes, uma componente linear P_L , e outra não linear P_{NL} , tal que $P_{NL} \ll P_L$.

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_L(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) \quad (2.11)$$

Assumindo que a resposta linear e não linear são locais, desprezando a susceptibilidade de segunda ordem, resulta em:

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \cdot \chi^{(1)}(t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.12)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \cdot \chi^{(3)}(t) : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

De referir que nas expressões (2.19), (2.12) e (2.13) a susceptibilidade eléctrica está representada por um tensor, pelo que os segundos membros dessas expressões devem ser encarados com a convolução dos elementos nele envolvidos.

Numa primeira aproximação à resolução da equação de onda, a expressão (2.9) considera a Sílica como um meio dieléctrico homogéneo, logo com ϵ constante. Rescrevendo a expressão (2.1):

$$\nabla \cdot \vec{D} = \nabla \cdot (\epsilon \cdot \vec{E}) = \vec{E} \cdot \vec{\nabla} \cdot \epsilon + \epsilon \cdot \nabla \cdot \vec{E} \quad (2.14)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\vec{E}}{\epsilon} \cdot \vec{\nabla} \cdot \epsilon \approx 0 \quad (2.15)$$

considerando as propriedades do operador rotacional obtém-se:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

A fim de simplificar a expressão anterior é necessário assumir certos pressupostos:

i) \vec{P}_{NL} é considerado uma pequena perturbação de \vec{P}_L , tal como foi descrito anteriormente; *ii)* o campo electromagnético é polarizado linearmente segundo um dos eixos coordenados e considera-se que o estado de polarização se mantém ao longo da propagação, logo pode-se utilizar uma aproximação escalar para o tensor da

susceptibilidade; *iii*) o campo electromagnético é quasi-monocromático, ou seja, o seu espectro está centrado em ω_0 com uma largura espectral de $\Delta\omega$, tal que $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$. Nestas condições, o campo eléctrico é descrito por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \cdot \hat{x} \cdot \left[E(\vec{r}, t) \cdot e^{(-j\omega_0 t)} + cc \right] \quad (2.17)$$

onde \vec{r} é a distância axial relativamente à origem do sistema de eixos, cc é o complexo conjugado e \hat{x} é o versor polarização. Neste caso, assume-se uma polarização linear segundo a direcção \hat{x} e $E(\vec{r}, t)$ é uma função que define o envelope do campo eléctrico com uma lenta variação temporal, relativamente ao período da onda. Este último pressuposto pode ser aplicado a um meio não linear onde exista uma transferência de energia entre as ondas que nele se propagam, quando a transferência de energia entre as ondas só é significativa após propagação durante uma distância muito maior do que o comprimento de onda destas [1].

Substituindo a equação (2.17) na equação (2.13) e tendo em atenção as simplificações referidas anteriormente, resulta:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \cdot \chi_{xxxx}^{(3)} \cdot \left| E(\vec{r}, t) \right|^2 \cdot \left[\frac{1}{8} \cdot e^{(-j3\omega_0 t)} + \frac{3}{8} \cdot e^{(-j\omega_0 t)} + cc \right] \quad (2.18)$$

O termo oscilatório à frequência do terceiro harmónico pode ser desprezado em sistemas de comunicações ópticas, sendo filtrado pela largura de banda do sistema. O parâmetro definido como $\chi_{xxxx}^{(3)}$ é um termo do tensor susceptibilidade eléctrica de terceira ordem. Assim, a equação (2.18) pode ser rescrita numa forma escalar:

$$P_{NL}(r, t) = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{NL} \cdot E(r, t) \quad (2.19)$$

sendo ϵ_{NL} a contribuição não linear da constante dieléctrica definida por:

$$\epsilon_{NL} = \frac{3}{4} \cdot \chi_{xxxx}^{(3)} \cdot \left| E(r, t) \right|^2 \quad (2.20)$$

Assumindo que ε_{NL} é constante ao longo da propagação, pois o envelope do campo vai variar lentamente ao longo da propagação e que as não linearidades são uma pequena perturbação, pode-se rescrever a equação de onda (2.16) no domínio da frequência, aplicando a transformada de Fourier [1]:

$$\nabla^2 \tilde{E} + \frac{\omega}{c^2} \cdot \tilde{E} = -\frac{\omega}{c^2} \cdot \chi_{xx}^{(1)} \cdot \tilde{E} - \frac{\omega}{c^2} \cdot \varepsilon_{NL} \cdot \tilde{E} \quad (2.21)$$

ou

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) \cdot k_0^2 \cdot \tilde{E} = 0 \quad (2.22)$$

com

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi_{xx}^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad (2.23)$$

onde $\varepsilon(\omega)$ é a permitividade dieléctrica relativa do meio no domínio da frequência, $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$ é a constante de propagação no vazio, $\chi_{xx}^{(1)}$ é um termo do tensor susceptibilidade eléctrica de primeira ordem e $\tilde{E}(\vec{r}, \omega) \equiv \tilde{E}$ é a transformada de Fourier de $\vec{E}(\vec{r}, t)$, dada por:

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot e^{j \cdot (\omega - \omega_0) \cdot t} dt \quad (2.24)$$

Os termos $\chi_{xx}^{(1)}$ e $\chi_{xxx}^{(3)}$ são usualmente complexos, logo $\varepsilon(\omega)$ pode ser definido por [1]:

$$\varepsilon(\omega) = \left(n_{eff} + j \cdot \frac{\alpha_{eff} \cdot c}{2 \cdot \omega} \right)^2 \quad (2.25)$$

onde n_{eff} e α_{eff} são respectivamente o índice de refacção e a atenuação efectivos, dados por:

$$n_{eff} = n + n_2 \cdot |E|^2 \quad (2.26)$$

$$\alpha_{eff} = \alpha + \alpha_2 \cdot |E|^2 \quad (2.27)$$

onde n , α , n_2 e α_2 são respectivamente o índice de refração linear, a atenuação linear, o índice de refração não linear e a atenuação não linear. Igualando as partes reais e imaginárias das expressões (2.25) e (2.23) e tendo em conta as expressões (2.26) e (2.27), obtém-se as contribuições lineares e não lineares do coeficiente de atenuação e do índice de refração [8].

$$n(\omega) \approx 1 + \frac{1}{2} \cdot \text{Re}[\chi_{xx}^{(1)}(\omega)] \quad (2.28)$$

$$n_2(\omega) \approx \frac{3}{8 \cdot n} \cdot \text{Re}[\chi_{xxxx}^{(3)}(\omega)] \quad (2.29)$$

$$\alpha(\omega) \approx \frac{\omega}{n \cdot c} \cdot \text{Im}[\chi_{xx}^{(1)}(\omega)] \quad (2.30)$$

$$\alpha_2(\omega) \approx \frac{3 \cdot \omega}{4 \cdot n \cdot c} \cdot \text{Im}[\chi_{xxxx}^{(3)}(\omega)] \quad (2.31)$$

As expressões anteriores permitem determinar a atenuação e o índice de refração em função das componentes do tensor susceptibilidade da Sílica. Em sistemas de comunicações ópticas é usual desprezar a contribuição não linear da atenuação e considerar que a componente não linear do índice de refração não varia com a frequência da radiação [1].

2.3.2. Modos de propagação na fibra

Uma fibra óptica é um guia de onda dielétrico que pode ser estudada de uma forma aproximada recorrendo à teoria de raios da óptica geométrica. No entanto, esta aproximação só é válida para fibras multimodo. No estudo de fibras monomodo, que só permitem um modo de propagação, tem-se de utilizar a teoria da óptica ondulatória, considerando-se que o campo electromagnético se propaga primordialmente no núcleo da fibra e que é evanescente na zona externa deste, onde tende rapidamente para zero [9].

Como qualquer guia de onda, uma fibra óptica admite um número infinito de modos de propagação. No entanto, só alguns desses modos é que são guiados [10]. No âmbito desta tese, só serão consideradas fibras ópticas monomodo e com um perfil do índice de refração, ao longo do raio da fibra, em degrau.

$$n = \begin{cases} n_n & \text{para } r \leq a \\ n_b & \text{para } r > a \end{cases}$$

A região onde $0 < r \leq a$ é denominada núcleo e a região onde $r > a$ é denominada bainha, sendo a o raio do núcleo. O índice de refração no núcleo n_n , é ligeiramente superior ($< 1\%$) ao índice de refração na bainha n_b . Pode-se utilizar uma aproximação em que os modos de propagação são transversais e com um estado de polarização arbitrário, segundo as duas direcções ortogonais \hat{x} e \hat{y} [2]. Estes modos de propagação polarizados linearmente são referidos na literatura como *LP* [2].

Considerando-se esta aproximação, as componentes transversais do campo eléctrico satisfazem a equação de onda da expressão (2.22). Rescrevendo essa equação em coordenada cilíndricas, obtém-se [2]:

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \tilde{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + \varepsilon(\omega) \cdot k_0^2 \cdot \tilde{E} = 0 \quad (2.32)$$

Esta equação pode ser resolvida aplicando um método de separação de variáveis e admite uma solução do tipo:

$$\tilde{E}_z(\vec{r}, \omega) = \tilde{A}(z, \omega) \cdot F(r) \cdot e^{j \cdot m \cdot \phi} \cdot e^{j \cdot \beta \cdot z} \quad (2.33)$$

onde $\tilde{A}(z, \omega)$ é uma função normalizadora com uma variação lenta ao longo da propagação z . A constante m é um número inteiro que quantifica o modo de propagação, $F(r)$ é a distribuição modal do campo eléctrico, β é a constante de propagação e \vec{r} é a distância em relação à origem do sistema de eixos. Substituindo (2.33) em (2.32), obtém-se:

$$\frac{\partial^2 F(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F(r)}{\partial r} + \left[K^2 - \frac{m^2}{r^2} \right] \cdot F(r) = 0 \quad (2.34)$$

com

$$K^2 = n^2 \cdot k_0^2 - \beta^2 \quad (2.35)$$

A expressão (2.34) é a forma diferencial de uma função de Bessel (J_m), cuja solução geral na região do núcleo da fibra é uma combinação linear entre uma função J_m de ordem m e uma função de Neumann, podendo esta combinação linear ser aproximada apenas à função de Bessel.

$$F(r) = J_m(U \cdot r) \quad \text{para } r \leq a \quad (2.36)$$

Na região da bainha, a função $F(r)$ deverá decair exponencialmente, sendo representada por uma função de Bessel modificada:

$$F(r) = K_m(W \cdot r) \quad \text{para } r > a \quad (2.37)$$

onde

$$U = K \cdot a = a \cdot (k_0^2 \cdot n_n^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

e

$$W = a \cdot (\beta^2 - k_0^2 \cdot n_b^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.39)$$

O parâmetro normalizado do guia de onda, V , que determina o número de modos suportados pela fibra é definido como:

$$V = (U^2 + W^2)^{\frac{1}{2}} = k_0 \cdot a \cdot (n_n^2 - n_b^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.40)$$

É útil definir uma constante de propagação normalizada b , que toma valores entre]0,1[, quando existem modo guiados. Esta constante é dada pela seguinte expressão:

$$b = \frac{W^2}{V^2} = \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.41)$$

O número de modos de propagação suportados por uma fibra para um determinado comprimento de onda depende, fundamentalmente, do diâmetro do núcleo e da diferença entre o índice de refração do núcleo e o índice de refração da bainha.

Os valores para os quais cada modo atinge a frequência de corte V_c , podem ser calculados através da resolução da equação (2.34) [9,10] ou através de aproximações assintóticas à referida equação [11]. Como só estamos interessados em fibras monomodo, iremos limitar a discussão à condição de corte que permite a propagação de um único modo, usualmente definido com modo fundamental. Nas referências 1 e 2 descreve-se, pormenorizadamente, o procedimento para o cálculo de V_c . Uma fibra só suportará um único modo de propagação se $V < V_c$, com $V_c \approx 2.4048$ [12]. Na prática, este modo é degenerado em dois modos de polarização perpendiculares.

2.3.3. Fibra monomodo

Pode-se considerar que o modo fundamental de propagação numa fibra óptica é polarizado linearmente segundo os eixos \hat{x} ou \hat{y} , conseqüentemente, uma fibra monomodo pode suportar dois modos de propagação degenerados e polarizados ortogonalmente. Na prática, as irregularidades no diâmetro do núcleo destroem essa degenerescência, misturando as polarizações ao longo da propagação na fibra [2].

Assumindo que a luz é polarizada segundo uma direcção, o campo eléctrico para o modo fundamental é dado por:

$$\tilde{E}_z(\vec{r}, \omega) = [A(\omega) \cdot F(r) \cdot e^{j\beta z}] \cdot \hat{x} \quad (2.42)$$

A utilização da distribuição modal representada pela expressão (2.36) é impraticável em cálculos analíticos, sendo usual considerar que a distribuição modal é gaussiana [1,2,12]:

$$F(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (2.43)$$

onde a dimensão modal w , é obtida pelo ajuste da expressão anterior à distribuição do campo eléctrico do sinal óptico dentro do núcleo. Para fibras ópticas monomodo pode-se considerar que $w \approx a$.

Substituindo a expressão do campo eléctrico numa fibra monomodo na expressão (2.22) e utilizando o método de separação de variáveis, obtêm-se duas equações diferenciais: *i*) uma idêntica à expressão (2.34) para a distribuição modal do campo que pode, neste caso, ser aproximada a uma função gaussiana e *ii*) uma expressão para a variação do campo ao longo da direcção de propagação z .

$$2 \cdot j \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial \tilde{A}(z, \omega - \omega_0)}{\partial z} + (\varepsilon(\omega) \cdot k_0^2 - \beta_0^2) \cdot \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \quad (2.44)$$

onde $\varepsilon(\omega)$ pode ser aproximada por:

$$\varepsilon(\omega) = (n(\omega) + \Delta n(\omega))^2 \approx n^2 + 2 \cdot n \cdot \Delta n \quad (2.45)$$

sendo Δn uma pequena perturbação que inclui os efeitos da atenuação e do índice de refração não linear, que se pode considerar constante com a frequência da portadora e é dada por:

$$\Delta n = n_2 \cdot |E|^2 + j \cdot \frac{\alpha}{2 \cdot k_0} \quad (2.46)$$

Assim, a constante de propagação efectiva é definida pela expressão (2.47), sendo $\Delta\beta$ uma pequena perturbação que foi considerada independente da frequência da portadora.

$$\tilde{\beta}_{eff}(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \cdot k_0 = \beta(\omega) + \Delta\beta \quad (2.47)$$

com:

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n \cdot |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.48)$$

Na expressão (2.48) aplicou-se a expressão (2.43) para a distribuição modal do campo, em coordenadas cartesianas. Note-se que a mudança de coordenadas em nada afecta o formalismo utilizado [13]. A constante de propagação $\tilde{\beta}_{eff}(\omega)$ inclui, assim, os efeitos da atenuação e do índice de refração não linear. Todavia, esta inclusão não afecta significativamente a distribuição transversal do campo.

A substituição da expressão (2.47) na expressão (2.44) e atendendo à expressão (2.49), resulta a expressão (2.50) para a variação da amplitude do campo eléctrico ao longo da distância de propagação [1].

$$\tilde{\beta}_{eff}^2(\omega) - \beta_0^2 \approx 2 \cdot \beta_0 \cdot (\tilde{\beta}_{eff}(\omega) - \beta_0) \quad (2.49)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega - \omega_0)}{\partial z} = j \cdot [\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \cdot \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \quad (2.50)$$

A expansão de $\tilde{\beta}(\omega)$ em série de Taylor, em torno da frequência central da portadora, e desprezando os termos de ordem superior a três [1,6], obtém-se:

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= \beta_0 + \frac{d\beta}{d\omega} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots = \\ &\beta_0 + \beta_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots = n(\omega) \cdot \frac{\omega}{c} \end{aligned} \quad (2.51)$$

Substituindo (2.51) em (2.50) e aplicando a transformada de Fourier inversa para passar ao domínio temporal, resulta em:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j}{2} \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + j \cdot \Delta\beta \cdot A \quad (2.52)$$

O último termo do segundo membro da expressão anterior inclui os efeitos não lineares e a atenuação. Tendo em atenção as expressões (2.46) e (2.48) pode-se descrever-lo como:

$$j \cdot \Delta\beta \cdot A = -\frac{\alpha}{2} \cdot A + j \cdot \frac{\omega_0 \cdot n_2}{c \cdot A_{eff}} \cdot |A|^2 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \cdot A \quad (2.53)$$

A área eficaz da fibra, A_{eff} , é dada por:

$$A_{eff} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (2.54)$$

No caso de fibras monomodo em que a distribuição modal pode ser representada por uma função gaussiana, a expressão (2.54) pode ser resolvida analiticamente, o que resulta em [14,15]:

$$A_{eff} = \pi \cdot w^2 \quad (2.55)$$

De acordo com a expressão (2.26), n_{eff} é função do quadrado do valor de campo eléctrico, logo n_2 apresenta como unidades $m^2 V^{-2}$. No entanto, é usual definir-se n_2 tendo como unidades $m^2 W^{-2}$. Assim rescrevendo a expressão (2.26).

$$n_{eff} = n + n_2^* \cdot I \quad (2.56)$$

onde I é a intensidade do campo eléctrico representada por:

$$I = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot n \cdot c \cdot |E|^2 \quad (2.57)$$

Atendendo que a potência óptica é dada por [7]:

$$P(z,t) = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot n \cdot c \cdot |A(z,t)|^2 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \quad (2.58)$$

e utilizando uma normalização, tal que

$$\frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot n \cdot c \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^2 dx dy = 1 \quad (2.59)$$

pode-se rescrever, finalmente, a expressão (2.52) como [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j}{2} \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} \cdot A + j \cdot \gamma \cdot |A|^2 \cdot A \quad (2.60)$$

sendo γ o coeficiente não linear dado por:

$$\gamma = \frac{\omega_0 \cdot n_2^*}{c \cdot A_{eff}} \quad (2.61)$$

onde n_2^* é o índice de refração não linear definido na expressão (2.56) e que ao longo desta tese passará a ser designado simplesmente por n_2 .

2.3.3.1. Determinação da área eficaz da fibra

Na simulação das não linearidades da fibra o parâmetro dimensional mais importante é a área eficaz [16] que pode ser obtida para fibras monomodo através da expressão (2.54), desde que a dimensão modal da fibra seja conhecida [14]. Como foi referido anteriormente, se for considerada a distribuição modal do campo como gaussiana, então a dimensão modal é aproximadamente igual ao raio do núcleo.

Os processos de medição da área eficaz podem dividir-se em dois grupos: medição directa do diâmetro físico e medição indirecta de w [18]. Existem vários métodos de medição do raio do núcleo da fibra, sendo que um dos métodos mais preciso e fiável é baseado no padrão de interferência transmitido e reflectido, obtido através da incidência perpendicular na fibra de um feixe de radiação laser. No entanto, este método é intrusivo e destrutivo porque requer uma preparação prévia da fibra, que passa pela remoção das camadas de protecção e pela exposição directa da bainha [17].

A medição do raio do núcleo através de um microscópio óptico de reflexão não é aplicável devido à pequena diferença entre os índices de refração da bainha e do núcleo, o que torna difícil a distinção da fronteira entre essas zonas. Porém, através da utilização de microscopia electrónica de varrimento (SEM) é possível fazer a distinção da zona de fronteira do núcleo e da bainha. É ainda possível utilizar um método indirecto para obter o parâmetro w a partir das perdas por dobragem da fibra [19].

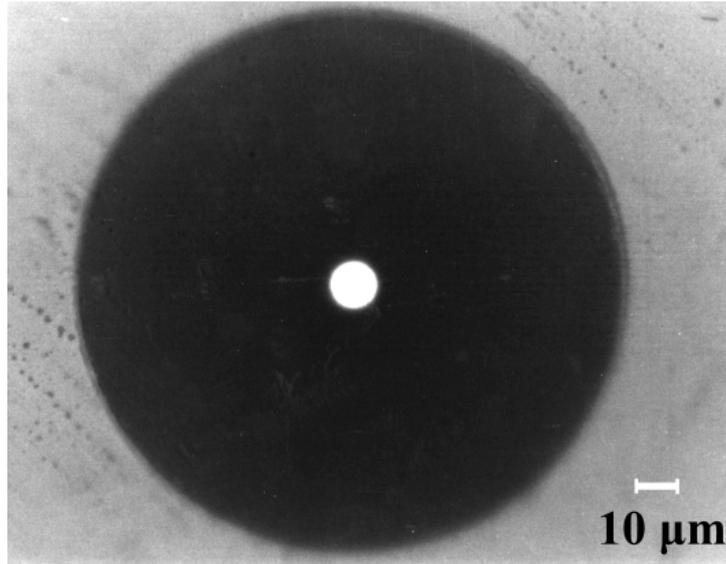


Figura 2.1 – Fotografia obtida por microscopia óptica de transmissão de uma fibra iluminada com luz visível.

Na figura 2.1 mostra-se uma fotografia obtida por microscopia óptica de transmissão de uma fibra óptica iluminada com luz visível. A partir dela é possível obter o valor de 125 μm para o diâmetro do bainha e estimar um diâmetro do núcleo em aproximadamente, 10 μm . Mas, como foi referido anteriormente, a radiação também se propaga na região da bainha, sendo difícil definir a fronteira entre esta e o núcleo.

Um dos métodos utilizados para medir a dimensão modal da fibra w , é através da determinação da potência óptica acoplada entre duas fibras idênticas, em função do deslocamento lateral entre elas [2,20]. Na figura 2.2 encontra-se o esquema do princípio utilizado na medição da dimensão modal da fibra. Foi utilizado um laser a funcionar em modo contínuo (CW) com um comprimento de onda de 1550 nm, um medidor de potência óptica e dois cordões ópticos com conectores FC/PC. O alinhamento entre os dois cordões conectados é feito através de micro-posicionadores, sendo medida a potência óptica acoplada entre os dois cordões P_{aco} , em função do desalinhamento lateral dos dois conectores u .

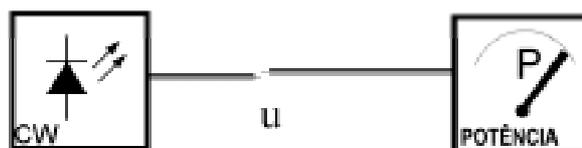


Figura 2.2 – Medição da dimensão modal.

O único modo de propagação existente na fibra é gaussiano. Nesta situação, a variação da potência acoplada entre as fibras em função do desalinhamento lateral é dada por [2]:

$$P_{aco} = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{u^2}{w^2}\right) \quad (2.62)$$

onde P_0 é a potência óptica incidente. Na figura 2.3 encontram-se os dados obtidos para a potência acoplada em função do desalinhamento lateral e o respectivo ajuste à expressão (2.62).

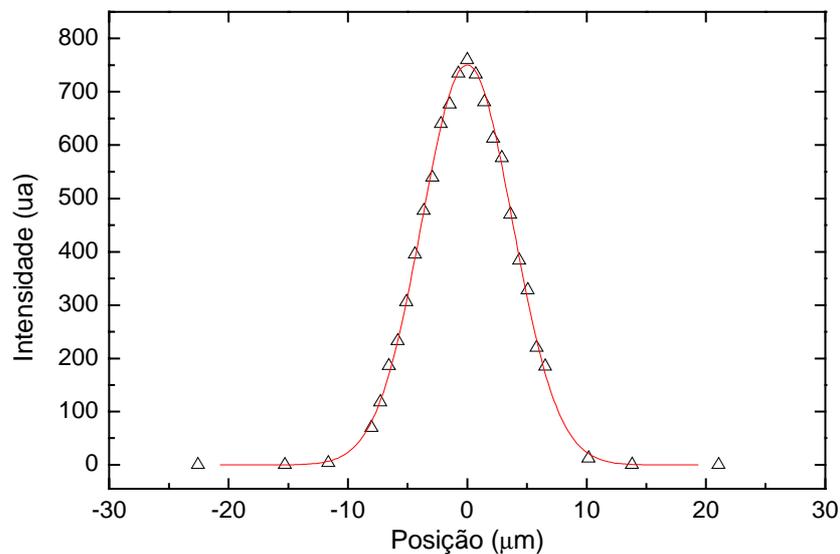


Figura 2.3 – Potência de acoplamento entre os dois cordões em função do desalinhamento lateral. Os pontos são dados experimentais e a linha é o ajuste à expressão (2.62).

Através do ajuste aos dados experimentais obtém-se para a dimensão modal um valor de $5.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$. O erro associado deve-se a erros experimentais inerentes à medição, nomeadamente, a um possível desalinhamento angular ou longitudinal dos dois conectores. Este valor da dimensão modal permite calcular, a partir da expressão (2.55), um valor de $91.6 \pm 3.4 \mu\text{m}^2$ para a área eficaz da fibra.

2.3.4. Efeitos não lineares de ordem superior

A equação de propagação dada pela expressão (2.60), devido às aproximações utilizadas na sua derivação, não inclui os efeitos da dispersão elástica de Brillouin e de

Raman. A equação (2.60) necessita, também, de sofrer alterações para impulsos ópticos curtos (inferiores a 100 fs), pois a largura espectral desses impulsos tem um valor não desprezável quando comparada com a frequência da portadora [1]. A elevada largura espectral de impulsos curtos permite que a transferência de energia entre as componentes de frequência mais elevada e as componentes de mais baixa frequência do mesmo impulso, através de dispersão de Raman intrapulso.

A interpretação física do efeito de Raman pode ser feita se considerarmos um impulso óptico, temporalmente estreito, com uma elevada intensidade incidente numa molécula. Tal, origina uma variação da polarização da molécula dependente da intensidade do campo, ou seja, uma variação do índice de refração do meio dependente do campo. Este efeito electrónico pode ser considerado instantâneo atendendo a que ocorre numa escala temporal muito pequena, quando comparada com a largura temporal do impulso. Por outro lado a perturbação induzida na estrutura electrónica pelo campo óptico produz vibrações moleculares que associadas à variação da polarização são denominadas por efeito de Raman [21].

Para estudar o efeito de Raman é necessário recorrer à susceptibilidade de terceira ordem da Sílica. Esta pode ser dividida em duas partes utilizando as relações de Kramers-Kronig [22,23]: *i*) contribuição electrónica que toma valores reais e que é responsável pela auto-modulação de fase e pelos efeitos não lineares paramétricos; *ii*) contribuição vibracional que assume valores complexos e que é responsável pelo efeito de Raman [24,25]. O ganho de Raman é definido por [24]:

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{4 \cdot \pi \cdot \omega_0}{c \cdot n} \cdot \text{Im}(\chi^{(3)}(\Delta\omega)) \quad (2.63)$$

onde ω_0 é a frequência da portadora e $\Delta\omega$ a diferença entre a frequência da portadora e a frequência para a qual se está a determinar o ganho. O ganho de Raman na Sílica cresce de uma forma quase linear, desde a frequência da portadora até um valor máximo que ocorre para um desvio de Raman de, aproximadamente, 400 cm^{-1} [26-28].

Pode-se ainda definir a constante de Raman temporal, T_R , que se encontra relacionada com o declive da curva do ganho de Raman, logo será praticamente constante próxima da frequência da portadora [24].

$$T_R = \frac{2 \cdot \pi}{n \cdot n_2} \cdot \left[\frac{d(\text{Im}(\chi^{(3)}(\Delta\omega)))}{d(\Delta\omega)} \right]_{\Delta\omega \rightarrow 0} \quad (2.64)$$

A inclusão, de uma forma aproximada, deste efeito na expressão (2.60) é feita considerando tais efeitos não lineares como pequenas perturbações, resultando na seguinte equação de propagação [1]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & -\beta_1 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j}{2} \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} \cdot A + \\ & j \cdot \gamma \cdot |A|^2 \cdot A - \frac{\gamma}{\omega_0} \cdot \frac{\partial(|A|^2 \cdot A)}{\partial t} - j \cdot \gamma \cdot T_R \cdot A \cdot \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.65)$$

Esta forma aproximada para a equação de propagação, obtida através de uma aproximação perturbativa, permite representar impulsos com larguras temporais até 50 fs. Para impulsos menores tem-se que utilizar uma equação de propagação baseada na descrição exacta da polarização não linear da fibra, expressa em coordenadas cartesianas e consistente com a causalidade do evento, em substituição da equação (2.13) [153].

$$\begin{aligned} P_{NL,m}(t) = & \epsilon_0 \cdot \sum_n \sum_o \sum_p \\ & \left\{ \int_{-\infty}^t \int \int \chi_{mnop}^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \cdot E_n(t_1) E_o(t_2) E_p(t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \right\} \end{aligned} \quad (2.66)$$

onde m, n, o e $p \in \{x, y \text{ e } z\}$. A utilização da expressão (2.66) para a polarização não linear resulta na seguinte equação de propagação [30]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & -\beta_1 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{j}{2} \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} \cdot A + \\ & j \cdot \gamma \cdot \left(1 + \frac{j}{\omega_0} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot \left(A(z, t) \cdot \int_0^\infty R(t') \cdot |A(z, t-t')|^2 dt' \right) \end{aligned} \quad (2.67)$$

onde $R(t)$ é a função da resposta não linear, ou resposta impulsional, que inclui a resposta electrónica (Kerr) e a resposta vibracional (Raman) do meio, dada por [21,28-31]:

$$R(t) = (1 - f_R) \cdot \delta(t) + f_R \cdot h_R(t) \quad (2.68)$$

onde f_R é a contribuição fraccionária da resposta não instantânea de Raman e $\delta(t)$ é a função delta de Dirac. Para períodos temporais inferiores a 1 fs a parte real da susceptibilidade é dominante e é devida a transições electrónicas. Nestas condições a resposta é modelizada por numa função delta instantânea. Para períodos temporais longos, superiores a 100 fs, a contribuição imaginária é dominante e é devida aos fonões da rede. Esta parte da interacção é modelada por uma função lorentziana centrada na frequência dos fonões. A função da resposta de Raman $h_R(t)$, pode ser obtida a partir da curva do ganho de Raman [1].

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{c \cdot n} \cdot f_R \cdot \chi^{(3)} \cdot \text{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)] \quad (2.69)$$

onde $\tilde{h}_R(\Delta\omega)$ é a transformada de Fourier de $h_R(t)$, sendo esta dada para $t > 0$ por [31]:

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \cdot \tau_2} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \cdot \text{sen}\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (2.70)$$

Os parâmetros τ_1 e τ_2 são obtidos através do ajuste da equação (2.69) à curva experimental do ganho de Raman. O parâmetro f_R , é obtido da mesma forma, ou seja, ajustando a expressão (2.69) ao valor máximo da curva do ganho de Raman [1].

2.4. Propriedades lineares

As propriedades mais importantes das fibras ópticas são a atenuação, a dispersão cromática e a birrefringência. Estas três propriedades da fibra são dependentes do comprimento de onda de propagação e impõem um limite à distância e ao ritmo máximo de transmissão [35].

A atenuação das fibras ópticas resulta de várias contribuições, tais como a dispersão de Rayleigh, a absorção da Sílica e a presença de impurezas. As janelas de transmissão utilizadas correspondem a regiões espectrais onde existem mínimos locais da

atenuação da Sílica: 800 nm, 1310 nm e 1550 nm, correspondendo, respectivamente, à primeira, segunda e terceira janelas de transmissão. Esta denominação das janelas de transmissão corresponde, também, à ordem cronológica do início da sua utilização.

Numa fibra óptica a dispersão total é o resultado da dispersão intrínseca da Sílica e da dispersão do guia de onda, pois parte da radiação propaga-se na zona da bainha, onde o índice de refração é menor do que no núcleo.

Outra propriedade linear da fibra é a birrefringência, as fibras monomodo podem suportar dois estados de polarização ortogonais que variam aleatoriamente ao longo da propagação. Como consequência, existe um atraso de propagação entre esses dois estados de polarização, usualmente conhecido como dispersão devido aos modos de polarização (PMD).

2.4.1. Atenuação

A atenuação quantifica a perda de energia do sinal óptico durante a propagação na fibra óptica. A variação da potência do sinal ao longo da propagação z , pode ser descrita por:

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha \cdot P \quad (2.71)$$

onde α é o coeficiente de atenuação expresso em m^{-1} e P é a potência óptica do sinal. Se P_{ent} for a potência óptica do sinal à entrada de uma fibra com um comprimento total L , então a potência óptica à saída P_{sai} , será dada por:

$$P_{sai}(t) = P_{ent}(t) \cdot \exp(-\alpha \cdot L) \quad (2.72)$$

Como se verifica pela expressão (2.72), a variação da potência óptica do sinal segue uma lei exponencial, sendo por isso usual quantificar o coeficiente de atenuação em dB/km, através da relação:

$$\alpha(\text{dB/km}) = -\frac{10}{L} \cdot \log\left(\frac{P_{sai}}{P_{ent}}\right) = -\frac{10}{L} \cdot \alpha \cdot \log_{10} e \approx \frac{4.343}{L} \cdot \alpha \quad (2.73)$$

Como foi descrito anteriormente, o sinal óptico propaga-se predominantemente no núcleo mas também se estende até à bainha da fibra óptica e, como tal, as perdas são dadas por uma média ponderada das perdas existentes em cada uma das camadas da fibra [7]. A atenuação da fibra óptica depende do comprimento de onda do sinal a transmitir, sendo originada por vários factores, nomeadamente, a absorção do material, dispersão de Rayleigh e imperfeições do guia de onda [1].

As perdas por absorção do material podem ser divididas em três categorias: *i*) absorção intrínseca da Sílica fundida; *ii*) absorção extrínseca causada pela presença de impurezas e *iii*) absorção por defeitos atómicos devido a irregularidades na estrutura atómica da Sílica. Os picos de absorção devido às ressonâncias electrónicas e vibracionais das moléculas de Sílica (ligações Si-O) ocorrem, respectivamente, a 400 nm e 7000 nm. Devido ao carácter amorfo da Sílica as zonas de absorção são bandas cujas caudas de Urbach se estendem até às regiões espectrais do visível e infravermelho próximo. Tendo, no entanto, valores inferiores a 0.03 dB/km para a região espectral entre os 1300 nm e 1600 nm, utilizada frequentemente em sistemas de comunicações ópticas. A absorção extrínseca resulta da presença de impureza como metais de transição, vapor de água e dopantes utilizados no processo de fabrico para alterar o índice de refração. No estado actual da tecnologia, no fabrico de fibras a principal fonte de absorção extrínseca é o vapor de água residual [33]. Os iões OH⁻ apresentam uma banda de ressonância, devido a transições vibracionais das ligações H-O, centrada em 2730 nm. Os seus harmónicos e combinações de tons produzem bandas intensas de absorção a 1383 nm, 1240 nm e 950 nm [34-38]. A absorção devido a defeitos atómicos é, usualmente, desprezável quando comparada com a atenuação total da fibra, só sendo significativa quando a fibra está exposta a intensas radiações nucleares que lhe alteram a estrutura atómica [39].

As perdas por dispersão de Rayleigh resultam de flutuações microscópicas da densidade da Sílica, produzidas no processo de fabrico e que originam flutuações aleatórias do índice de refração da fibra. Estes domínios aleatórios, com dimensões inferiores ao comprimento de onda da radiação que se propaga na fibra (< 10 % do comprimento de

onda), vão originar a dispersão elástica da radiação electromagnética que com eles interage. Tal fenómeno é conhecido como dispersão de Rayleigh e é caracterizado pela transferência de parte da energia óptica contida em modos de propagação guiados para modos de propagação não guiados, preservando o estado de polarização da radiação incidente [40]. Cada domínio é excitado uniformemente pelo campo electromagnético, tornando-o polarizado com um determinado momento dipolar. As perdas devido à dispersão de Rayleigh são descritas por:

$$\alpha_R = \frac{8 \cdot \pi^3}{\lambda^4} \cdot n^8 \cdot C_{pe}^2 \cdot \beta_{iso} \cdot K_B \cdot T_F = \frac{C_R}{\lambda^4} \quad (2.74)$$

sendo C_{pe} o coeficiente fotoelástico, β_{iso} a compressibilidade isotérmica à temperatura de fusão dos domínios, T_F , e K_B a constante de Boltzmann [41]. Estas constantes podem ser reagrupadas em C_R , que apresenta valores compreendidos entre 0.7 e 0.9 dB km⁻¹ μm⁴. Para um comprimento de onda de 1550 nm, as perdas por este processo são dominantes.

As perdas devido às imperfeições do guia de onda devem-se, essencialmente, a imperfeições na fronteira entre o núcleo e a bainha da fibra, bem como a curvaturas microscópicas ou macroscópicas da fibra. No entanto, estas perdas não excedem o valor de 0.03 dB/km [34,42].

A conjugação de todos estes mecanismos de atenuação origina uma grande dependência do valor da atenuação com o comprimento de onda propagado, apresentando um limite mínimo teórico ligeiramente inferior a 0.2 dB/km, para um comprimento de onda de 1550 nm [30,31].

Os mecanismos de atenuação discutidos nesta secção são independentes da intensidade do campo electromagnético propagado, logo, são lineares. Os mecanismos de atenuação não lineares, tais como a dispersão de Raman e de Brillouin, serão discutidos nas secções seguintes. Ao longo desta tese, o coeficiente de atenuação não linear referido na secção 2.3 é considerado nulo [36].

2.4.1.1. Medição da atenuação

A medição das perdas de um dispositivo activo ou passivo envolve sempre dois passos: medição da potência óptica de referência, ou seja, a potência à entrada e no segundo passo, medição da potência óptica à saída. Neste caso, foram medidas simultaneamente a potência à entrada e a saída da fibra, sendo a potência óptica de entrada medida através de um acoplador de potência de 5 %, após calibração relativa dos dois multímetros ópticos e do acoplador de potência. É necessário, ainda, estimar as perdas de inserção devido aos acopladores ópticos que têm um valor médio de 0.21 dB. Foi utilizado um gel adaptador de índice de refração nos conectores como forma de reduzir as perdas por retorno [43].

As fontes utilizadas para a caracterização foram um laser Fabry-Perot para o comprimento de onda de 1310 nm e um laser de cavidade externa sintonizável para a região espectral centrada em 1550 nm. Efectuou-se a medição da potência óptica à entrada e à saída de uma bobine de fibra momomodo de dispersão padrão com 20 km de comprimento e para vários valores da potência óptica do sinal incidente.

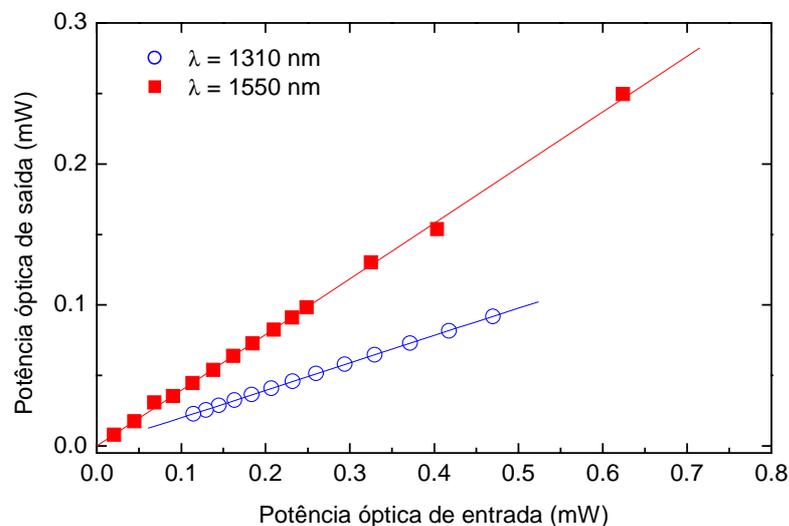


Figura 2.4 – Dados experimentais (pontos) e ajuste (linhas) à expressão (2.72) da variação de potência óptica à saída de uma bobine de 20 km em função da potência óptica à entrada, para os comprimentos de onda de 1310 nm e 1550 nm.

Na figura 2.4 encontram-se esses resultados, bem como o respectivo ajuste à expressão (2.72). Na tabela 2.1 comparam-se os valores obtidos para a atenuação, através do ajuste à expressão (2.72), α , com os valores especificados pelo fabricante α_{Espec} .

Tabela 2.1 – Valores caracterizados experimentalmente e valores especificados pelo fabricante para a atenuação da fibra óptica.

λ (nm)	α (dB/km)	$\alpha_{Espec.}$ (dB/km)
1310	0.3305 ± 0.0005	0.33
1550	0.1891 ± 0.0021	0.19

As incertezas na medição podem ser atribuídas às perdas não repetitivas nos conectores ópticos. Outras razões podem ainda levar a uma incerteza elevada, tais como as incertezas relativas nos multímetro ópticos, provenientes de não linearidades e dependência com a polarização [44].

Na figura 2.5 encontram-se os valores experimentais da variação da atenuação de uma fibra em função do comprimento de onda, bem como valores reportados na referência 2. Os valores típicos para os diversos mecanismos responsáveis pela atenuação da fibra discutidos anteriormente são, também, apresentados.

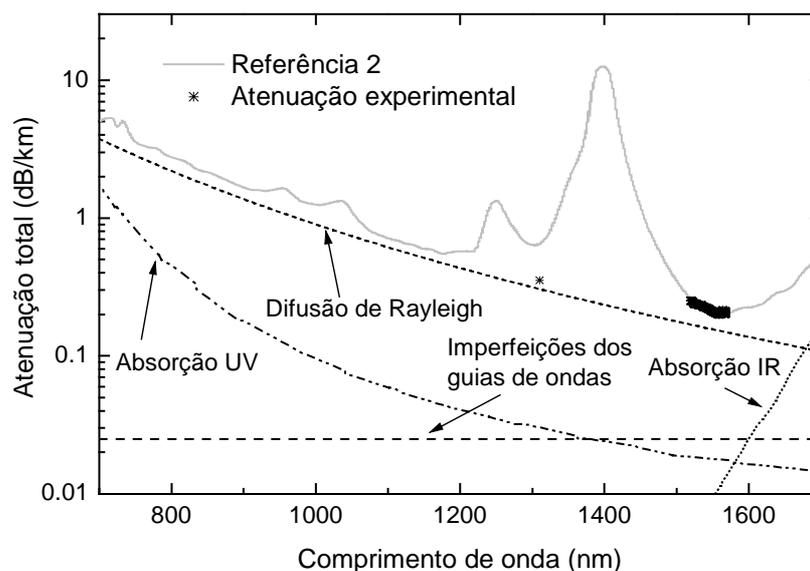


Figura 2.5 – Atenuação de uma fibra óptica em função do comprimento de onda.

A figura anterior mostra que os valores de atenuação obtidos para a janela de 1550 nm coincidem com os resultados reportados anteriormente [2]. O valor para o comprimento de onda de 1310 nm embora significativamente diferente de resultados anteriores, está de acordo com os resultados especificados pelo fabricante da fibra caracterizada (*Alcatel*). Esta diferença deve-se às melhorias do processo de fabrico das fibras. Nos últimos anos, rapidamente se conseguiu produzir fibras com uma baixa

concentração de iões OH⁻. Observando a figura 2.5, verifica-se que a zona de comprimentos de onda em torno de 1310 nm se encontra compreendida entre duas bandas intensas de absorção do ião OH⁻, sendo a atenuação essencialmente devida às caudas dessas bandas. Com a diminuição de concentração dos iões OH⁻ nas fibras, as bandas principais que ladeiam a região de 1310 nm diminuem e conseqüentemente também os seus efeitos sentidos a 1310 nm.

2.4.2. Dispersão cromática

A introdução da fibra monomodo permitiu eliminar a dispersão modal, responsável por um alargamento temporal dos impulsos ópticos. Porém, a Sílica é um material dispersivo, como está implícito na expressão (2.28), logo o seu índice de refração varia com o comprimento de onda do campo electromagnético. Se considerarmos que os impulsos ópticos têm uma largura espectral não nula, então as suas componentes vão-se propagar a diferentes velocidades, resultando no alargamento temporal dos impulsos. Esta dispersão é conhecida como dispersão do material, e é muito menos penalizante do que a dispersão modal, existente em fibras multimodo. Os impulsos, quando se propagam na fibra, encontram-se também sujeitos à dispersão do guia de onda que resulta da diferença entre os índices de refração do núcleo e da bainha.

Como foi discutido, o campo eléctrico de um sinal polarizado linearmente que se propague na fibra pode ser descrito por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\hat{n}}{2} [E(r, t) \cdot e^{j[\beta(\omega)z - \omega t]} + c.c.] \quad (2.75)$$

onde o versor \hat{n} define a direcção de polarização e $\beta(\omega)$ é a constante de propagação definida pela expressão (2.51). A velocidade de fase da onda é dada por $\frac{\omega}{\beta_0}$, enquanto que

a velocidade de grupo é determinada por: $v_g = \frac{c}{n_g}$. A dispersão cromática é a variação da

velocidade de grupo em função da frequência da portadora, sendo quantificada por β_2 [4].

O termo β_3 é conhecido como coeficiente de dispersão de segunda ordem.

A dispersão cromática é, usualmente, quantificada pelo parâmetro de dispersão D , expresso em ps nm⁻¹ km⁻¹. O parâmetro D descreve o atraso temporal relativo entre dois impulsos separados de 1 nm no domínio espectral, após 1 km de propagação. O parâmetro D encontra-se relacionado com β_2 através da seguinte expressão:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda^2} \cdot \beta_2 \quad (2.76)$$

A derivada de D em ordem ao comprimento de onda pode ser relacionada com β_3 através de:

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda^3} \cdot \left[2 \cdot \beta_2 + \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda} \cdot \beta_3 \right] \quad (2.77)$$

A região espectral onde D é positivo é conhecida como região de dispersão anómala e a região onde D é negativo é conhecida como região de dispersão normal. A propagação de um impulso num meio material homogéneo é feita com uma velocidade de grupo que pode, de uma forma geral, ser descrita por:

$$v_g = \frac{1}{\left(\frac{d\beta}{d\omega} \right)} \quad (2.78)$$

com

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n(\omega) \quad (2.79)$$

Pode-se então rescrever a expressão (2.78) em função do comprimento de onda de propagação λ e do índice de refração do meio:

$$\frac{1}{v_{gm}} = \frac{1}{c} \cdot \left[n(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right] \quad (2.80)$$

Se o sinal tiver uma largura espectral de $\Delta\lambda$, então o alargamento temporal do sinal após a propagação ao longo de uma distância L , será:

$$\Delta\tau_m = -\frac{L}{c} \cdot \left(\lambda^2 \cdot \frac{d^2n(\lambda)}{d\lambda^2} \right) \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \quad (2.81)$$

O parâmetro de dispersão do material D_m será [45]:

$$D_m = \frac{\Delta\tau}{L \cdot \Delta\lambda} = -\frac{1}{\lambda \cdot c} \cdot \left(\lambda^2 \cdot \frac{d^2n(\lambda)}{d\lambda^2} \right) \quad (2.82)$$

No caso da Sílica pura, o valor da dispersão do material é nulo para um comprimento de onda de aproximadamente 1270 nm. No caso da Sílica dopada, que constitui o núcleo da fibra, existe um desvio para maiores comprimentos de onda da posição onde ocorre o zero de dispersão, λ_D . No cálculo da dispersão do material pode-se utilizar a equação de Sellmeier para calcular o índice de refração da Sílica dopada.

$$n^2(\lambda) = \frac{b_1 - \lambda^2}{\lambda^2 - a_1} + \frac{b_2 - \lambda^2}{\lambda^2 - a_2} + \frac{b_3 - \lambda^2}{\lambda^2 - a_3} + 1 \quad (2.83)$$

Esta fórmula empírica permite calcular com bastante precisão (erro < 0.5 %) o índice de refração da Sílica dopada com vários elementos químicos. Para o caso da dopagem com GeO₂, usualmente utilizada para incrementar o índice de refração do núcleo da fibra, os parâmetros da expressão (2.83) com o comprimento de onda expresso em μm , encontram-se na tabela 2.2 [2].

Tabela 2.2 – Parâmetros da equação de Sellmeier para a Sílica dopada com 6 % de GeO₂.

Parâmetro	a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3
Valor	0.0072906	0.010503	97.934	0.70840	0.42040	0.86634

A dispersão do guia de onda resulta da propagação de parte da energia do sinal na região da bainha, onde o índice de refração é menor do que no núcleo, o que provoca um alargamento temporal dos impulsos. Esta dispersão do guia de onda ocorre mesmo que não exista a dispersão do material e só resulta da diferença entre os dois índices de refração. Na descrição da dispersão do guia de onda, considera-se que a dispersão do material na zona da bainha é nula. Esta aproximação não altera significativamente os resultados obtidos.

A partir da expressão (2.41) é possível obter a constante de propagação em função da constante de propagação normalizada e dos índices de refração do núcleo e da bainha. A velocidade de grupo, considerando que os índices de refração não são dispersivos pode, então, ser dada por:

$$\frac{1}{v_{gw}} = \frac{n_b}{c} + \frac{n_n - n_b}{c} \cdot \left[\frac{d(b \cdot V)}{dV} \right] \quad (2.84)$$

Se considerarmos que o sinal tem uma largura espectral de $\Delta\lambda$, então o alargamento temporal do sinal após a propagação ao longo de uma distância L , será:

$$\Delta\tau_w \approx -\frac{L}{2} \cdot (n_n - n_b) \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \cdot \left(V \cdot \frac{d^2(b \cdot V)}{dV^2} \right) \quad (2.85)$$

Pode-se, deste modo, obter o parâmetro de dispersão do guia de onda D_w [46].

$$D_w \approx -\frac{(n_n - n_b)}{2 \cdot \lambda} \cdot \left[V \cdot \frac{d^2(b \cdot V)}{dV^2} \right] \quad (2.86)$$

Se assumirmos que a fibra tem um raio de 5 μm , um índice de refração do núcleo de 1.45 e um índice de refração da bainha de 1.447, resulta num valor do parâmetro V de 1.945. O termo entre parêntesis rectos na equação anterior, pode ser calculado com elevada precisão, através da seguinte expressão [2]:

$$V \cdot \frac{d^2(b \cdot V)}{dV^2} \approx 0.080 + 0.5439 \cdot (2.834 - V)^2 \quad (2.87)$$

A dispersão total é dada pela soma da dispersão do material, (2.82), e pela dispersão do guia de onda (2.86). A dispersão do material tem uma declive positivo em função do comprimento de onda, enquanto que a dispersão do guia de onda para uma fibra com o índice em degrau tem um declive e um valor negativo em função do comprimento de onda. A soma das duas componentes origina um deslocamento do comprimento de onda onde ocorre o nulo da dispersão da fibra λ_D , para um valor de aproximadamente 1310 nm.

É possível alterar o perfil do índice de refração da bainha, por forma a diminuir o valor da dispersão do guia de onda que origina o deslocamento de λ_D para comprimentos de onda mais elevados, tal como no caso das fibras de dispersão deslocada, onde o nulo de dispersão acontece para um comprimento de onda de 1550 nm. O desenvolvimento de estruturas complexas para o perfil do índice de refração da bainha permite diminuir a dispersão do guia de onda, tal que a dispersão total toma valores negativos e um declive também negativo. Esta técnica é utilizada no fabrico das fibras para a compensação de dispersão [47].

2.4.2.1. Medição da dispersão cromática

Diversas técnicas têm sido utilizadas para determinar a dispersão cromática de fibras ópticas. Tais técnicas são baseadas em dois princípios: *i*) medidas interferométricas [48,49] e *ii*) medidas temporais do atraso de propagação de um impulso [45,50].

No estudo realizado, foi aplicada uma técnica interferométrica baseada na medição da função transferência da fibra, utilizando para o efeito um laser DFB a funcionar em CW e um modulador de intensidade [51,52].

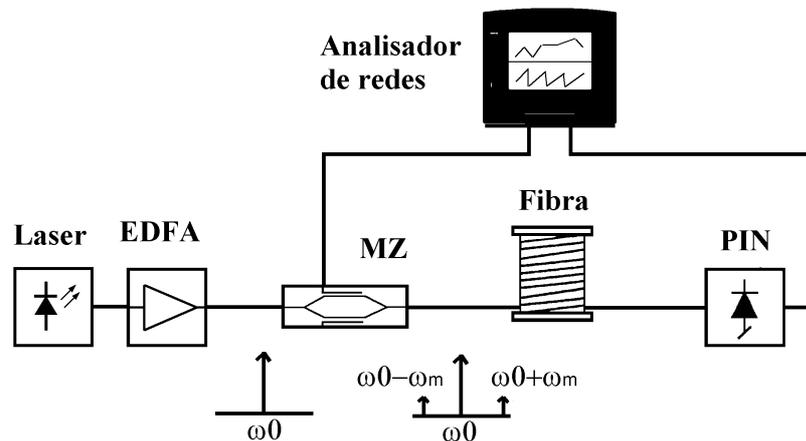


Figura 2.6 – Esquema utilizado na medição da dispersão cromática.

A figura 2.6 mostra o esquema da montagem utilizada na medição da dispersão cromática. À saída do laser semiconductor existe um sinal CW, cuja portadora óptica tem uma frequência ω_0 . Este sinal, após amplificação, é modulado no modulador de intensidade com um sinal sinusoidal de frequência ω_m . Assim, à saída do modulador existem três riscas

espectrais: $\omega_0 - \omega_m$, ω_0 e $\omega_0 + \omega_m$, uma correspondente à portadora e as outras às bandas laterais de modulação que se propagam a diferentes velocidades na fibra.

O campo eléctrico ao longo da propagação z é descrito por [65]:

$$E(z, t) \approx E_0 \cdot \left\{ \cos(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t) + \frac{m}{4} \cdot [\cos(\beta_+ \cdot z - (\omega_0 + \omega_m) \cdot t) + \cos(\beta_- \cdot z - (\omega_0 - \omega_m) \cdot t)] \right\} \quad (2.88)$$

onde m é o índice de modulação que apresenta um valor muito menor que a unidade e β_0 , β_+ , β_- são respectivamente as constantes de propagação para as frequências ópticas: ω_0 , $\omega_0 + \omega_m$, e $\omega_0 - \omega_m$.

Após a detecção, a corrente eléctrica gerada é proporcional ao quadrado do campo eléctrico do sinal óptico incidente no detector, apresentando componentes correspondentes as três frequências ópticas. A corrente eléctrica vai apresentar uma componente contínua, uma componente com uma frequência dupla da frequência de modulação e outra componente com uma frequência igual à frequência da modulação. Atendendo à largura de banda do detector, as componentes a altas frequências são eliminadas. A corrente eléctrica gerada à frequência da modulação é dada pela seguinte expressão:

$$i_{\omega_m}(t) \approx i_0 \cdot \frac{m}{4} \cdot \left\{ \cos(\omega_m \cdot t + \beta_0 \cdot L_T - \beta_+ \cdot L_T) + \cos(-\omega_m \cdot t + \beta_0 \cdot L_T - \beta_- \cdot L_T) \right\} \quad (2.89)$$

sendo i_0 uma constante proporcional à componente contínua do sinal óptico e L_T o comprimento total da fibra [54]. A certas frequências de modulação, o produto da dispersão cromática pelo comprimento da fibra implica que as duas bandas laterais se encontrem em oposição de fase o que produz um zero local na resposta em frequência do sistema.

Atendendo a que a modulação de intensidade no modulador tem, também, intrínseca um modulação de fase do campo eléctrico, usualmente designado como *chirp*, é necessário corrigir a expressão (2.89). A razão da modulação de fase e de amplitude pode ser descrita pelo factor de alargamento da linha espectral ou parâmetro α_H de *chirp*:

$$\alpha_H = 2 \cdot S(t) \cdot \frac{\left(\frac{d\theta(t)}{dt} \right)}{\left(\frac{dS(t)}{dt} \right)} \quad (2.90)$$

onde $\theta(t)$ e $S(t)$ são respectivamente a fase e a potência óptica instantânea do sinal. Alterando a expressão (2.89) por forma a incluir a influência do *chirp* do sinal óptico, resulta em [7]:

$$i_{\omega_m} \approx i_0 \cdot \sqrt{1 + \alpha_H^2} \cdot \frac{m}{2} \cdot \left| \cos \left(\frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot \omega_m^2 \cdot L_T - \arctan(\alpha_H) \right) \right| \quad (2.91)$$

Esta expressão foi corrigida em um factor de $\frac{1}{2}$ que se encontra em falta na expressão 11 da referência [54].

A função transferência para pequenos sinais da fibra óptica foi medida com um analisador de redes que permite um varrimento da frequência de modulação entre 40 MHz e 20.00 GHz, com passos de 40 MHz. O emissor óptico é constituído por um laser sintonizável, um amplificador óptico e um modulador de intensidade com uma largura de banda de 12.5 GHz. O detector é um fotodíodo com uma largura de banda de 20 GHz e a fibra tem com um comprimento total de 70740 m. Para se poder corrigir a largura de banda do emissor e do receptor foi inicialmente medida a resposta em frequência para pequenos sinais do sistema sem o meio dispersivo, sendo essa resposta utilizada para correcção das medidas realizadas com o meio dispersivo. Os valores da amplitude da resposta em frequência normalizada, medidos com um comprimento de onda de 1550.0 nm, bem como o resultado do ajuste à expressão (2.91), encontram-se na figura 2.7.

A partir do ajuste anterior é possível obter o valor de β_2 e de α_H . No capítulo 3 é descrito como este método foi utilizado para a determinação do factor de alargamento da linha espectral de um laser DFB. Na presente situação, só é relevante o valor de β_2 que para este comprimento de onda tem um valor de $-21.439 \pm 0.005 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, correspondente a um valor do parâmetro D de $16.81 \pm 0.07 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$, calculado a partir da expressão (2.76).

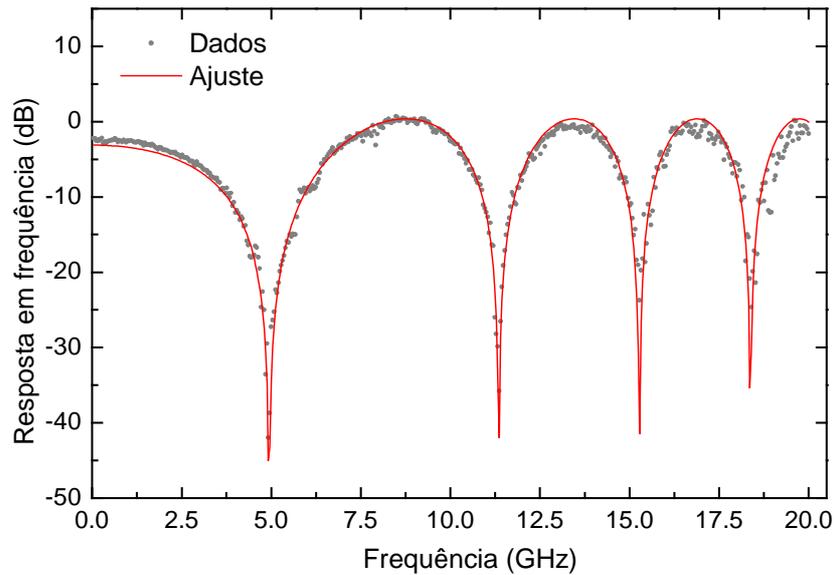


Figura 2.7 – Resposta em frequência para pequenos sinais de 70740 m de fibra óptica, medida com um comprimento de onda de 1550 nm e o respectivo ajuste à expressão (2.91).

O procedimento descrito anteriormente foi efectuado para vários comprimentos de onda de emissão do laser sintonizável, entre 1535.0 nm e 1570.0 nm. Na figura 2.8 mostra-se o valor do parâmetro D em função do comprimentos de onda.

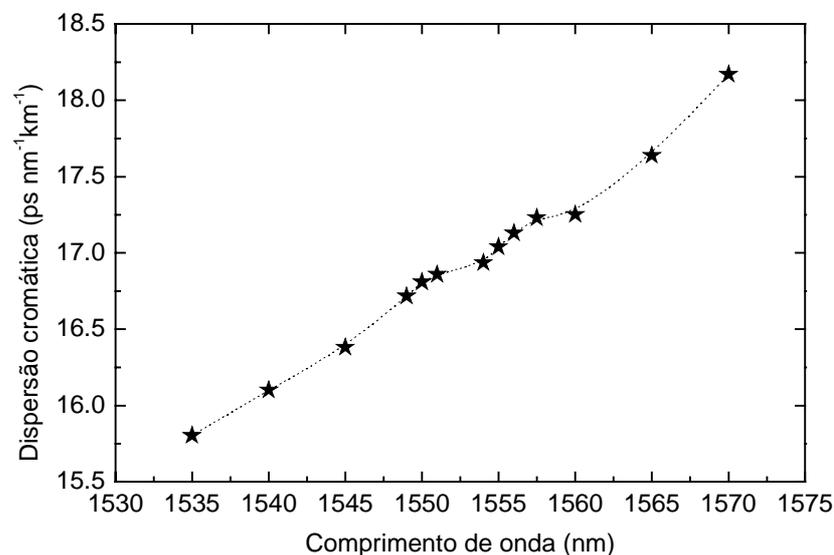


Figura 2.8 – Dispersão em função do comprimento de onda. Os pontos são dados experimentais e a linha a tracejado é um guia visual.

A dispersão de segunda ordem, β_3 , é calculada a partir da derivada em ordem ao comprimento de onda da dispersão, β_2 . Pode-se calcular o valor de β_3 em torno de qualquer comprimento de onda onde se conheça o valor da dispersão de primeira ordem. Assim,

para o comprimento de onda de 1550 nm o valor da dispersão de segunda ordem é de $0.15 \pm 0.02 \text{ ps}^3 \text{ km}^{-1}$, o que corresponde a um declive do valor do parâmetro D de $0.071 \pm 0.004 \text{ ps nm}^{-2} \text{ km}^{-1}$, calculado a partir da expressão (2.77).

Na figura 2.9 comparam-se alguns valores obtidos experimentalmente com resultados teóricos calculados através das expressões (2.82) e (2.86). É ainda possível observar as contribuições estimadas para a dispersão do guia de onda e a dispersão do material.

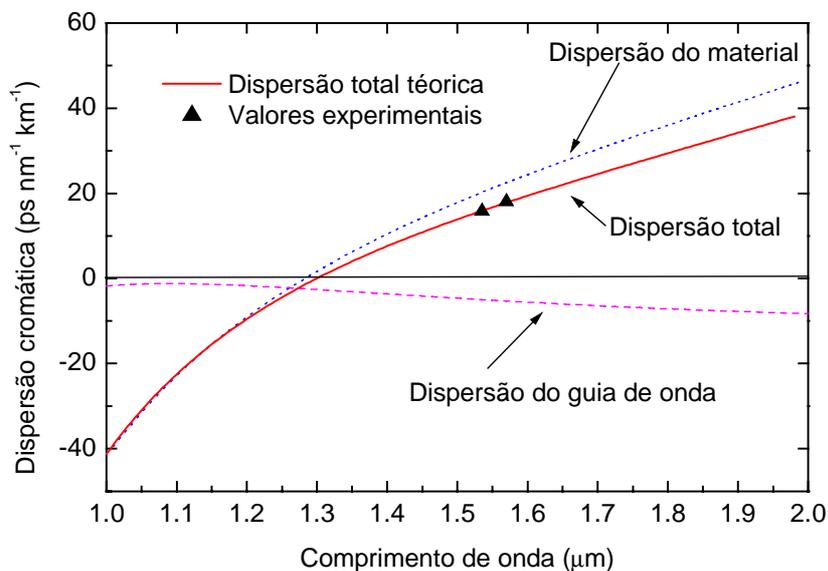


Figura 2.9 – Dispersão teórica total e experimental em função do comprimento de onda. Contribuição da dispersão do guia de onda e do material.

2.4.3. Birrefringência

Qualquer sinal óptico pode ser representado como a sobreposição linear de dois modos polarizados ortogonalmente. Numa fibra óptica monomodo ideal, onde se considera uma simetria cilíndrica do guia de onda, esses dois modos são degenerados em termos das propriedades de propagação. No entanto, em fibras ópticas reais existe uma determinada quantidade de anisotropia que origina a perda de simetria cilíndrica da mesma. Essa perda ocorre quer devido à quebra da geometria circular do guia de onda durante o processo de fabrico, quer devido a deformações provocadas na fibra, originando um alargamento

temporal dos impulsos propagados e um aumento da interferência entre símbolos, resultando na degradação do desempenho do sistema [55].

No caso geral de um campo polarizado linearmente que entra na fibra com um determinado ângulo entre o plano de polarização e um dos eixos birrefringentes, ambos os modos de polarização vão ser excitados. Assim, o campo segundo o eixo lento de polarização da fibra sofrerá um atraso em relação ao campo que se propaga segundo o eixo rápido de polarização da fibra originando, conseqüentemente, uma diferença de fase entre os campos durante a propagação.

Os efeitos da polarização em sistemas de comunicações ópticas são dependentes do comprimento do troço de fibra considerado. Se considerarmos um pequeno troço de fibra, pode-se assumir que as perturbações são constantes ao longo da propagação, o que o torna bimodal devido à perda de degenerescência dos dois modos ortogonais, resultando numa diferença na constante de propagação local para os dois modos. Assim, a equação (2.79) deverá ser alterada para incluir esta diferença na constante de propagação:

$$\beta_l - \beta_r = \frac{\omega}{c} \cdot (n_l - n_r) = \frac{\omega}{c} \cdot \Delta n_B \quad (2.92)$$

onde Δn_B é o índice de refração diferencial, n_l e n_r são respectivamente os índices de refração efectivos do modo lento e do modo rápido. Correspondentes respectivamente aos índices de refração segundo os eixos ópticos lentos e rápidos de polarização do troço de fibra. A diferença entre as constantes de propagação é designada como birrefringência e os valores típicos de Δn_B situam-se entre 10^{-5} e 10^{-7} [56].

A diferença de fase entre os campos, com comprimento de onda λ , projectados nos eixos lento e rápido birrefringentes resulta numa propagação cíclica do estado de polarização ao longo de vários estados elípticos. Após uma propagação ao longo de uma dada distância L_B , a diferença de fase entre os dois modos é de 2π , o que significa que o campo resultante é novamente linear e com um ângulo entre o plano de polarização e um dos eixos birrefringentes igual ao inicial. Esta distância de propagação característica L_B , é designada como comprimento de batimento.

$$L_B = \frac{\lambda}{\Delta n_B} \quad (2.93)$$

A derivada da equação (2.92) em ordem à frequência permite obter a velocidade de grupo diferencial, ou seja, o atraso de grupo por unidade de comprimento do trecho considerado [56]:

$$\frac{\Delta\tau}{L} = \frac{d}{d\omega}(\beta_l - \beta_r) = \frac{\Delta n_B}{c} + \frac{\omega}{c} \cdot \frac{d\Delta n_B}{d\omega} \quad (2.94)$$

onde a quantidade $\frac{\Delta\tau}{L}$ é designada como dispersão devida aos modos de polarização (PMD) intrínseca da fibra ou PMD de curta distância. Esta definição de PMD é aplicável a pequenos trechos de fibra, onde se assume que a birrefringência é constante, logo o atraso de grupo diferencial varia linearmente com a distância de propagação.

O atraso de grupo diferencial $\Delta\tau$, é uma manifestação no domínio temporal da PMD. Existe também uma manifestação no domínio da frequência, onde a PMD causa uma variação no estado de polarização do sinal à saída do trecho de fibra considerado, em função da frequência do sinal, assumindo que este tem uma polarização fixa de entrada [57]. Quando representada na esfera de Poincaré (Anexo C), a polarização à saída da fibra move-se indefinidamente ao longo de um círculo na superfície da esfera, à medida que a frequência do sinal varia. Após uma variação da frequência do sinal de $\Delta\omega_c$, o estado de polarização retorna ao valor inicial.

$$\Delta\omega_c = \frac{2\pi}{\Delta\tau} \quad (2.95)$$

Um trecho longo de fibra é considerado como o encadeamento de trechos mais pequenos, tendo cada um destes uma orientação aleatória para os eixos de polarização. Devido a essas orientações aleatórias das perturbações nos trechos de fibra, os efeitos num trecho podem ser adicionados ou subtraídos aos efeitos do trecho seguinte. Como tal, os atrasos de grupo diferencial devido à PMD em trechos longos são acumulados num processo aleatório que varia com a raiz quadrada da distância de propagação. Devido à dependência das perturbações na fibra com a temperatura ou deformações mecânicas, para

sistemas longos, os eixos de polarização têm um desvio temporal, segundo uma distribuição de Maxwell. Assim, para analisar as propriedades de polarização de um troço longo de fibra é necessário adoptar um tratamento estatístico e considerar o atraso de grupo diferencial em termos de um valor expectável.

O comprimento de correlação l_c é um parâmetro utilizado para distinguir entre o regime curto e o regime longo de propagação e apresenta valores típicos que variam entre 1 m para fibras enroladas em bobines no laboratório e 1 km para os cabos estendidos. O comprimento de correlação é definido como o comprimento de fibra para o qual a potência óptica média num modo de polarização ortogonal P_{\perp} , toma o valor de $1/e^2$ da potência óptica média do modo inicial $P_{//}$, ou seja:

$$\frac{\langle P_{//}(l_c) \rangle - \langle P_{\perp}(l_c) \rangle}{P_{Total}} = \frac{1}{e^2} \quad (2.96)$$

Os troços de fibras mais curtos do que l_c encontram-se no regime curto de propagação, onde as propriedades são deterministas exibindo um atraso de grupo diferencial que varia linearmente com a distância de propagação. Troços de fibras de comprimento maior do que l_c , encontram-se no regime longo, apresentado uma variação estatística das propriedades de polarização, cuja função densidade de probabilidade segue uma distribuição de Maxwell e apresenta uma dependência do atraso de grupo diferencial com a raiz quadrada da distância de propagação, neste caso a PMD é dada por [58-60]:

$$PMD = \frac{\langle \Delta\tau \rangle}{\sqrt{L}} \quad (2.97)$$

onde L representa a distância de propagação e $\langle \Delta\tau \rangle$ o valor expectável do tempo de atraso diferencial. Este atraso pode ser estimado a partir de um modelo empírico denominado como modelo dos estados principais. Neste modelo, considera-se que num meio linear de transmissão com perdas uniformes para todos os estados de polarização, existem à entrada da fibra estados de polarização ortogonais, para os quais os estados de polarização à saída da fibra são também ortogonais e não variam com o comprimento de onda. O meio linear pode ser expresso pela sua função transferência complexa, $T(\omega)$:

$$T(\omega) = e^{\alpha(\omega)} \cdot \begin{bmatrix} u_1(\omega) & u_2(\omega) \\ -u_2^*(\omega) & u_1^*(\omega) \end{bmatrix} \quad (2.98)$$

onde $\alpha(\omega)$, $u_1(\omega)$, $u_2(\omega)$ são complexos e satisfazem a condição: $|u_1|^2 = |u_2|^2 = 1$. Então, o valor expectável para o atraso de grupo diferencial é dado por [61,62]:

$$\langle \Delta\tau \rangle = 2 \cdot \sqrt{\left| \frac{du_1(\omega)}{d\omega} \right|^2 + \left| \frac{du_2(\omega)}{d\omega} \right|^2} \quad (2.99)$$

No regime curto, a evolução da polarização de saída em função do comprimento de onda e da distância de propagação na fibra ocorre ao longo de um círculo fechado sobre a esfera de Poincaré. No regime longo, a evolução da polarização à saída, em função do comprimento de onda e da distância de propagação, distribui-se ao longo de toda a esfera de Poincaré, o que indica que todos os estados de polarização são equiprováveis de serem observados. Nos troços longos de fibra, a rotação instantânea que a polarização de saída realiza sobre a superfície da esfera de Poincaré, em função da frequência, pode ser representada por [63]:

$$\frac{d\hat{s}}{d\omega} = \Omega \times \hat{s} \quad (2.100)$$

onde \hat{s} é o versor de Stokes que descreve o estado de polarização de saída sobre a esfera de Poincaré e Ω é o vector rotação, usualmente conhecido como vector dispersão e cuja magnitude é igual ao atraso de grupo diferencial.

$$|\Omega| = \Delta\tau \quad (2.101)$$

Usualmente, o atraso de grupo diferencial e Ω são dependentes da frequência. Essa dependência indica a existência de dispersão de ordem superior, nomeadamente, dispersão de segunda ordem que quantifica a variação do atraso em função da frequência.

2.4.3.1. Medição da birrefringência

A PMD de primeira ordem em fibras ópticas pode ser determinada através de uma grande variedade de técnicas. A maioria dessas técnicas determinam o atraso de grupo diferencial entre os estados de polarização à saída da fibra recorrendo a métodos no domínio temporal ou no domínio da frequência [44]. No domínio temporal, pode-se determinar a PMD medindo *i)* o tempo de atraso de um impulso lançado sob várias polarizações de entrada na fibra [64]; *ii)* a resposta em frequência da fibra para várias polarizações de entrada ou *iii)* utilizando técnicas interferométricas [65]. No domínio da frequência pode-se determinar a PMD analisando *iv)* a polarização à saída da fibra em função da polarização à entrada sobre a esfera de Poincaré (técnica da esfera de Poincaré); *v)* a polarização à saída da fibra para várias polarizações de entrada pré-determinadas, permitindo calcular a matriz de Jones da fibra [66] ou *vi)* através da análise da potência óptica transmitida através de um polarizador linear colocado à saída da fibra, em função do comprimento de onda do sinal (técnica do analisador fixo) [67]. Todas estas técnicas funcionam em modo de transmissão. Existem, ainda, outros métodos baseados em reflectometria polarimétrica óptica no domínio temporal, que consistem na detecção das componentes dos sinais reflectidos ao longo da propagação, devido à dispersão de Rayleigh ou de Fresnel [68-73]. Estas técnicas podem ser utilizadas porque o estado de polarização reflectido está relacionado com o estado de polarização do sinal propagante [74]. Todos estes métodos podem, também, ser utilizados para determinar a PMD de ordem superior [75].

O método aplicado para determinar o atraso de grupo diferencial e consequentemente a PMD, é um método híbrido entre o método da esfera de Poincaré e o método do analisador fixo, conforme se mostra na figura 2.10 [76].

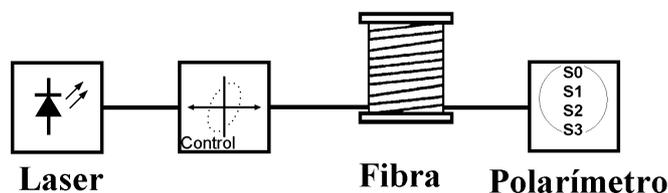


Figura 2.10 – Esquema do sistema utilizado para medir a PMD.

A técnica do analisador fixo ou de varrimento do comprimento de onda, consiste na injeção na fibra de um sinal CW proveniente de um laser sintonizável com uma

polarização arbitrária fixa. No outro extremo da fibra, é analisada a potência óptica em função do comprimento de onda após o sinal passar por um polarizador fixo com um eixo de polarização arbitrário. A variação da potência óptica transmitida em função do comprimento de onda do sinal resulta da alteração da projecção do sinal, segundo o eixo de polarização. Como consequência da variação do estado de polarização, devido à PMD da fibra, pode-se relacionar o valor expectável do atraso de grupo diferencial $\langle \Delta\tau \rangle$, em função do número de extremos do espectro de saída N_e , e do intervalo de varrimento, $\Delta\omega$ [76].

$$\langle \Delta\tau \rangle = 0.824 \cdot \pi \cdot \frac{N_e}{\Delta\omega} \quad L \gg l_c \quad (2.102)$$

A expressão (2.102) pode ser rescrita em termos do intervalo de comprimentos de onda de varrimento, compreendido entre λ_{final} e λ_{inicial} .

$$\langle \Delta\tau \rangle = 0.824 \cdot \frac{N_e \cdot \lambda_{\text{final}} \cdot \lambda_{\text{inicial}}}{2 \cdot (\lambda_{\text{final}} - \lambda_{\text{inicial}})} \quad L \gg l_c \quad (2.103)$$

As expressões (2.102) e (2.103) são válidas apenas para o regime longo de propagação. No caso do regime curto de propagação, tem-se que [76]:

$$\Delta\tau = \pi \cdot \frac{N_e}{\Delta\omega} \quad L \ll l_c \quad (2.104)$$

O regime de propagação é determinado pelo quociente entre o número de extremos e o número de cruzamentos pelo valor médio de transmissão N_m . No regime longo de propagação verifica-se a seguinte relação $\frac{N_e}{N_m} \rightarrow 1.524$, enquanto que no regime curto

observa-se que $\frac{N_e}{N_m} \rightarrow 1.000$. O desvio padrão do erro associado à medição é relacionado com o intervalo de varrimentos e pode, também, relacionar-se directamente com o número de extremos através da seguinte expressão [76]:

$$\frac{\sigma}{\langle \Delta\tau \rangle} \approx \sqrt{\frac{0.5}{N_e}} \quad (2.105)$$

A substituição do polarizador à saída do troço de fibra em teste por um polarímetro, permite obter o estado de polarização à saída da fibra. Os três parâmetros de Stokes normalizados determinados em função do comprimento de onda permitem descrever completamente e independentemente da potência óptica, o estado de polarização do sinal. Aplicando o procedimento anterior a cada um dos espectros dos parâmetros (S_1 , S_2 , S_3) calcula-se o valor médio para o atraso de grupo diferencial.

Foram medidos os parâmetros de Stokes normalizados para três distâncias de propagação: 20 km, 45 km e 75 km, utilizando um varrimento espectral de 100 nm. O ajuste desses dados às expressões (2.103) e (2.105) permite calcular respectivamente o atraso de grupo diferencial e o seu erro.

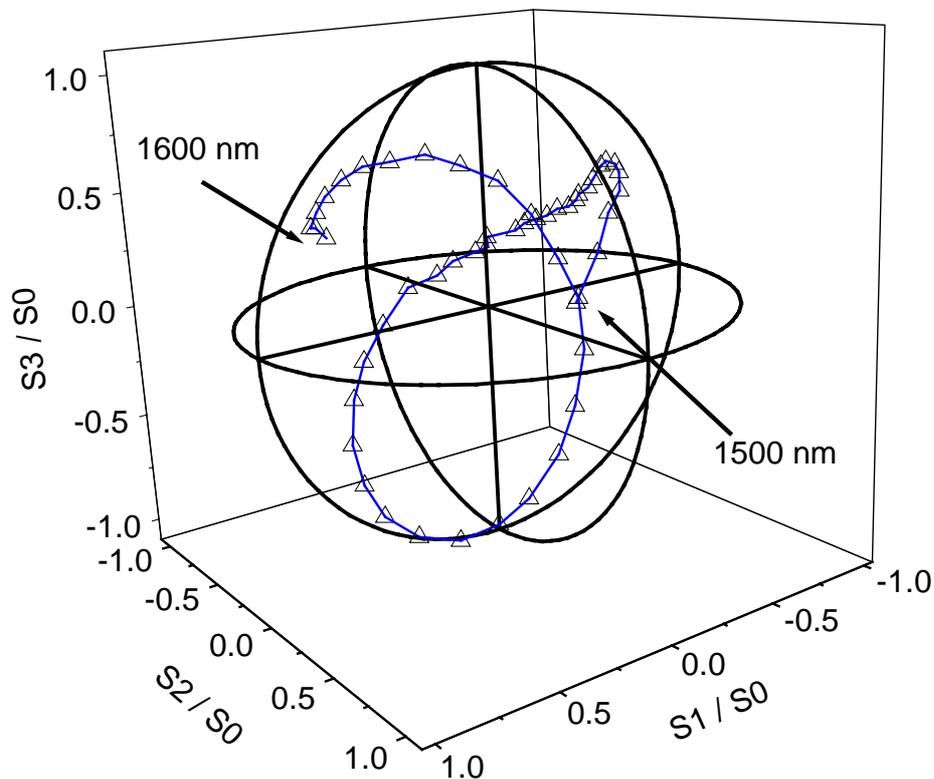


Figura 2.11 – Representação sobre a esfera de Poincaré dos parâmetros de Stokes para uma distância de propagação de 20 km. Encontram-se ainda indicados os pontos correspondentes a 1500 nm e 1600 nm. A linha que une os pontos experimentais é um guia visual.

A figura 2.11 mostra os parâmetros de Stokes normalizados, representados sobre a esfera de Poincaré, para uma distância de propagação de 20 km e com a indicação dos pontos correspondentes a 1500 nm e 1600 nm. Na figura 2.12 encontra-se a representação plana dos dados da figura 2.11. Verifica-se que o estado de polarização não descreve um

círculo fechado sobre a esfera, indicando que para esta distância se está na presença do regime de propagação longo. Tal, pode ser confirmado pelo quociente: $N_e/N_m = 1.5$.

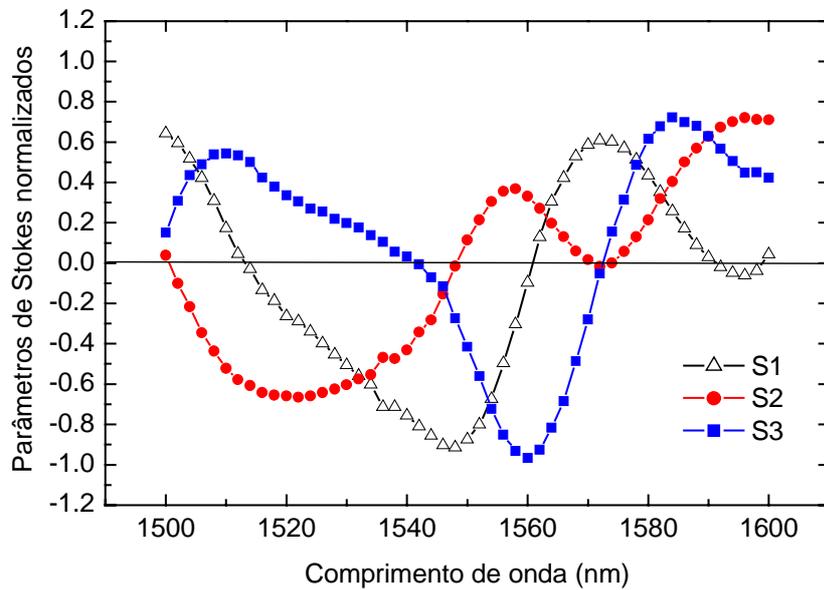


Figura 2.12 – Representação linear dos parâmetros de Stokes para uma distância de propagação de 20 km. Neste caso tem-se para todos os parâmetros: $N_e=3$, $N_m=2$, $N_e/N_m=1.5$. As linhas são guias visuais.

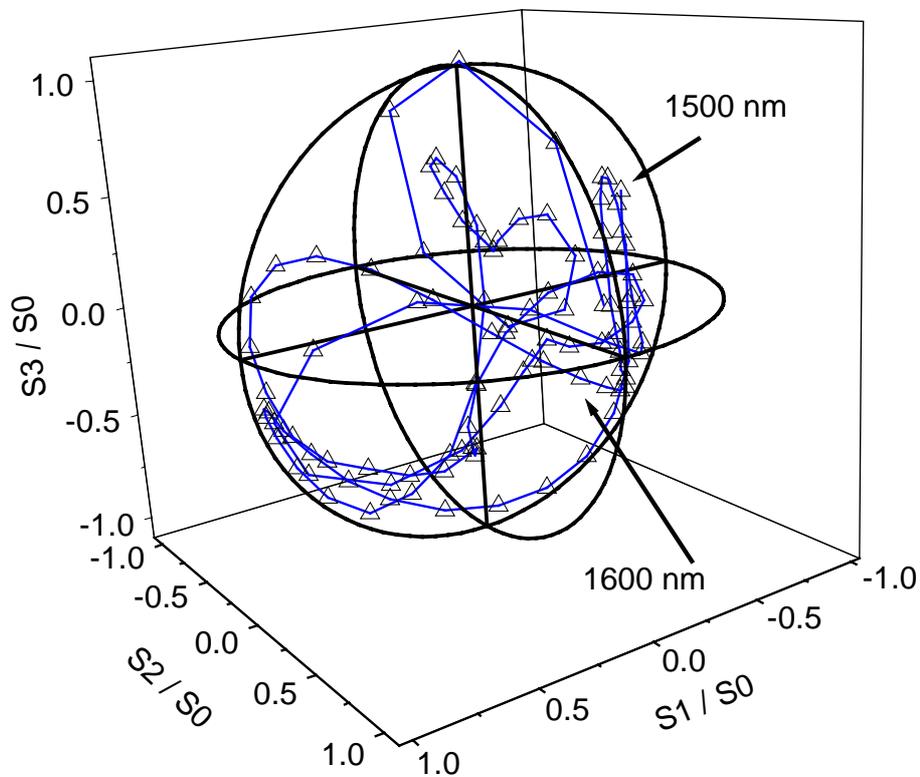


Figura 2.13 – Representação sobre a esfera de Poincaré dos parâmetros de Stokes para uma distância de propagação de 70 km. Encontram-se ainda indicado os pontos correspondentes a 1500 nm e 1600nm. A linha que une os pontos experimentais é um guia visual.

A figura 2.13 mostra os parâmetros de Stokes normalizados, representados sobre a esfera de Poincaré, para uma distância de propagação de 70 km, com a indicação dos pontos correspondentes aos comprimentos de onda de 1500 nm e 1600 nm. A figura 2.14 mostra a sua representação plana.

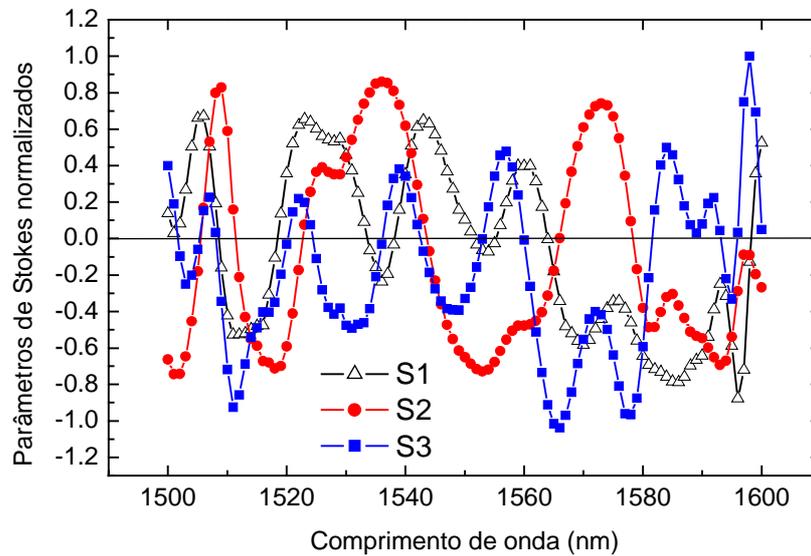


Figura 2.14 – Representação linear dos parâmetros de Stokes para uma distância de propagação de 70 km. As linhas são guias visuais.

Na figura 2.15 encontra-se o atraso de grupo diferencial para as três distâncias consideradas, o respectivo erro associado e o ajuste à expressão (2.97) que permite obter para a PMD o valor de $0.052 \pm 0.006 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.

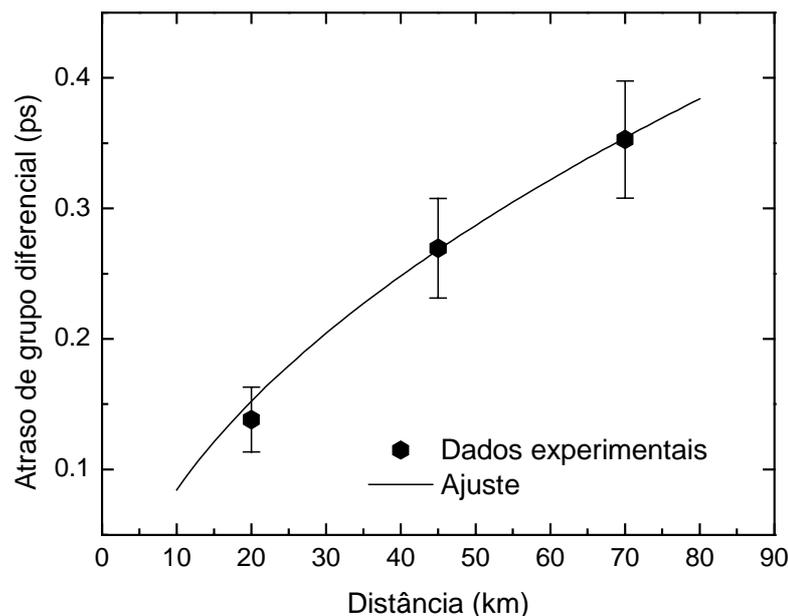


Figura 2.15 – Atraso de grupo diferencial em função da distância de propagação e o respectivo ajuste à expressão (2.79).

De referir que nos sistemas de comunicações ópticas de longa distância a degradação do sinal devido à polarização não ocorre exclusivamente na fibra, podendo acontecer noutros componentes, cujo ganho ou perdas sejam dependentes da polarização do sinal [78-80].

Várias estratégias para reduzir o efeito da PMD têm sido sugeridas, tais como a redução da PMD intrínseca da fibra ou a utilização de equalizadores do atraso de grupo diferencial no domínio óptico [81] ou no domínio eléctrico [82].

Nesta secção, limitou-se a discussão do efeito linear óptico da birrefringência não considerando os efeitos não lineares da polarização e o efeito da birrefringência intrínseca da Sílica.

2.5. Propriedades não lineares

Os efeitos não lineares referem-se a fenómenos que ocorrem devido à resposta não linear do meio perante sinais ópticos de elevada intensidade. Os efeitos não lineares podem dividir-se de um modo genérico em duas categorias: *i*) dispersões estimuladas, como a de Brillouin e a de Raman, devido às interações entre os sinais ópticos e as vibrações acústicas ou vibracionais do meio e *ii*) modulação do índice de refração da Sílica em consequência das variações de intensidade do sinal óptico.

As não linearidades limitam o desempenho dos sistemas de comunicações ópticas, mas também podem ser exploradas em aplicações vantajosas como, por exemplo, para compensar as consequências dos efeitos lineares, tais como a dispersão cromática e a atenuação [83,84].

2.5.1. Dispersão inelástica estimulada

A dispersão inelástica de fotões na criação (ou aniquilação) de fonões, é um fenómeno pouco intenso, pois depende do acoplamento inarmónico do campo electromagnético com a estrutura atómica da Sílica. O efeito de Raman de primeira ordem

consiste na dispersão de um fóton, na criação ou aniquilação de um fonão óptico com vector de onda nulo. Os fótons que criaram fonões e que perderam energia no processo são chamados de Stokes, enquanto que aqueles que aniquilam fonões e que ganham energia são conhecidos como anti-Stokes.

A dispersão de fótons na criação de um fonão acústico é conhecida como dispersão de Brillouin. Devido à grande diferença entre a velocidade de propagação da luz e do som na Sílica, a perda de energia dos fótons dispersos pelo processo de Brillouin é muito pequena quando comparada com a perda por efeito de Raman. Se a densidade de fonões ultra-sónicos for incrementada para além de um determinado valor, ocorre uma amplificação coerente da vibração ultra-sónica à custa do aumento da dispersão dos fótons dispersos. Este processo é designado como dispersão de Brillouin estimulada.

Os processos de dispersão de Raman e de Brillouin podem ser encarados como mecanismos de atenuação não lineares dependentes da intensidade do campo electromagnético propagado.

2.5.1.1. Dispersão de Brillouin estimulada

O processo de dispersão de Brillouin estimulada, ou SBS (acrónimo da sua designação em Inglês, *Stimulated Brillouin Scattering*) pode ser descrito classicamente como uma interacção paramétrica entre uma onda de bombeamento, uma onda acústica e uma onda dispersa de Stokes. A onda de bombeamento gera uma onda acústica através de um processo de electroestricção, que modula periodicamente o índice de refração do núcleo da fibra, criando uma rede de Bragg. Esta rede induzida e que se propaga com uma velocidade V_a vai dispersar o sinal de bombeamento através de uma difracção de Bragg. Devido ao efeito de Doppler a radiação dispersa tem uma frequência menor do que a do sinal de bombeamento e um sentido de propagação contrário em relação a este. Do ponto de vista quântico, este processo de dispersão pode ser descrito como a criação de um fonão acústico na Sílica e um fóton à frequência de Stokes à custa da aniquilação de um fóton incidente.

Dado que a energia e o momento têm que ser conservados, as frequências angulares e os vectores de onda da onda acústica e das duas restantes ondas estão relacionados por:

$$\omega_A = \omega_B - \omega_S \quad (2.106)$$

$$k_A = k_B - k_S \quad (2.107)$$

onde ω_A , ω_B e ω_S são as frequências angulares e k_A , k_B e k_S são respectivamente os vectores de onda do sinal acústico, do sinal de bombeamento e do sinal de Stokes. As frequências angulares e os vectores de onda satisfazem as condições de dispersão. Considerando que $|k_B| \approx |k_S|$, tem-se:

$$\omega_A = |k_A| \cdot V_a = 2 \cdot V_a \cdot |k_B| \cdot \text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.108)$$

sendo θ o ângulo entre o sinal de bombeamento e o sinal de Stokes, então ω_A terá um valor máximo quando o sinal de Stokes é disperso no sentido contra propagante ao sinal de bombeamento. O desvio em frequência do sinal de Stokes, em relação ao sinal de bombeamento, é denominado por desvio de Brillouin e é definido por:

$$\nu_B = \frac{2 \cdot n_n \cdot V_a}{\lambda_B} \quad (2.109)$$

onde λ_B é o comprimento de onda do sinal de bombeamento.

O incremento da potência do sinal de Stokes na direcção contra-propagante é caracterizado por um ganho, com um perfil lorentziano e cujo coeficiente de ganho tem uma variação com a frequência dada por [85]:

$$g_B(\nu) = \frac{\left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2} \cdot g_B(\nu_B) \quad (2.110)$$

O valor máximo do ganho ocorre quando $\nu = \nu_B$. A largura de banda a meia altura do ganho $\Delta\nu_B$, está relacionada com o tempo médio de vida dos fonões acústicos gerados T_B , e é definida por: [85].

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi \cdot T_B} = \frac{8 \cdot \pi \cdot \eta}{\rho_0 \cdot \lambda_B^2} \quad (2.111)$$

onde η é a viscosidade da Sílica e ρ_0 a sua densidade volúmica. Na Sílica pura a largura a meia altura do ganho tem um valor de 17 MHz mas nas fibras esse valor é aproximadamente igual a 35 MHz, devido aos modos acústicos guiados e ao carácter não homogéneo radial da fibra [6,86]. O ganho máximo é dado pela seguinte expressão [87]:

$$g_B(\nu_B) = \frac{2 \cdot \pi \cdot n^7 \cdot p_{12} \cdot K_p}{c \cdot \lambda_B^2 \cdot \rho_0 \cdot V_a \cdot \Delta\nu_B} \quad (2.112)$$

sendo p_{12} o coeficiente elasto-óptico e K_p uma constante que descreve o efeito do estado de polarização relativa do sinal de bombeamento e do sinal de Stokes. Esta constante toma um valor unitário para sinais linearmente polarizados segundo o mesmo plano de polarização; o valor de $\frac{1}{2}$ para sinais com polarização aleatória e toma o valor nulo para sinais linearmente polarizados segundo planos de polarização perpendiculares. Porém, devido à birrefringência da fibra quando o sinal de bombeamento tem uma polarização aleatória K_p pode variar entre $\frac{1}{3}$ e $\frac{2}{3}$ [88].

O ganho de Brillouin tem valores típicos de 2.5×10^{-11} m W⁻¹ [1]. Para potências ópticas de bombeamento elevadas, observa-se um alargamento da largura espectral devido à interacção entre o sinal de bombeamento, o sinal de Stokes e os modos acústicos guiados [89]. Usualmente, este alargamento ocorre quando a potência de bombeamento é superior ao dobro da potência óptica de limiar (definida posteriormente pela expressão 2.115).

A evolução dos sinais de bombeamento $P_B(\nu, z)$, e de Stokes $P_S(\nu, z)$, ao longo da propagação z é governada pelas seguintes equações diferenciais acopladas, que descrevem a potência das duas ondas, assumindo que o sinal de bombeamento é contínuo ou quasi-contínuo ($T \gg T_B$, onde T é o período do sinal de modulação) [90]:

$$\frac{dP_B(v, z)}{dz} = -\alpha \cdot P_B(v, z) - \frac{g_B(v)}{A_{eff}} \cdot P_B(v, z) \cdot P_S(v, z) \quad (2.113)$$

$$\frac{dP_S(v, z)}{dz} = \alpha \cdot P_S(v, z) - \frac{g_B(v)}{A_{eff}} \cdot P_B(v, z) \cdot P_S(v, z) \quad (2.114)$$

onde α e A_{eff} são respectivamente a atenuação em unidades lineares e a área eficaz da fibra. A potência de limiar do processo de Brillouin é definida como a potência óptica de entrada a partir da qual a potência óptica do sinal de Stokes aumenta com uma razão de crescimento superior à do sinal de bombeamento [36,87].

$$P_B^{th} = \frac{21 \cdot A_{eff}}{g_B \cdot L_{eff}} \cdot \left(1 + \frac{\Delta\nu_f}{\Delta\nu_B} \right) \quad (2.115)$$

sendo $\Delta\nu_f$ a largura espectral do sinal de bombeamento e L_{eff} o comprimento eficaz da interação das duas ondas na fibra, tal que:

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot L)) \quad (2.116)$$

Quando a potência de limiar é atingida, parte da energia do sinal de bombeamento é transferida para a onda de Stokes, limitando a potência óptica máxima que é possível injectar na fibra. Para se poder modelizar esse vazamento do sinal é necessário recorrer às expressões (2.113) e (2.114). No entanto, de uma forma genérica é difícil obter uma solução analítica para essas expressões [90]. Pode-se utilizar uma solução analítica aproximada, considerando a atenuação da fibra como nula:

$$P_S(v, z) = \frac{b_0 \cdot (1 - b_0)}{G(v, z) - b_0} \cdot P_B(v, 0) \quad (2.117)$$

$$P_B(v, z) = \frac{G(v, z) \cdot (1 - b_0)}{G(v, z) - b_0} \cdot P_B(v, 0) \quad (2.118)$$

com

$$b_0 = \frac{P_S(\nu, 0)}{P_B(\nu, 0)} \quad (2.119)$$

$$g_0(\nu) = \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} \cdot P_B(\nu, 0) \quad (2.120)$$

$$G(\nu, z) = \exp[(1 - b_0) \cdot (g_0(\nu) \cdot z)] \quad (2.121)$$

sendo b_0 a eficiência de Brillouin e $g_0(\nu)$ o ganho para pequenos sinais associado ao processo de SBS.

O processo de Brillouin pode transferir energia de um canal para outro canal espaçado em frequência do primeiro de um valor igual ao desvio de Brillouin. Porém, na prática, tal não acontece porque a largura de banda do processo é muito baixa e o espaçamento entre os canais deve ser exactamente igual ao desvio de Brillouin. Como a onda de Stokes é contra-propagante em relação ao sinal de bombeamento, a degradação só ocorre quando os sinais se propagam em sentidos contrários, não produzindo degradação quando os sinais se propagam no mesmo sentido. No entanto, a dispersão de Brillouin estimulada reduz a potência óptica do sinal transmitido e gera ondas de Stokes que se propagam no sentido do emissor, podendo causar instabilidade no seu funcionamento ou a sua destruição, caso não esteja devidamente protegido por um isolador óptico.

2.5.1.1.1 Medição do coeficiente de ganho de Brillouin

Na figura 2.16 esquematiza-se o sistema utilizado para estudar a dispersão estimulada de Brillouin [91]. O sinal proveniente de um laser DFB, a emitir em CW num comprimento de onda de 1550 nm e com uma largura espectral de 20 MHz, é amplificado no amplificador óptico e injectado num troço de fibra com 20 km, através do circulador óptico. O medidor de potência óptica (MO1) permite medir a potência do sinal injectado na fibra, através de uma amostra retirada no acoplador óptico colocado à entrada do circulador. Dois outros medidores de potência óptica (MO2 e MO3) colocados respectivamente à saída da fibra e do circulador permitem medir a potência óptica à saída da fibra do sinal transmitido e do sinal reflectido de Stokes.

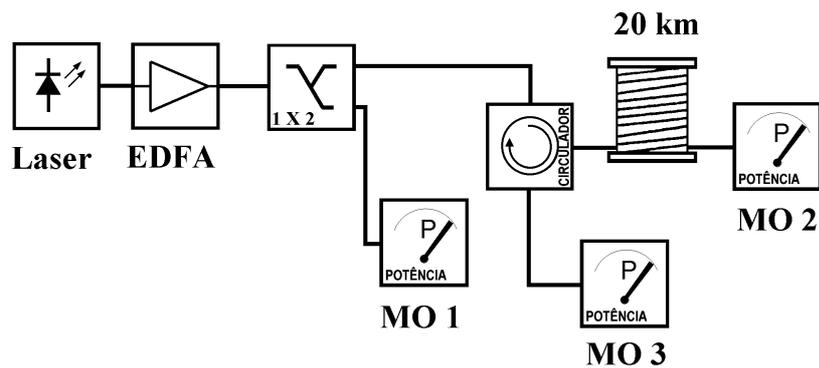


Figura 2.16 – Esquema do sistema utilizado para o estudo da dispersão de Brillouin estimulada.

Foi analisada a potência óptica do sinal à saída da fibra e do sinal reflectido de Stokes, em função da potência óptica do sinal de bombeamento. Estes resultados encontram-se na figura 2.17. O sinal à saída da fibra varia linearmente com o sinal de entrada até que este atinge um limiar de potência, a partir do qual o sinal propagado se mantém aproximadamente constante. O valor da potência de bombeamento onde ocorre essa saturação é a potência de limiar do processo de Brillouin e tem neste caso um valor de 8.80 mW.

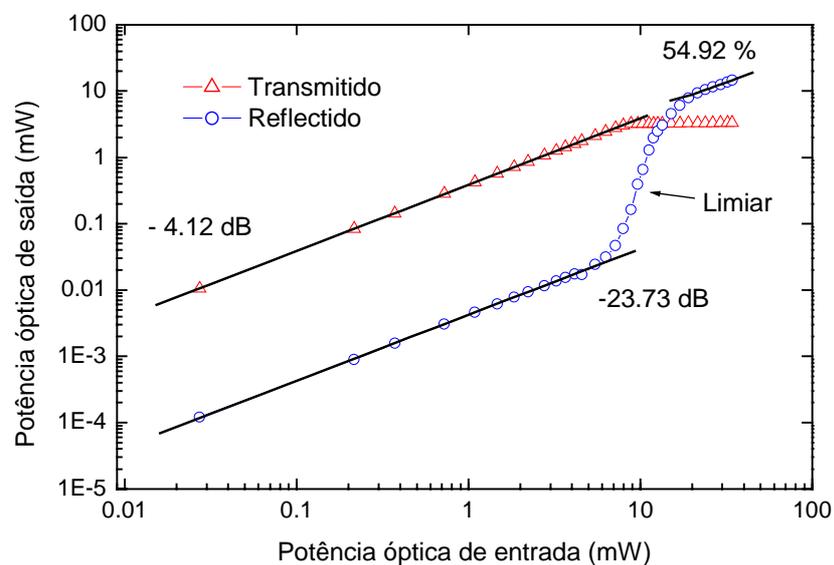


Figura 2.17 – Variação da potência óptica do sinal transmitido e do sinal reflectido em função da potência óptica do sinal de entrada.

Para potências de bombeamento inferiores à potência de limiar, a constante de proporcionalidade entre o sinal transmitido e o sinal de entrada, em unidades logarítmicas,

é de -4.12 dB, o que corresponde à atenuação do troço de 20 km de fibra para o comprimento de onda do sinal de entrada (1550 nm). Para valores da potência óptica de bombeamento superior ao valor de limiar, existe uma transferência da energia excedente para o sinal de Stokes, mantendo-se a potência óptica do sinal transmitido praticamente constante. A potência óptica do sinal de Stokes reflectido varia, também, linearmente com a potência óptica do sinal de bombeamento, com uma constante de proporcionalidade em unidades logarítmicas de -23.73 dB para valores inferiores ao valor de limiar. Esta variação é devida à detecção do sinal proveniente da dispersão elástica de Rayleigh na fibra e de reflexões de Fresnel nos conectores ópticos do sinal de entrada. Quando o valor de limiar é atingido, a energia do sinal de entrada é transferida para o sinal de Stokes, cuja potência óptica aumenta linearmente com a potência óptica o sinal de entrada. Porém, desta vez, aumenta linearmente com uma constante de proporcionalidade de 54.92 %, correspondente à eficiência do processo de Brillouin. De referir, que foram utilizadas na figura 2.17 unidades logarítmicas e valores percentuais para descreverem a razão entre valores de potência óptica. Esta utilização foi feita para manter a consistência com a bibliografia publicada.

A substituição do medidor de potência óptica utilizado para medir o sinal reflectido (MO3) por um fotodíodo de elevada largura de banda (17 GHz), ligado a um analisador de espectros eléctricos, permite a obtenção do espectro da figura 2.18, medido com uma resolução de 300 kHz e para uma potência de bombeamento de 19.07 mW. Este espectro resulta do batimento do sinal de Stokes com uma frequência óptica de $\omega_B - \omega_S$ e de uma contribuição devido à dispersão de Rayleigh do sinal de bombeamento com frequência ω_B , no domínio eléctrico obtém-se a soma de um sinal CW com uma contribuição à frequência ω_B .

O desvio de Brillouin para a Sílica pura, calculado a partir da expressão (2.109) e considerando valores típicos de $n_n = 1.445$ e $V_a = 5923$ m/s, é de 11.045 GHz. Neste caso o valor do desvio de Brillouin medido foi de 10.8592 GHz. Na fibra óptica, devido à dopagem com GeO₂ no núcleo, o valor do desvio de Brillouin decresce. Nesta situação, o valor medido corresponde ao desvio numa fibra com uma concentração no núcleo de 4 % de GeO₂ [92].

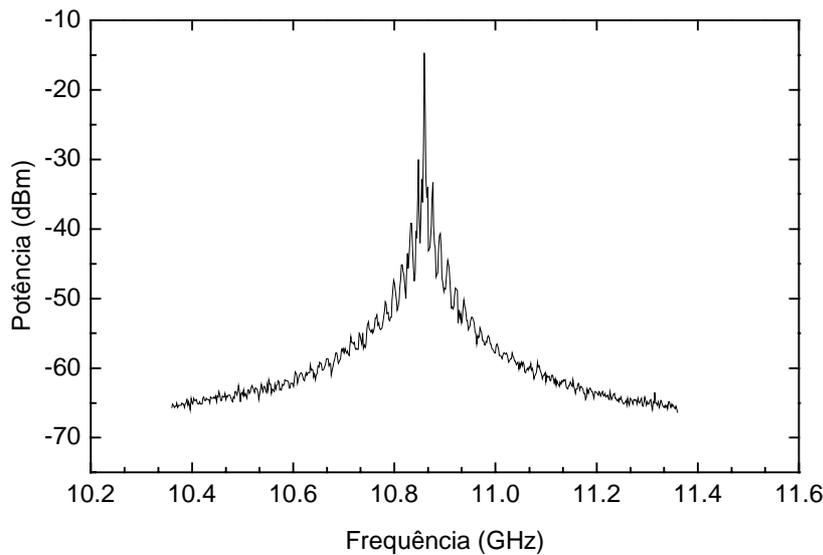


Figura 2.18 – Desvio de Brillouin medido com uma resolução de 300 kHz e uma potência de bombeamento de 19.07 mW.

Considerando um valor para a atenuação de $0.06 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ obtém-se, a partir da expressão (2.116), um valor de 11647 m para o comprimento eficaz da interação, o que resulta num valor de $0.320 \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$ para o quociente $\frac{\mathcal{G}_B}{A_{eff}}$ obtido pela expressão (2.115).

Se for considerado o valor de área eficaz anteriormente calculado ($91.61 \mu\text{m}^2$), tem-se para o ganho de Brillouin o valor de $2.93 \times 10^{-11} \text{ m W}^{-1}$.

Foram resolvidas numericamente as equações diferenciais acopladas (2.113 e 2.114) que nos permitem obter os valores exactos dos sinais de bombeamento e de Stokes ao longo da propagação. Analisou-se, também, a evolução dos sinais a partir das expressões (2.117 e 2.118) que, de uma forma aproximada, nos indicam os valores dos sinais. Foram considerados os seguintes dados experimentais nas simulações: 19.070 mW para a potência de bombeamento, 3.298 mW para a potência de saída e 7.912 mW para a potência do sinal reflectido de Stokes. Os resultados da simulação para a evolução dos sinais de bombeamento e de Stokes ao longo do comprimento da fibra podem ser respectivamente observados nas figuras 2.19 a) e b).

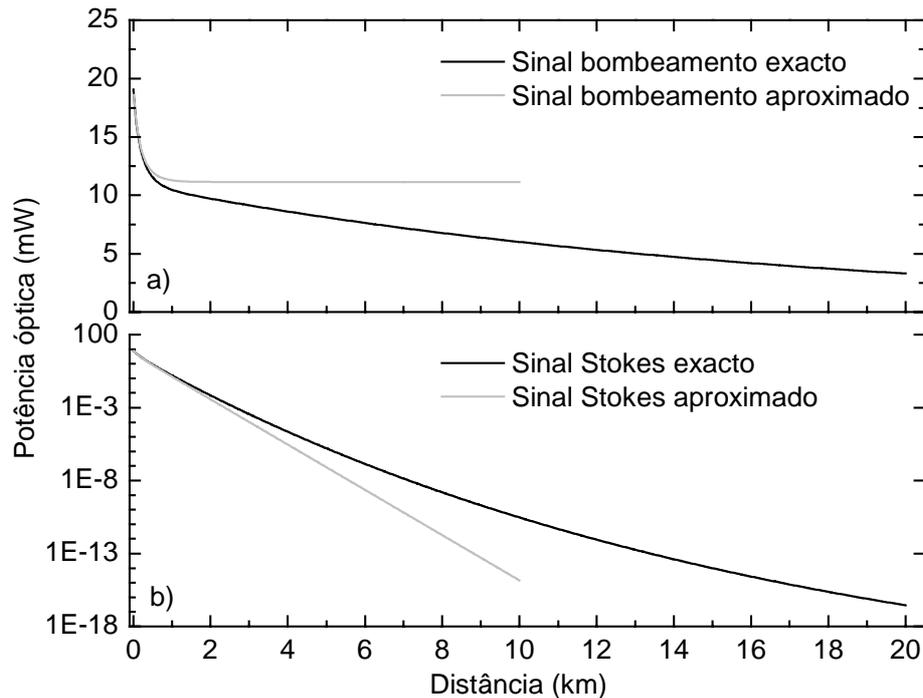


Figura 2.19 – a) Evolução do sinal transmitido e b) do sinal reflectido ao longo da fibra, considerando dois modelos diferentes.

Observa-se que a transferência de energia para o sinal de Stokes ocorre predominantemente nos 1000 metros iniciais da fibra. Verifica-se, também, que o modelo aproximado permite obter com exactidão a potência do sinal reflectido no início da fibra mas não descreve perfeitamente a evolução do sinal de bombeamento devido à não inclusão do efeito da atenuação. O modelo exacto descreve com precisão os valores de potência dos sinais de bombeamento e de Stokes medidos experimentalmente.

Na figura 2.20 comparam-se os resultados experimentais com os resultados simulados, utilizando o modelo exacto. Observa-se a evolução da potência do sinal à saída da fibra em função do sinal de bombeamento, verificando-se o efeito da saturação e da transferência de energia para o sinal de Stokes.

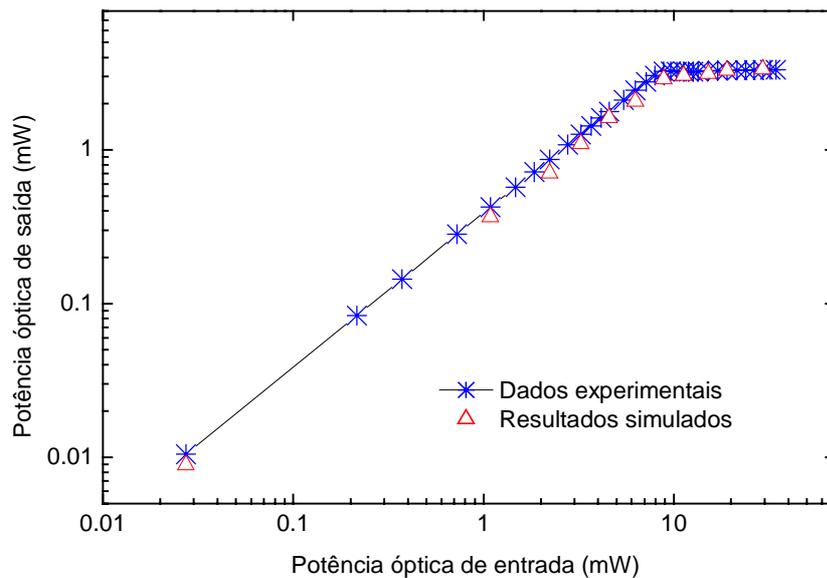


Figura 2.20 – Variação da potência óptica do sinal transmitido em função da potência óptica de entrada: resultados experimentais e simulados. A linha é um guia visual.

Na figura 2.21 compara-se o efeito da variação da largura espectral do sinal de bombeamento na potência óptica de limiar do processo de Brillouin. Quando é utilizada uma fonte de bombeamento CW com uma largura espectral inferior a 10 MHz, a potência de limiar ocorre aos 7.5 mW. Se esse laser for modulado directamente a 3.0 GHz, de tal forma que a sua largura espectral seja de 14.9 GHz, regista-se, então, que a potência de limiar sobe para valores não mensuráveis. Segundo a expressão (2.115) este valor será aproximadamente 3 ordens de grandeza superior ao da situação anterior.

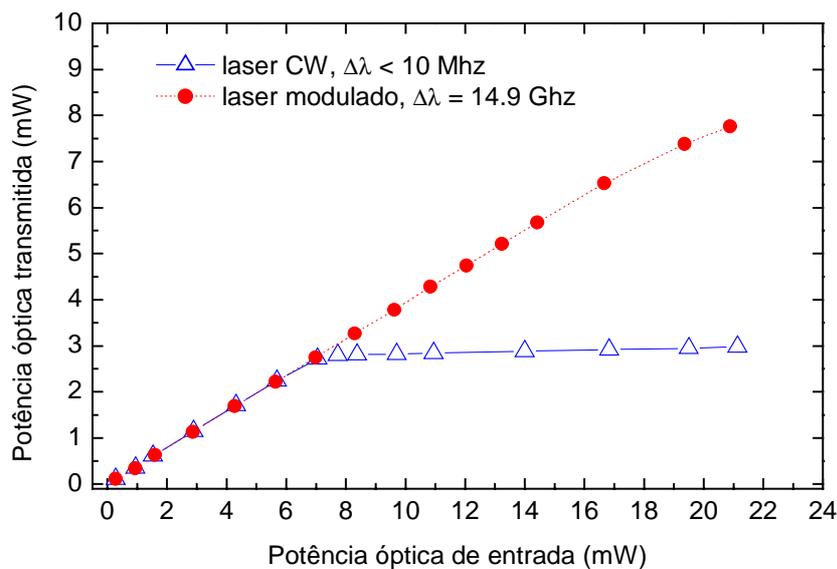


Figura 2.21 – Efeito da largura espectral do sinal de bombeamento na potência de limiar do processo de Brillouin. As linhas são guias visuais.

Na prática a SBS não coloca constrangimentos num sistema de comunicações ópticas a elevados ritmos de transmissão, visto que o sinal é modulado com a informação a transmitir, o que resulta no incremento da sua largura espectral que desloca a potência de limiar do processo de Brillouin muito para além dos valores de potência óptica utilizados. Porém, em situações onde a SBS possa representar um constrangimento ao desempenho do sistemas, algumas estratégias podem ser utilizadas para reduzir a SBS, tal como a intercalação de isoladores ópticos nos troços de fibra, o encadeamento de troços de fibra com desvios de Brillouin diferentes, o que origina um aumento da potência de limiar do conjunto ou, então, a dopagem da fibra [87,93].

2.5.1.2. Dispersão de Raman estimulada

A dispersão de luz quasi-monocromática num meio permite observar sinais com a mesma frequência do sinal incidente e, ainda, sinais mais ténues com frequências superiores e inferiores à do sinal incidente. Estes sinais com frequências ópticas desviadas da frequência do sinal incidente, de um dado valor determinado pela frequência dos modos de vibração do meio, são devidos à dispersão inelástica por parte do meio da radiação incidente. Este fenómeno foi previsto, em 1923 por Adolf Smeckal e observado experimentalmente por Sir Chandrasekhara Vankata Raman, sendo conhecido por dispersão de Raman espontânea [94].

O efeito de Raman pode ser descrito como a aniquilação de um fóton incidente com a criação em simultâneo de um fóton de Stokes, com uma frequência inferior à frequência do fóton incidente ou de um fóton de anti-Stokes com uma frequência superior à frequência do fóton incidente. Em simultâneo regista-se respectivamente a criação ou a aniquilação de um fonão com uma frequência igual à diferença entre dois estados vibracionais da Sílica. Como o processo de anti-Stokes depende da existência previa de fonões ópticos na estrutura da Sílica é dependente da temperatura e muito menos provável do que a dispersão de fótons de Stokes, à temperatura ambiente.

Num material cristalino, o sinal de Stokes tem uma frequência bem definida. Devido à natureza amorfa da Sílica, o sinal de Stokes nas fibras ópticas estende-se continuamente num intervalo elevado de frequências.

Quando se utiliza um sinal de bombeamento muito intenso, o sinal de Stokes cresce rapidamente dentro do meio à custa da transferência estimulada de energia do sinal de bombeamento. Este fenómeno é conhecido como dispersão de Raman estimulada ou SRS (acrónimo da sua designação em Inglês, *Stimulated Raman Scattering*). A dispersão de Raman estimulada difere da dispersão de Brillouin estimulada, na medida em que o processo de Raman pode ocorrer quer no sentido de propagação do sinal quer no sentido inverso. Contrariamente ao processo de Brillouin, o processo de Raman só muito dificilmente ocorre em fibras com sinais ópticos de bombeamento CW, devido ao valor de limiar ser inferior do processo de SBS, que ocorre antes que se atinja o limiar de SRS.

A dispersão de Raman estimulada é um dos efeitos não lineares dominante nas fibras ópticas, restringindo a potência óptica máxima que lhe é possível injectar. Este fenómeno limita a transmissão de sinais ópticos intensos, como por exemplo, nos sistemas de bombeamento remoto [95]. A dispersão de Raman estimulada é responsável, nos sistemas multicomprimento de onda, pela transferência de energia entre os canais de menor comprimento de onda para os canais com um maior comprimento de onda [96], provocando uma desigualização na potência dos canais [97,98] e diafonia entre eles [99-101]. A SRS também afecta sistemas de canal único de solitões ópticos, provocando um desvio de frequência no espectro do próprio impulso [25].

Considerando uma situação quasi contínua, a interacção entre o sinal de Stokes e o de bombeamento, ao longo da propagação z , é descrita pelo seguinte conjunto de equações diferenciais acopladas [1]:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R \cdot I_S \cdot I_B - \alpha_S \cdot I_S \quad (2.122)$$

$$\frac{dI_B}{dz} = -\frac{\omega_B}{\omega_S} \cdot g_R \cdot I_S \cdot I_B - \alpha_B \cdot I_B \quad (2.123)$$

onde I_S é a intensidade do sinal de Stokes com uma frequência óptica ω_S , I_B é a intensidade do sinal de bombeamento com uma frequência óptica ω_B , g_R é o coeficiente de ganho de Raman que varia inversamente com o comprimento de onda do sinal de

bombeamento [103]. Os coeficientes de absorção α_S e α_B contabilizam respectivamente as perdas de energia do sinal de Stokes e de bombeamento.

Desprezando o vazamento do sinal de bombeamento, a intensidade do sinal de Stokes ao longo da propagação pode ser obtida a partir das equações diferenciais anteriores, o que resulta em:

$$I_S(L) = I_S(0) \cdot \exp(g_R \cdot I_B(0) \cdot L_{eff} - \alpha_S \cdot L) \quad (2.124)$$

onde L_{eff} é o comprimento eficaz de interacção dado pela expressão (2.116).

A utilização da expressão (2.124) requer a existência de um sinal de Stokes inicial ($I_S(0)$) mas, na prática, o processo de SRS inicia-se a partir da dispersão de Raman espontânea que ocorre ao longo da fibra, o que é equivalente à injeção de um fóton fictício na extremidade da fibra [1]. Os valores de intensidade dos sinais ópticos podem ser convertidos em valores de potência óptica, utilizando a área eficaz da fibra:

$$P = I \cdot A_{eff} \quad (2.125)$$

O coeficiente de ganho de Raman na fibra é usualmente também descrito em função da área eficaz da fibra.

$$g_R^{fibra} = \frac{g_R}{A_{eff}} \quad (2.126)$$

A potência de limiar do processo de Raman é definida como a potência óptica do sinal de bombeamento à entrada na fibra, para a qual a potência óptica do sinal de Stokes iguala a potência do sinal de bombeamento à saída da fibra. Considerando que o espectro de ganho de Raman tem um perfil lorentziano com um valor máximo de g_R^{max} , então a potência de limiar é dada por [56]:

$$P_{th} \approx \frac{16 \cdot A_{eff}}{K_p \cdot L_{eff} \cdot g_R^{max}} \quad (2.127)$$

onde K_p é o factor de polarização, que toma um valor igual a 1 quando os estados de polarização do sinal de Stokes e do sinal de bombeamento são paralelos e preservados ao

longo da propagação, toma um valor igual a $\frac{1}{2}$ quando os estados de polarização desses dois sinais são completamente aleatórios.

Como foi referido anteriormente, a susceptibilidade de terceira ordem da Sílica consiste na soma da contribuição electrónica e da contribuição vibracional ou de Raman [28]:

$$\chi^{(3)}(\omega) = \chi_E^{(3)} + \chi_R^{(3)}(\omega) \quad (2.128)$$

onde $\chi_E^{(3)}$ é a parte electrónica real e $\chi_R^{(3)}(\omega)$ é a parte Raman complexa. Utilizando as expressões (2.63) e (2.64) é possível obter a constante de tempo de Raman em função do coeficiente de ganho:

$$T_R = \frac{c}{n_2 \cdot \omega_0 \cdot 4 \cdot \pi} \cdot \left[\frac{d(g_R(\Delta f))}{d(\Delta f)} \right]_{\Delta f \rightarrow 0} \quad (2.129)$$

2.5.1.2.1 Medição do coeficiente de ganho de Raman

Várias técnicas têm sido utilizadas para determinar o coeficiente de ganho de Raman, tais como a medição do auto desvio de frequência do espectro de um impulso óptico curto [24], medição da desigualização de potência entre os canais de um sistema óptico multiplexado no comprimento de onda [103-105] ou a medição do espectro de potência gerado pela dispersão de Raman [106]. O método aqui utilizado para determinar o coeficiente de ganho de Raman baseia-se na transferência de energia entre um sinal de bombeamento intenso e um sinal com uma elevada largura espectral, com um comprimento de onda superior ao comprimento de onda do sinal de bombeamento e propagando-se em sentido contra-propagante em relação a este [107-109].

O esquema experimental utilizado encontra-se representado na figura 2.22. O sinal de ruído de emissão espontânea do amplificador óptico é injectado num extremo da fibra (este sinal será tratado como sinal de Stokes). No outro extremo da fibra é injectado, através do circulador óptico, o sinal óptico de bombeamento com um comprimento de onda de 1530 nm. O espectro do sinal de Stokes é medido à saída do circulador, no analisador de espectros ópticos (OSA), com uma resolução de 0.1 nm e onde se obtém uma média de 100

espectros recolhidos. O isolador óptico colocado à saída do amplificador óptico impede a entrada do sinal de bombeamento neste.

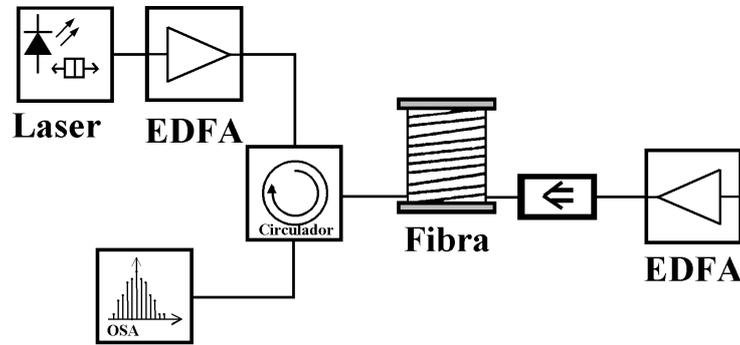


Figura 2.22 – Esquema experimental utilizado para medir o coeficiente de Raman.

As equações diferenciais (2.122) e (2.123) podem ser resolvidas analiticamente, quando se assume que as frequências dos dois sinais são aproximadamente iguais e quando a intensidade do sinal de bombeamento é muito superior à do sinal de Stokes [107]. Considerando estas aproximações e alterando a expressão (2.124) para incluir o efeito da polarização, através de K_p , então a potência do sinal de Stokes medida no OSA é dada por:

$$P_{Stokes}(L) = P_{Stokes}^{Bomb=0}(L) \cdot \exp\left(g_R(\lambda) \cdot P_{bomb}(0) \cdot \frac{L_{eff}}{A_{eff}} \cdot K_p\right) \quad (2.130)$$

sendo $P_{Stokes}(L)$ a potência do sinal de Stokes à saída da fibra com o sinal de bombeamento ligado, $P_{Stokes}^{Bomb=0}(L)$ é a potência do sinal de Stokes à saída da fibra com o sinal de bombeamento desligado e $P_{bomb}(0)$ é a potência do sinal de bombeamento. Resolvendo a equação anterior em ordem a g_R , obtém-se:

$$g_R(\lambda) = \frac{\ln\left(\frac{P_{Stokes}(L)}{P_{Stokes}^{Bomb=0}(L)}\right) \cdot A_{eff}}{P_{bomb}(0) \cdot L_{eff} \cdot \frac{1}{2}} \quad (2.131)$$

O factor de $\frac{1}{2}$ (valor de K_p) aparece, por a fibra ser considerada suficientemente longa para tornar completamente aleatórias as polarizações dos sinais de bombeamento e de Stokes. A diferença em unidades logarítmicas entre o sinal de Stokes com o sinal de

bombeamento ligado e com o sinal de bombeamento desligado é conhecida como ganho de Raman e é dada por:

$$G_R(\lambda) = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{Stokes}(L)}{P_{Stokes}^{Bomb=0}(L)} \right) \quad (2.132)$$

Este ganho pode ser relacionada com o coeficiente de ganho de Raman através de:

$$G_R(\lambda) = 4.35 \cdot \frac{1}{2} \cdot g_R(\lambda) \cdot P_{bomb}(0) \cdot \frac{L_{eff}}{A_{eff}} \quad (2.133)$$

O espectro óptico do sinal de Stokes foi medido entre 1531 nm e 1620 nm com uma potência do sinal de bombeamento de 149.0 mW e um comprimento de onda de 1530 nm. O sinal de bombeamento foi modulado a 990 MHz, por forma a aumentar o limiar de Brillouin para além da potência óptica utilizada. Foi usada uma bobine de fibra com 20 km e com uma atenuação óptica média nestes comprimentos de onda de 0.206 dB/km ou 0.0474 km^{-1} , o que resulta num comprimento eficaz de fibra de 12922 m. O ganho de Raman medido encontra-se na figura 2.23.

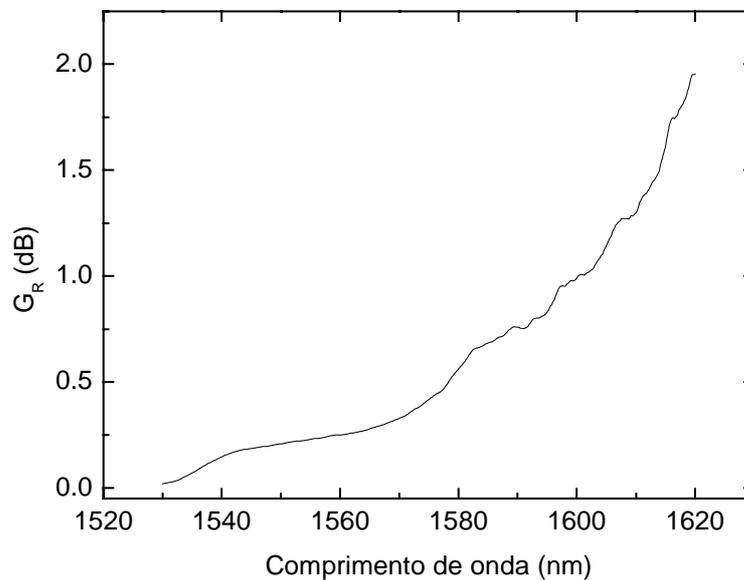


Figura 2.23 - Ganho de Raman medido experimentalmente.

Na figura 2.24 mostra-se o coeficiente de ganho de Raman calculado em função do desvio de frequência referenciado ao comprimento de onda de bombeamento. Os

resultados obtidos são comparados com os valores publicados para a Sílica pura maciça na referência [110].

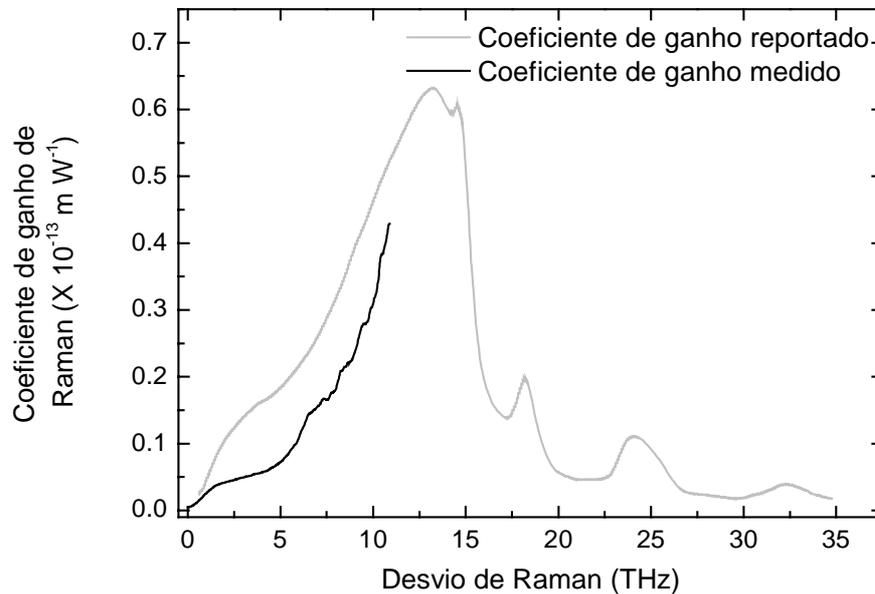


Figura 2.24 – Coeficiente de ganho de Raman medido experimentalmente e previamente reportado para a Sílica pura [110].

A diferença entre estas duas curvas é devida ao efeito da polarização e à presença de Germânio, utilizado para aumentar o índice de refração do núcleo da fibra. A dopagem com Germânio é reconhecida como responsável pela alteração do perfil da curva do ganho de Raman, reduzindo a sua largura espectral [112].

O ajuste linear da curva do ganho de Raman a uma recta, para os valores de abcissa superiores a 5 THz permite obter o valor de $7.482 \times 10^{-27} \text{ m W}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ para o declive do ganho de Raman. Recorrendo à expressão (2.129) é possível obter o valor de 3.028 fs para a constante de tempo de Raman, a partir do declive do ganho de Raman para os pontos de abcissa inferior a 2 THz ($2.344 \times 10^{-27} \text{ m W}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$). Estes valores encontram-se de acordo com resultados previamente reportados [26,103,111].

O valor da constante de Raman temporal é suficiente para simular a propagação de impulsos ópticos utilizando a expressão (2.65). Porém, para utilizar a expressão (2.67) é necessário conhecer os parâmetros τ_1 , τ_2 e f_R . Estes parâmetros podem ser obtidos a partir do perfil completo da curva de ganho, medido experimentalmente, através de espectroscopia de Raman espontânea.

O coeficiente de ganho de Raman está relacionado com a secção cruzada, à temperatura do zero absoluto, da dispersão de Raman espontânea através de [112]:

$$g_R(\Delta\nu) = \frac{\sigma_0(\Delta\nu) \cdot \lambda^3}{c^2 \cdot h \cdot n(\nu)^2} \quad (2.134)$$

A secção cruzada da dispersão de Raman espontânea foi determinada experimentalmente, à temperatura ambiente. No entanto, estes dados podem ser reduzidos ao seu equivalente a zero graus Kelvin σ_0 , utilizando a seguinte expressão:

$$\sigma_0(\Delta\nu) = \frac{\sigma_{300K}(\Delta\nu)}{1 + \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot \Delta\nu}{k \cdot T}\right) - 1}} \quad (2.135)$$

O espectro da dispersão de Raman espontânea de uma fibra óptica foi medido, após remoção das camadas externas de protecção da fibra. Esta foi descascada e limpa por forma a expor a região da bainha. Na medição utilizou-se como sinal de bombeamento a linha de 488 nm de um laser de Ar^+ , focado na fibra através de um microscópio com uma objectiva de ampliação $\times 100$. Desta forma, foi possível obter de modo aproximado (devido à geometria da amostra e à imprecisão do sistema) a secção cruzada da dispersão de Raman espontânea.

A partir das expressões (2.134) e (2.135) é possível obter o coeficiente de ganho de Raman. Tendo em conta que estes dados foram obtidos com um sinal de bombeamento a 488 nm e como o coeficiente de ganho varia inversamente com o comprimento de onda do sinal de bombeamento, temos que corrigir os dados por forma a poder compará-los com os resultados da figura 2.24. O efeito da polarização também deverá ser corrigido. Estas duas correcções são feitas através da multiplicação dos dados obtidos pelo factor $\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{488}{1530}\right)$, o que resulta no gráfico da figura 2.25. A partir destes resultados é possível obter o valor central da banda (f_c) e a sua largura a meia altura (Δf), sendo estes valores respectivamente de 12.8405 THz e 5.5120 THz.

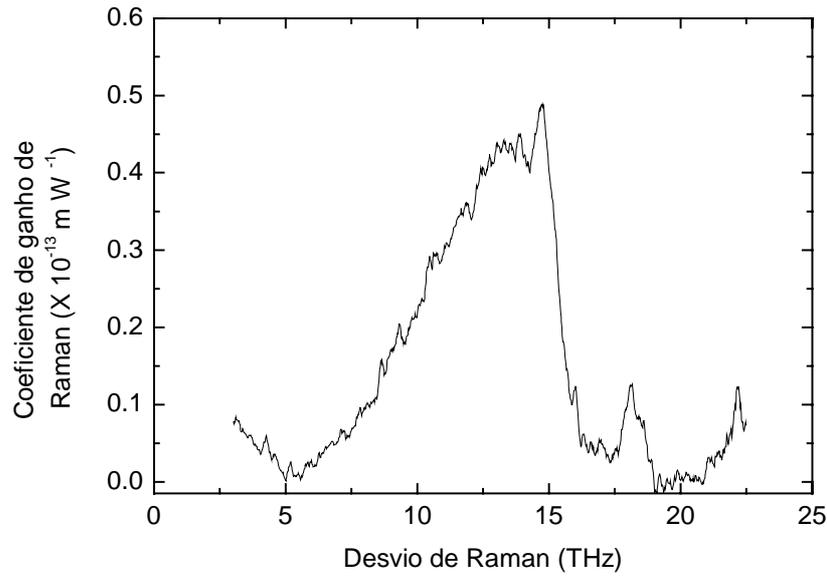


Figura 2.25 – Coeficiente de ganho de Raman corrigido, obtido através da secção cruzada da dispersão espontânea.

Os valores obtidos podem ser utilizados para calcular os parâmetros ajustáveis de Raman, através das seguintes expressões:

$$\tau_1 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f_c} \quad (2.136)$$

$$\tau_2 \approx \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \Delta f} \quad (2.137)$$

o que resulta respectivamente nos valores de 12.395 fs e 40.775 fs para τ_1 e τ_2 .

O valor máximo do coeficiente de ganho de Raman (g_R^{max}), correspondente ao desvio de frequência f_c , pode ser extrapolado a partir do declive da curva do coeficiente de ganho de Raman, obtida previamente. Tal, resulta num valor de $0.5397 \times 10^{-13} \text{ m W}^{-1}$ para g_R^{max} , muito próximo dos resultados previamente reportados [106]. A partir da expressão (2.69) o valor de f_R é estimado em 0.1601. Com estes resultados é possível simular a função da resposta de Raman e o coeficiente de ganho de Raman, através das expressões (2.70) e (2.69), conforme se mostra respectivamente nas figuras 2.26 e 2.27.

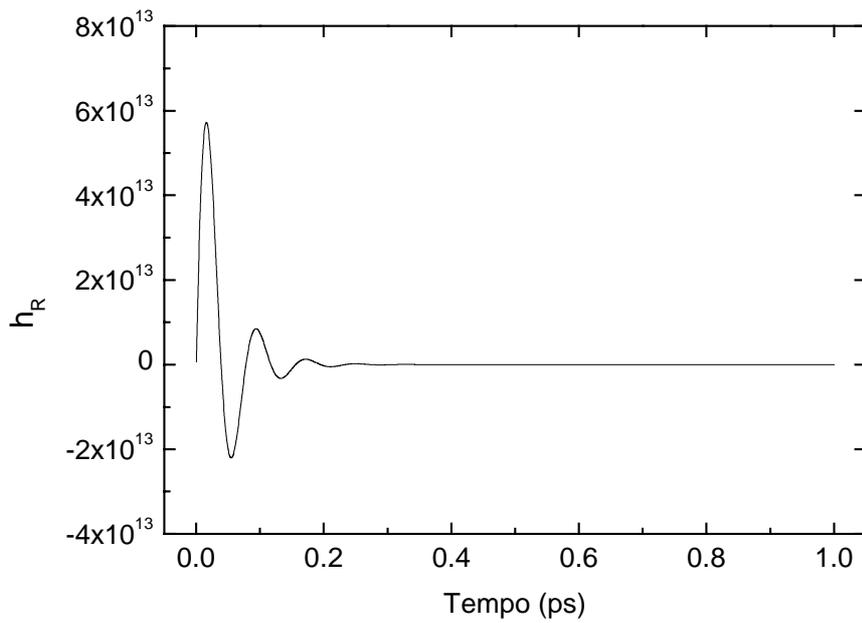


Figura 2.26 - Variação temporal da resposta de Raman calculada pela expressão (2.70).

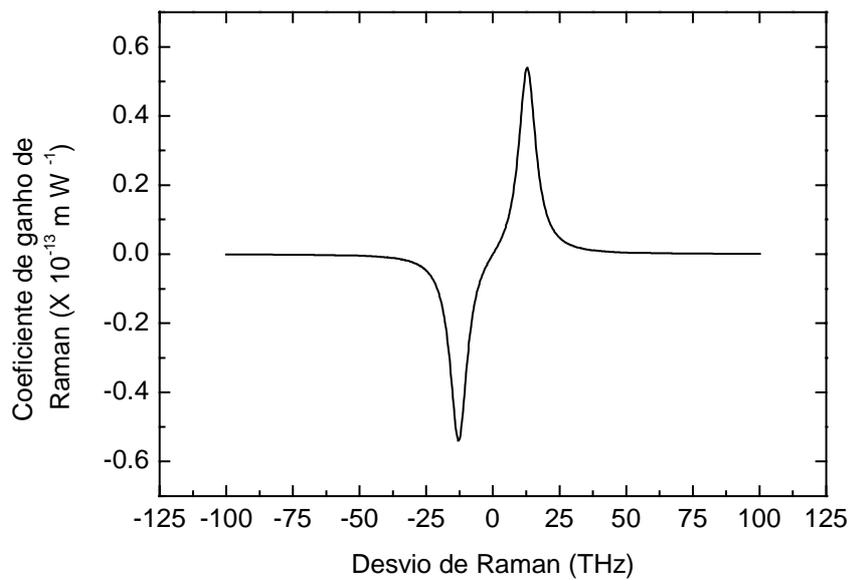


Figura 2.27 – Coeficiente de ganho de Raman calculado pela expressão (2.69).

O esquema experimental da figura 2.22 foi implementado num simulador fotônico comercial, *VPI Transmission Maker* © da *Virtual Photonics* [113]. Todos os parâmetros experimentais foram mapeados para o cenário de simulação, simulando-se o procedimento experimental utilizado. Os resultados assim obtidos, que se encontram na figura 2.28, são comparados com os resultados experimentais. Verifica-se que os dados experimentais

obtidos por dois métodos diferentes são comparáveis e que os resultados simulados a partir dos parâmetros calculados predizem os dados experimentais com precisão.

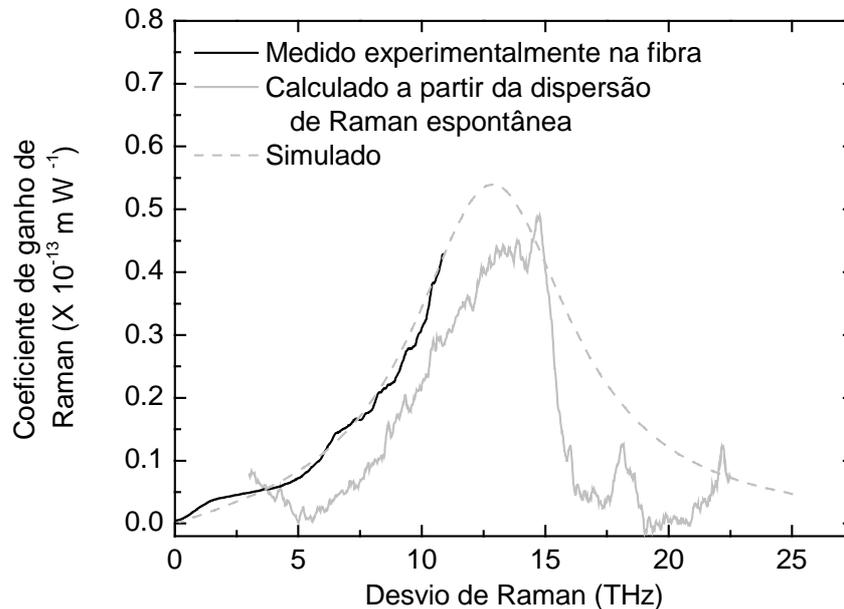


Figura 2.28 – Comparação dos coeficientes de ganho de Raman medidos experimentalmente e simulados.

A SRS pode limitar o desempenho de sistema de comunicações ópticas de longa distância, principalmente em sistemas WDM. Várias soluções têm sido apresentadas para reduzir esta limitação, entre as quais: *i*) a utilização do perfil de ganho não plano dos amplificadores ópticos para compensar a desigualização dos canais [114], *ii*) a utilização de canais previamente equalizados em sistemas WDM [115], ou *iii*) a utilização de filtragem óptica [110].

De mencionar que o efeito de SRS pode ser convertido numa utilização vantajosa, sendo utilizado no fabrico de amplificadores de Raman [82,112,116,117], que apresentam as vantagens de terem ganho, potência de saturação e largura espectral de funcionamento maiores do que os amplificadores ópticos tradicionais de fibra dopada com Érbio.

2.5.2. Índice de refração não linear

A resposta de um meio dieléctrico na presença de um campo electromagnético torna-se não linear para elevados valores de intensidade do mesmo. Como indica a expressão (2.26), o índice de refração pode ser dividido em duas parcelas: uma linear com

o campo eléctrico e outra não linear que varia com a intensidade do campo eléctrico e que origina fenómenos como a auto modulação de fase, a modulação cruzada de fase e a mistura de quatro ondas. Estes fenómenos descritos a seguir são conhecidos usualmente pelos acrónimos das suas designações em inglês.

2.5.2.1. Auto modulação de fase

A auto modulação de fase (SPM) ocorre quando um sinal modulado em intensidade se propaga numa fibra óptica. Pode-se constatar, a partir da expressão (2.60), que o coeficiente não linear, definido a partir do índice de refração não linear na expressão (2.61), introduz uma variação de fase no campo eléctrico do sinal que depende da intensidade do próprio campo. Assim, durante a propagação o campo eléctrico adquire um desvio não linear de fase dado por [1]:

$$\Phi_{NL}(z,t) = \gamma \cdot P(z,t) \cdot z \quad (2.138)$$

sendo $P(z,t)$ a potência óptica do impulsos. Este desvio resulta numa variação da frequência instantânea ao longo do impulso. Pode-se, pois afirmar que o pico dos impulsos se desloca mais lentamente do que as suas caudas, porque acumula desvios de fase mais rapidamente [7,56]. Isto resulta numa expansão, em termos de comprimento de onda, do espectro na zona ascendente do impulso e uma compressão na região descendente. Assim, a propagação de um impulso no regime de dispersão normal de uma fibra origina um alargamento dos impulsos no domínio temporal e causa uma compressão dos impulsos na região de dispersão anómala. Esta compressão dos impulsos no regime anómalo sugere que a SPM pode ser utilizada para compensar a dispersão cromática, tal como nos sistemas de solitões ópticos [118].

2.5.2.2. Modulação cruzada de fase

A modulação cruzada de fase (XPM) é outra forma através da qual a variação de intensidade de um sinal afecta a sua fase. Neste caso, a variação de fase não linear num

canal é provocada pela presença de outros canais com diferentes comprimentos de onda ou pelo modo de polarização ortogonal do mesmo canal.

No caso de dois canais a propagarem-se na mesma fibra com diferentes comprimentos de onda, representados pelas velocidades angulares das suas portadoras ω_1 e ω_2 . O campo eléctrico total resultante pode ser descrito por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \cdot \hat{x} \cdot [E_1 \cdot \exp(-j \cdot \omega_1 \cdot t) + E_2 \cdot \exp(-j \cdot \omega_2 \cdot t)] + cc \quad (2.139)$$

A substituição desta expressão em (2.13), desprezando as contribuições da soma de frequências por estarem fora da largura de banda de interesse, resulta em:

$$P_{NL}(\omega) = \frac{1}{2} \cdot \hat{x} \cdot [P_{NL}(\omega_1) + P_{NL}(\omega_2) + P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) + P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1)] + cc \quad (2.140)$$

onde

$$P_{NL}(\omega_1) = \frac{3}{4} \cdot \epsilon_0 \cdot \chi_{xxxx}^{(3)} \cdot [|E_1|^2 + 2 \cdot |E_2|^2] \cdot E_1 \cdot \exp(-j \cdot \omega_1 \cdot t) \quad (2.141)$$

$$P_{NL}(\omega_2) = \frac{3}{4} \cdot \epsilon_0 \cdot \chi_{xxxx}^{(3)} \cdot [|E_2|^2 + 2 \cdot |E_1|^2] \cdot E_2 \cdot \exp(-j \cdot \omega_2 \cdot t) \quad (2.142)$$

$$P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) = \frac{3}{4} \cdot \epsilon_0 \cdot \chi_{xxxx}^{(3)} \cdot E_1^2 \cdot E_2^* \cdot \exp[-j \cdot (2\omega_1 - \omega_2) \cdot t] \quad (2.143)$$

$$P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1) = \frac{3}{4} \cdot \epsilon_0 \cdot \chi_{xxxx}^{(3)} \cdot E_2^2 \cdot E_1^* \cdot \exp[-j \cdot (2\omega_2 - \omega_1) \cdot t] \quad (2.144)$$

A polarização tem componentes a novas frequências, expressões (2.143) e (2.144), que resultam da mistura de quatro ondas. Este fenómeno será descrito na secção seguinte. A fase não linear de cada um dos sinais é proporcional à intensidade do outro sinal, sendo dada por [1]:

$$\Phi_{NL,i}(z, t) = \gamma \cdot [P_i(z, t) + 2 \cdot P_{3-i}(z, t)] \cdot z \quad (2.145)$$

com $i=1$ ou $i=2$, onde se observa que a contribuição para a variação da fase não linear devido à XPM é dupla em relação à contribuição devida ao SPM. Mas na prática, a diferença na velocidade de propagação dos impulsos com diferentes comprimentos de onda faz com que o efeito da XPM só seja efectivo quando os impulsos se cruzam [56].

A XPM pode, também, ocorrer devido ao acoplamentos entre as duas componentes de polarização ortogonais do mesmo canal. Considerando a propagação de um sinal com polarização elíptica e com componentes ortogonais em \hat{x} e \hat{y} .

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \cdot (\hat{x} \cdot E_x + \hat{y} \cdot E_y) \cdot \exp(-j \cdot \omega_0 \cdot t) + cc \quad (2.146)$$

Tal como foi feito anteriormente, substituindo a expressão (2.146) na expressão (2.13), e assumindo um meio isotrópico, resulta em:

$$P_{NL}(\omega_0) = \frac{1}{2} \cdot (\hat{x} \cdot P_{NL,x} + \hat{y} \cdot P_{NL,y}) \cdot \exp(-j \cdot \omega_0 \cdot t) + cc \quad (2.147)$$

onde $P_{NL,x}$ e $P_{NL,y}$ são dadas por [27]:

$$P_{NL,j} = \frac{3 \cdot \epsilon_0}{2} \cdot \sum_j \left\{ \chi_{xyxy}^{(3)} \cdot E_i E_j E_j^* + \chi_{xyxy}^{(3)} \cdot E_j E_j E_i^* + \chi_{xyyx}^{(3)} \cdot E_j \cdot E_j \cdot E_i^* \right\} \quad (2.148)$$

com $i, j = x$ ou y e:

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)} \quad (2.149)$$

Estas três componentes independentes da susceptibilidade de terceira ordem da Sílica apresentam, aproximadamente, módulos iguais, o que se traduz em:

$$P_{NL,x} = \frac{3}{4} \cdot \epsilon_0 \cdot \chi_{xxxx}^{(3)} \cdot \left[\left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} \cdot |E_y|^2 \right) \cdot E_x + \frac{1}{3} \cdot (E_x^* \cdot E_y) \cdot E_y \right] \quad (2.150)$$

$$P_{NL,y} = \frac{3}{4} \cdot \epsilon_0 \cdot \chi_{xxxx}^{(3)} \cdot \left[\left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} \cdot |E_x|^2 \right) \cdot E_y + \frac{1}{3} \cdot (E_y^* \cdot E_x) \cdot E_x \right] \quad (2.151)$$

As duas expressões anteriores resultam, desprezado o termo correspondente ao batimento cruzado entre as duas componentes de polarização, numa variação de fase não linear para cada um dos canais ortogonais:

$$\Phi_{NL,x}(z,t) = \gamma \cdot \left[P_x(z,t) + \frac{2}{3} \cdot P_y(z,t) \right] \cdot z \quad (2.152)$$

$$\Phi_{NL,y}(z,t) = \gamma \cdot \left[P_y(z,t) + \frac{2}{3} \cdot P_x(z,t) \right] \cdot z \quad (2.153)$$

A dispersão cromática tem um contributo duplo nos constrangimentos provocados por este efeito. Por um lado, a dispersão reduz o acoplamento da interação entre canais com diferentes comprimentos de onda, pois estes viajam com velocidades de grupo diferentes. Por outro lado, a colisão dos impulsos de vários canais provoca um alargamento espectral que terá consequências no domínio temporal devido ao efeito da dispersão cromática [119]. Assim, pelo efeito da dispersão cromática a modulação de fase induzida pela XPM resulta numa modulação de intensidade. Este efeito tem sido intensivamente estudado, especialmente em sistemas WDM com compensação da dispersão cromática [120-123].

2.5.2.3. Mistura de quatro ondas

A mistura de quatro ondas (FWM) é um efeito não linear de terceira ordem. Enquanto que os fenómenos de SPM e XPM originam uma modulação de fase do sinal, no fenómeno de FWM verifica-se a troca de energia em canais com diferentes frequências, originando a geração de novas frequências.

Quando três sinais com frequências ω_i , ω_j , ω_k ($k \neq j \neq i$) interagem através da susceptibilidade de terceira ordem da Sílica, vão gerar produtos de mistura de quatro ondas com frequências:

$$\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k \quad (2.154)$$

Assim, a interação de três sinais, origina nove novos sinais. De uma forma genérica, a interação de N sinais irá originar um total de M novos produtos de FWM, sendo M dado por:

$$M = \frac{1}{2} \cdot (N^3 - N^2) \quad (2.155)$$

Em sistemas multicomprimento, onde os canais estão igualmente espaçados, vão aparecer produtos de FWM com novas frequências bem como produtos com a mesma frequência de canais já existentes e que originam uma degradação no desempenho desses canais por diafonia homodina [124-126]. Na figura 2.29 pode-se observar todos os produtos de FWM originados por quatro sinais, que se encontram colocados nas posições 1, 2, 3 e 4.

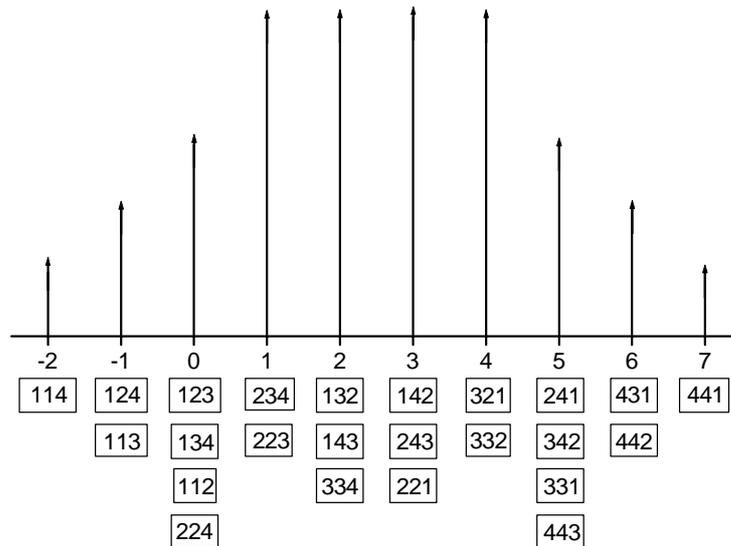


Figura 2.29 – Produtos de FWM gerados por 4 sinais colocados na posições 1, 2, 3 e 4. Sob cada sinal encontram-se os índices (i, j, k) dos três sinais envolvidos na combinação.

Assumindo que os sinais de bombeamento são quasi-contínuos, que têm todos a mesma polarização e que não existe vazamento dos mesmos devido à geração dos produtos de FWM, então, a potência óptica dos produtos gerados é dada por [127]:

$$P_{i,j,k}(L) = \left(\frac{D_{i,j,k}}{3} \cdot \gamma \cdot L_{eff} \right)^2 \cdot P_i(0) \cdot P_j(0) \cdot P_k(0) \cdot \eta_{i,j,k} \cdot \exp(-\alpha \cdot L) \quad (2.156)$$

onde P_i , P_j e P_k , são, respectivamente, a potências óptica à entrada da fibra dos canais i , j e k . A constante $D_{i,j,k}$ toma o valor de 3 quando os produtos gerados são degenerados e assume um valor de 6 quando os produtos gerados são não degenerados. O comprimento eficaz da fibra, L_{eff} , é dado pela expressão (2.116), onde L é o comprimento real da fibra, γ o coeficiente não linear da fibra e $\eta_{i,j,k}$ a eficiência do processo de FWM, dada por:

$$\eta_{i,j,k} = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \Delta\beta_{i,j,k}^2} \cdot \left[1 + \frac{4 \cdot \exp(-\alpha \cdot L) \cdot \text{sen}\left(\Delta\beta_{i,j,k} \cdot \frac{L}{2}\right)}{(1 - \exp(-\alpha \cdot L))^2} \right] \quad (2.157)$$

A eficiência do processo de FWM é claramente dependente da discrepância de fase entre as várias ondas $\Delta\beta_{i,j,k}$, sendo esta dada por [128]:

$$\Delta\beta_{i,j,k} = \beta_i + \beta_j - \beta_k - \beta_{i,j,k} = \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda^2} \cdot \frac{dD}{d\lambda} \cdot \left(\frac{\lambda_i + \lambda_j}{2} - \lambda_0 \right) \cdot (\lambda_i - \lambda_k) \cdot (\lambda_j - \lambda_k) \quad (2.158)$$

onde D é o parâmetro de dispersão, $\frac{dD}{d\lambda}$ é o declive da dispersão e λ_0 é o comprimento de onda onde ocorre o valor nulo da dispersão cromática. Esta expressão foi deduzida considerando que a dispersão cromática tem uma variação linear com o comprimento de onda em torno do valor nulo. Expressões idênticas podem ser obtidas para diferentes tipos de fibra [138]

A eficiência do processo de FWM depende do estado de polarização dos sinais. Assim, a expressão (2.158) só é válida no caso de todos os sinais terem o mesmo estado de polarização. Numa situação corrente, onde os estados de polarização dos sinais variam aleatoriamente ao longo da propagação a expressão (2.158) deve ser multiplicada por um factor de $\frac{1}{2}$ se os produtos gerados forem degenerados ou $\frac{3}{8}$ quando os produtos são não degenerados [129,130].

A dispersão cromática tem um papel crucial no FWM, incrementando a discrepância de fase entre os sinais com diferentes comprimentos de onda. Assim, a utilização de fibras com baixa dispersão cromática irá favorecer o aparecimento de produtos de FWM. Recentemente também foi introduzida uma técnica de atribuição dos

canais em sistema WDM com espaçamentos entre si não fixos. Desta forma, é possível reduzir os efeitos da diafonia produzida pela FWM [131].

2.5.2.3.1 – Determinação do índice de refração não linear

Várias técnicas têm sido utilizadas para determinar o índice de refração não linear, sendo que a grande maioria se baseia na medição da variação de fase não linear devido à auto modulação de fase ou modulação cruzada de fase. Estas medições são realizadas utilizando, por exemplo, um interferômetro de Sarnac [132,133], a resposta em frequência da fibra [134,135] ou o alargamento espectral de impulsos curtos [136,137]. Neste caso, foi determinado o coeficiente não linear da fibra, e a partir deste o índice de refração linear, através de um método baseado na medição das potências dos produtos de FWM [138,139].

Os sinais de quatro lasers, modulados externamente a 1.2 GHz por forma a eliminar a dispersão de Brillouin, a emitirem com uma separação entre portadoras de 200 GHz, são multiplexados e amplificados através de um amplificador óptico antes de serem injectados num troço de fibra com 20 km, com uma área eficaz de $55.0 \mu\text{m}^2$ e uma atenuação de 0.35 dB/km. O estado de polarização dos quatros sinais foi controlado, por forma a garantir que à entrada da fibra todos têm a mesma polarização.

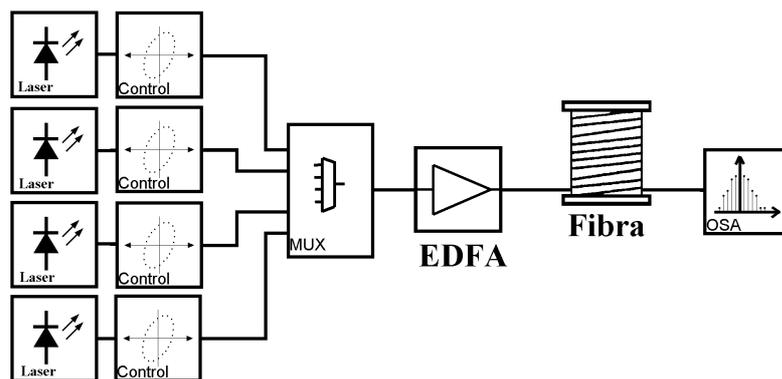


Figura 2.31 – Esquema experimental utilizado na determinação do coeficiente não linear da fibra.

Na figura 2.30 encontra-se o esquema da montagem experimental utilizada. Como a eficiência do processo de FWM é inversamente proporcional à dispersão cromática, utilizou-se uma fibra de dispersão deslocada. Esta alteração é válida, pois em termos de composição da Sílica, esta fibra e a fibra de dispersão padrão são praticamente idênticas. A

fibra de dispersão deslocada tem normalmente uma concentração de Germânio no núcleo superior à concentração na fibra normal, o que resulta num ligeiro aumento do valor do índice de refração não linear. No entanto, a diferença de valores do índice de refração não linear nestas duas fibras é inferior a 5 % [140,141]. O espectro óptico obtido experimentalmente à saída da fibra pode ser visualizado na figura 2.31.

Os canais de bombeamento (posições 1, 2, 3 e 4 da figura 2.29) têm respectivamente a seguinte potência e comprimento de onda à entrada da fibra: 8.15 dBm, 9.82 dBm, 8.99 dBm, 9.37 dBm, 1547.72 nm, 1549.32 nm, 1550.92 nm e 1582.52 nm.

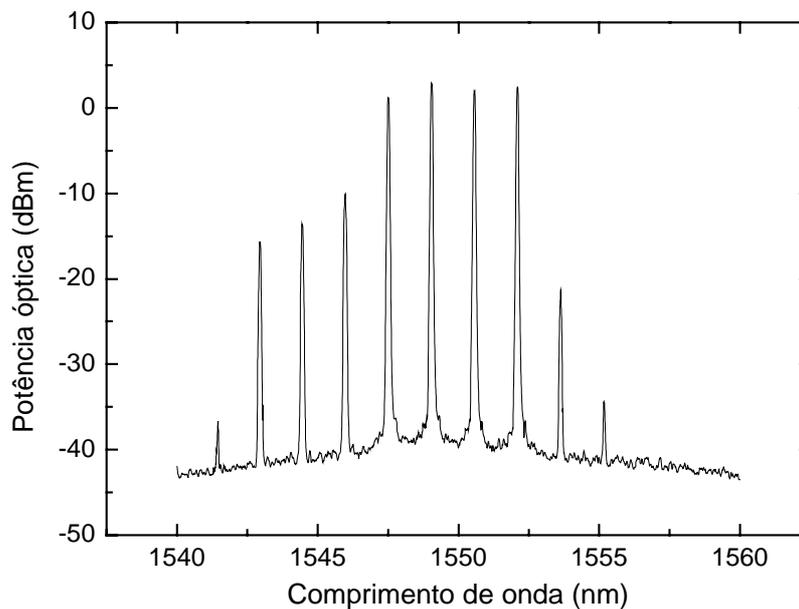


Figura 2.31 – Espectro óptico à saída da fibra.

Além dos quatro canais de entrada, observam-se produtos de FWM correspondentes às posições -2, -1, 0, 5 e 6 da figura 2.29. Não é possível observar o sinal da posição 7, pois a fibra de dispersão deslocada apresenta um nulo para a dispersão próximo de 1548 nm e um declive de dispersão cromática positivo. Logo, os produtos de FWM do lado esquerdo do espectro serão favorecidos em detrimento dos produtos gerados do lado direito do espectro, onde a dispersão cromática é demasiado elevada para permitir o aparecimento do produto de FWM da posição 7. Além disso, observa-se um sinal à esquerda do sinal na posição -2. Este sinal é devido a produtos de FWM de ordem superior, ou seja, produtos de FWM gerados a partir dos produtos de FWM de primeira ordem. Tendo em conta a baixa intensidade deste sinal (< -36 dBm) e a baixa razão de

potência para o sinal adjacente (< -20 dB), podem-se desprezar os efeitos de FWM de ordem superior à primeira [142].

Os valores de potência óptica obtidos para os produtos de FWM foram ajustados à expressão (2.156). Foi definida uma função soma dos erros quadrados entre os valores medidos experimentalmente e os valores calculados, para as potências ópticas das somas dos produtos de FWM existentes para todas as posições não coincidentes com os sinais de entrada. A utilização de um algoritmo *Nelder-Mead simplex* na minimização desta função, permite obter os valores de λ_0 , γ e $\frac{dD}{d\lambda}$ que minimizam o erro quadrático entre os valores medidos e os valores calculados. De referir que existem 5 pontos experimentais e 3 variáveis a minimizar. Um sistema de 5 equações a 3 variáveis permitirá obter de forma unívoca os valores dessas variáveis. Foram utilizados dados previamente reportados como parâmetros iniciais para as variáveis a ajustar [143]. Os parâmetros obtidos para as três variáveis foram os seguintes: $\lambda_0 = 1547.66$ nm, $\gamma = 1.969$ W⁻¹ km⁻¹ e $dD/d\lambda = 57.92$ ps m⁻³, de onde se obtém para o índice de refração não linear um valor de 2.671×10^{-20} m² W⁻¹ e de 4.856×10^{-10} W⁻¹ para a razão n_2/A_{eff} .

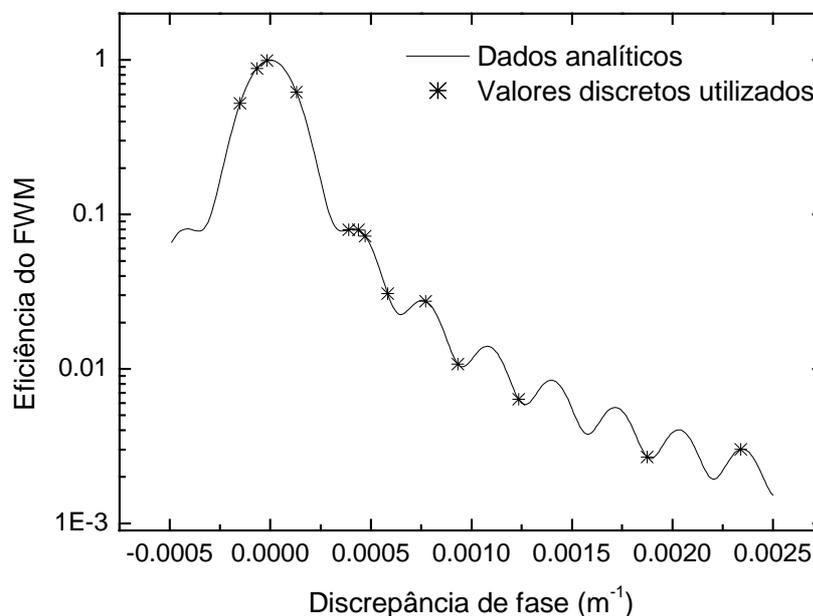


Figura 2.32 – Eficiência em função da discrepância de fase entre os sinais de FWM.

Na figura 2.32 encontra-se a curva da eficiência do processo de FWM, obtida através da expressão (2.157), em função da discrepância de fase entre os sinais. São, ainda,

mostrados os 13 valores da discrepância de fase correspondentes a todos os produtos de FWM que ocorrem para as posições -2 , -1 , 0 , 5 e 6 . Os resultados simulados da evolução da potência óptica dos vários canais ao longo da propagação são mostrados na figura 2.33, bem como os valores experimentais obtidos à saída da fibra.

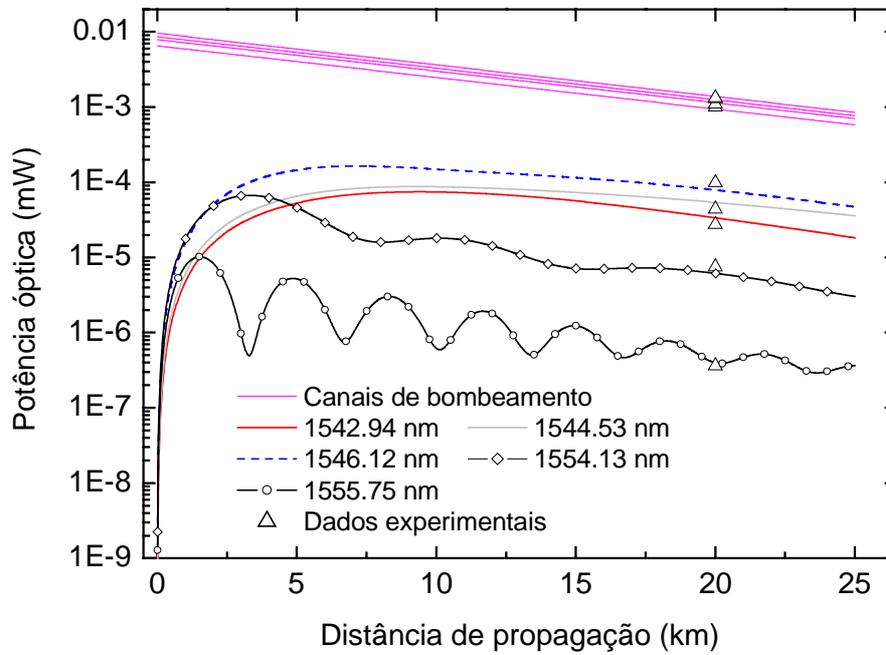


Figura 2.33 – Evolução espacial dos sinais simulados e comparação com os resultados experimentais.

De realçar o comportamento oscilatório do sinal correspondente ao comprimento de onda de 1555.75 nm, devido à discrepância de fase desse sinal provocada pela elevada dispersão cromática residual nesse comprimento de onda. Esse carácter oscilatório tem um período maior para os outros canais, onde a discrepância de fase é menor.

Os valores calculados estão de acordo com os valores previamente publicados para o índice de refração e para o coeficiente não linear, considerando uma polarização linear dos sinais incidentes [144-147].

2.6. Modelização da fibra óptica

As equações de propagação não lineares de Schrödinger, expressões (2.65 e 2.67), descrevem a propagação de sinais em fibras ópticas. Tratam-se de equações diferenciais

não lineares, que exceptuando alguns casos particulares, não têm soluções analíticas. Torna-se pois necessário o recurso a técnicas numéricas para modelizar a propagação do campo electromagnético no interior da fibra.

Com o intuito de simplificar a equação de propagação (2.65) considera-se um referencial temporal que se desloca juntamente com os impulsos e com a mesma velocidade de grupo, tal que [1,7]:

$$t_g = t - \frac{z}{v_g} = t - \beta_1 \cdot z \quad (2.159)$$

a equação de propagação passa a ter a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & -\frac{j}{2} \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t_g^2} + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial t_g^3} - \frac{\alpha}{2} \cdot A + \\ & j \cdot \gamma \cdot |A|^2 \cdot A - \frac{\gamma}{\omega_0} \cdot \frac{\partial(|A|^2 \cdot A)}{\partial t_g} - j \cdot \gamma \cdot T_R \cdot A \cdot \frac{\partial |A|^2}{\partial t_g} \end{aligned} \quad (2.160)$$

Na simulação numérica da propagação em fibras ópticas, o método mais utilizado é o *Split-Step Fourier Method*, que implica a separação da equação de propagação numa parte linear e noutra parte não linear [1]. A equação de propagação será descrita por [113]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N}) \cdot A \quad (2.161)$$

sendo \hat{D} um operador diferencial que quantifica a dispersão e a atenuação e \hat{N} é um operador não linear que quantifica o efeito das não linearidades. Estes operadores são dados por [1]:

$$\hat{D} = -\frac{j}{2} \cdot \beta_2 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} \quad (2.162)$$

$$\hat{N} = j \cdot \gamma \cdot \left(|A|^2 + \frac{j}{\omega_0 \cdot A} \cdot \frac{\partial(|A|^2 \cdot A)}{\partial t_g} - T_R \cdot \frac{\partial |A|^2}{\partial t_g} \right) \quad (2.163)$$

Se for considerada a equação de propagação (2.67), então o operador não linear é dado por [148]:

$$\hat{N} = -j \cdot \gamma \cdot (1 - f_r) \cdot |A|^2 - j \cdot \gamma \cdot f_r \cdot \int_0^{\infty} h_r(t') \cdot |A(z, t_g - t')|^2 dt' \quad (2.164)$$

O método de simulação numérica pressupõe que, para a propagação ao longo de uma curta distância h , os efeitos lineares e não lineares actuam independente e isoladamente. Tal acontece se a fibra for subdividida em secções com comprimentos suficientemente pequenos para que a influência dos dois operadores não altere o sinal de forma significativa. A contribuição linear é processada no domínio da frequência, enquanto que a contribuição não linear é processada no domínio temporal [5]. Cada troço de fibra é simulado em duas fases. Começa-se por simular os efeitos não lineares ($\hat{D}=0$), e, seguidamente, simulam-se os efeitos lineares ($\hat{N}=0$). Assim, o envelope do campo eléctrico após se propagar entre z e $z+h$ é dado por [1]:

$$A(z+h, t_g) = \mathfrak{S}^{-1} \left\{ \exp(h \cdot \hat{D}) \cdot \mathfrak{S} \left[\exp(h \cdot \hat{N}) \cdot A(z, t_g) \right] \right\} \quad (2.165)$$

sendo $\mathfrak{S}(\cdot)$ e $\mathfrak{S}^{-1}(\cdot)$, respectivamente, a transformada directa e inversa de Fourier.

Para se considerar o efeito da PMD, a equação de propagação é transformada em duas equações não lineares acopladas que descrevem a propagação segundo os dois eixos de polarização ortogonais. A fibra é considerada como constituída pelo encadeamento de troços de fibra curtos com birrefringência constante em cada secção e cujos eixos de propagação se encontram segundo direcções aleatórias. As velocidades de grupo para os impulsos polarizados segundo x e y estão relacionadas por:

$$\beta_{1x} - \beta_{1y} = \frac{PMD}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot l_c} \quad (2.166)$$

Os parâmetros da fibra utilizados na simulação e que foram medidos experimentalmente encontram-se na tabela 2.3.

Tabela 2.3 – Resumo dos parâmetros da fibra utilizados na simulação

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Coefficiente de atenuação	α	0.189	dB km ⁻¹
Dispersão da velocidade de grupo	β_2	-21.439	ps ² km ⁻¹
Dispersão de segunda ordem	β_3	0.15	ps ³ km ⁻¹
Coefficiente não linear	γ	1.969	W ⁻¹ km ⁻¹
Constante de tempo de Raman	T_r	3.028	fs
Contribuição fraccionaria da resposta não instantânea de Raman	f_r	0.1601	-
Primeiro parâmetro ajustável da resposta de Raman	τ_1	12.395	fs
Segundo parâmetro ajustável da resposta de Raman	τ_2	40.775	fs
Área eficaz	A_{eff}	91.61	μm ²
Índice de refração linear	n	1.445	-
Índice de refração não linear	n_2	2.671×10^{-20}	m ² W ⁻¹

2.7. Tipos de fibra utilizados na transmissão.

O tipo de fibra adequado aos sistemas de comunicações ópticas actuais e futuros tem vindo a tornar-se uma questão cada vez mais pertinente. O desenho de fibras tem sofrido melhorias com vista a satisfazer as necessidades dos projectistas de sistemas.

As fibras ópticas multimodo comercializados nos finais dos anos 1970 e, no início dos anos 1980, foram rapidamente substituídas por fibras monomodo devido à menor atenuação e maior capacidade de transporte de informação. Actualmente, a União Internacional de Telecomunicações (ITU) padroniza, específica e homologa quatro tipos de fibras monomodo. Além dessas, outros tipos de fibra não homologadas estão disponíveis comercialmente.

Introduzida comercialmente em 1983, a fibra monomodo de dispersão padrão (SMF), também, usualmente conhecida pelo nome da recomendação da ITU-T que a homologou, G.652, tem o valor zero de dispersão cromática próximo dos 1310 nm e um valor de dispersão em 1550 nm de aproximadamente 17 ps nm⁻¹ km⁻¹. Este valor coloca alguns obstáculos à sua utilização em sistemas de longa distância e com elevados ritmos de

transmissão. Este tipo de fibra é, porém, o mais utilizado actualmente pelos operadores [149]. Em 1985, foi introduzida a fibra com dispersão deslocada (DSF), homologada como G.653. Este tipo de fibra coloca o mínimo da dispersão cromática na mesma região espectral do mínimo da atenuação. Este alinhamento dos mínimos da dispersão e da atenuação, associado ao aparecimento dos amplificadores ópticos na terceira janela de transmissão, levou à convicção inicial de que a fibra DSF seria a ideal para sistemas de comunicações ópticas a funcionarem em 1550 nm. O subsequente entendimento e estudo dos efeitos não lineares presentes nas fibras alterou radicalmente este ponto de vista. O mercado principal para a fibra DSF é em sistemas submarinos de canal único.

Outro tipo especial de fibra baseada na fibra SMF é a G.654 que apresenta uma atenuação muito baixa na região de 1550 nm, tipicamente de 0.18 dB/km. Devido ao seu elevado custo, este tipo de fibra raramente é utilizado. A sua principal utilização é em sistemas submarinos sem amplificação óptica.

Apesar de a fibra DSF ser atractiva para sistemas de canal único, as suas não linearidades colocam sérios obstáculos à transmissão de múltiplos comprimentos de onda na terceira janela de transmissão. Por estas razões, o mercado das fibra DSF está a deslocar-se na procura de novos tipos, como por exemplo, a fibra de dispersão deslocada não nula (NZDSF). Em 1993, a *Lucent* começou a produzir uma fibra NZDSF, com a designação de *TrueWave*®, desenhada especialmente para ser utilizada em sistemas WDM amplificados. Este tipo de fibra foi padronizado em 1996 (e em 2000) com a designação de G.655. A principal característica da fibra NZDSF é apresentar uma dispersão cromática muito baixa mas não nula, de modo a suprimir a mistura de quatro ondas, na região espectral entre 1500 nm e 1625 nm. A NZDSF tem sido utilizada intensivamente em sistemas submarinos e terrestres de longa distância. Estas fibras NZDSF de primeira geração eram, na realidade, fibras DSF com um mínimo de dispersão próximo de 1500 nm. Apresentando, portanto, algumas características indesejáveis tais como a dispersão cromática residual elevada, área eficaz muito pequena e declive da dispersão cromática muito elevado. Estas características abriram o caminho ao aparecimento de uma segunda geração de fibras NZDSF, como as *TrueWave XL*® da *Lucent*, a *LEAF*® da *Corning* ou a *FreeLight*® da *Pirelli*, com uma área eficaz superior às de primeira geração, permitindo reduzir a densidade de potência na fibra e minimizar os efeitos das não linearidades [150].

Outras fibras recentemente introduzidas e designadas também como G.655 são a *TrueWave RS®* da *Lucent* e a *TeraLight®* da *Alcatel* que são fibras NZDSF com um declive da curva de dispersão cromática muito baixo ($\approx 0.045 \text{ ps nm}^{-2} \text{ km}^{-1}$), o que permite que em sistemas WDM todos os canais estejam sujeitos, aproximadamente, ao mesmo valor de dispersão cromática. Tal, reduz os custos de implementação de dispositivos para a compensação da dispersão.

Outro tipo de fibra, ainda que não homologado, é a *AllWave®* da *Lucent*. Este tipo de fibra é idêntico ao da SMF mas é produzida de forma a eliminar o máximo de absorção devido à presença de iões OH⁻ que produzem um pico de elevada absorção em torno de 1385 nm. A supressão deste pico de absorção, na prática, permite o aparecimento de uma janela de transmissão em torno de 1400 nm, podendo-se utilizar toda região espectral entre os 1280 nm e 1625 nm para a transmissão.

Apesar de os operadores discordarem de uma proliferação de diferentes tipos de fibra nas suas infra-estruturas, também, pretendem limitar a instalação de fibras que coloquem constrangimentos a um futuro aumento da largura de banda. No entanto, tornou-se evidente que os operadores começaram já a introduzir a G.655 na sua infra-estrutura física. Esta solução é mais satisfatória economicamente do que a utilização da G.652, devido aos custos associados com a compensação da dispersão. Esta diferença será ainda maior, com a introdução de sistemas WDM a operarem na banda *L* [151,152].

2.8. Conclusão

Neste capítulo foi apresentada uma descrição detalhada dos efeitos lineares e não lineares das fibras ópticas. Foram apresentados métodos e resultados experimentais que permitem caracterizar todos os parâmetros da fibra óptica.

Foi, ainda, apresentado o método numérico utilizado para simular a propagação de impulsos no interior da fibra.

Por fim, faz-se um levantamento dos tipos de fibra utilizados, actualmente, pelos operadores de telecomunicações nas suas redes de transporte. Tentou-se prever a evolução futura, relativamente ao tipo de fibra a ser implementada.

2.9. Referências

- [1] Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2ª edição, Academic Press, San Diego, EUA, 1995.
- [2] Ajoy Ghatak, K. Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, Londres, Reino Unido, 1999.
- [3] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, *Erbium Doped Fiber Amplifiers - Fundamentals and Technology*, Academic Press, San Diego, EUA, 1999.
- [4] Christi K. Madsen, Jiam H. Zhao (editores), *Optical Filter Design and Analysis, a Signal Processing Approach*, John Wiley & Sons, New York, EUA, 1999.
- [5] António Luís Jesus Teixeira, *Optimização de sistemas de comunicação óptica multicanal (WDM) de alta densidade*, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1999.
- [6] Govind P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2ª edição, John Wiley & Sons, New York, EUA, 1997.
- [7] Armando Humberto Nolasco Pinto, *Análise e Optimização de Sistemas de Comunicação Ópticos Baseados em Solitões*, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1999.
- [8] Yuji Kodama, Akira Hasegawa, *Nonlinear Pulse Propagation in Monomode Dielectric Guide*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 23, n. 5, pp. 510-524, 1987.
- [9] K. C. Kao, G. A. Hockham, *Dielectric fibre surface waveguides for optical frequencies*, Proceedings of the IEEE, vol. 113, n. 7, pp. 1151-1158, 1996.
- [10] D. Marcuse, *Coupled Mode Theory of Round Optical Fibers*, Bell System Technical Journal, vol. 52, pp. 817-842, 1973.
- [11] Allan W. Snyder, *Asymptotic Expressions for Eigenfunctions and Eigenvalues of a Dielectric or Optical Waveguide*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 17, pp. 1130-1138, 1969.
- [12] Ajoy Ghatak, Anurag Sharma, Ramanand Tewari, *Fiber Optics on a PC*, Viva Books Private Limited, Deli, Índia, 1994.
- [13] S. Terzieva, K. Brandisky, *W Fiber with Rectangular Central Dip: Optimization based Mode Field Diameters*, Journal of Optical Communications, vol. 19, n. 1, pp. 1-5, 1998.
- [14] Y. Namihira, *Wavelength dependence of correction factor on effective area and mode field diameter for various singlemode optical fibres*, IEE Electronics Letters, vol. 33, n. 17, pp. 1483-1485, 1997.
- [15] Y. Namihira, *Relationship between nonlinear effective area and modefield diameter for dispersion shifted fibres*, IEE Electronics Letters, vol. 30, n. 3, pp. 262-264, 1994.
- [16] Yanming Liu, William B. Mattingly, David K. Smith, Claude E. Lacy, Jerrold A. Cline, Evelyn M. De Liso, *Design and fabrication of locally dispersion-flattened large effective area fibers*, ECOC 98, pp. 105-106, Madrid, Espanha, 1998.
- [17] Mário Fernando dos Santos Ferreira, *Caracterização de fibras ópticas pelo método de dispersão normal de luz*, Relatório de um conjunto de aulas elaboradas para as provas de aptidão pedagógica e capacidade científica, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1987.
- [18] John G. N. Baines, Andrew G. Hallam, Ken W. Raine, Nick P. Turner, *Fiber Diameter Measurements and Their Calibration*, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 8, n. 9, pp. 1259-1268, 1990.

-
- [19] Wolfgang Freude, Enaskshi K. Sharma, Anarug Shram, Propagation Constant of Single Mode Fibers Measured from the Mode Field Radius and From the Bending Loss, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 7, n.2, pp. 225-228, 1989.
- [20] M. Artiglia, G. Coppa, P. di Vita, M. Potenza, A. Sharma, Mode Field Diameter Measurements in Single-Mode Optical Fibers, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 7, n.8, pp. 1139-1152, 1989.
- [21] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, H. A. Haus, Raman response function of silica-core fibers, OSA Journal Optical Society of America B, vol. 6, n. 6, pp. 1159-1166, 1989.
- [22] Hideaki Kano, Takayoshi Kobayashi, Simultaneous measurement of real and imaginary parts of nonlinear susceptibility for the verification of the Kramers-Kronig relations in femtosecond spectroscopy, Optics Communications, vol. 178, pp. 133-139, 2000.
- [23] Amnon Yariv, Optical Electronics in Modern Communications, Oxford University Press, New York, EUA, 1997.
- [24] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski, P. Galko, Measuring the Raman Time Constant (T_r) for Soliton Pulses in Standard Single-Mode Fiber, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 17, n. 2, pp. 216-221, 1999.
- [25] J. P. Gordon, Theory of the soliton self frequency shift, Optics Letters, vol. 11, n. 10, pp. 662-664, 1986.
- [26] Salim Tariq, Joseph C. Palais, Stimulated Raman Scattering in Fiber Optic Systems, Fiber and Integrated Optics, vol. 15, pp. 335-352, 1996.
- [27] Y. R. Shen, The Principles of Nonlinear Optics, John Wiley & Sons, New York, EUA, 1984.
- [28] E. A. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii, E. M. Dianov, Numerical Analysis of the Raman Spectrum Evolution and Soliton Pulse Generation in Single Mode Fibers, OSA Journal Optical Society of America B, vol. 8, n. 8, pp. 1626-1632, 1991.
- [29] S. V. Chernikov, P. V. Mamyshev, Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion, OSA Journal Optical Society of America B, vol. 8, n. 8, pp. 1633-1641, 1991.
- [30] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, Ultrashort pulse propagation in optical fibers, OSA Optics Letters, vol. 15, n. 19, pp. 1076-1078, 1990.
- [31] Keith J. Blow, David Wood, Theoretical Description of Transient Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 25, n. 12, pp. 2665-2673, 1989.
- [32] Hewlett-Packard, Factors influencing the uncertainty of optical attenuators measurements, application note n. 5963-2164E, 1998.
- [33] Rajiv Ramaswami, Kumar N. Sivarajan, Optical Networks, A practical Perspective, Morgan Kaufmann Publishers, San Francisco, EUA, 1998.
- [34] D. B. Keck, R. D. Maurer, P. C. Schultz, On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides, AIP Applied Physics Letters, vol. 22, pp. 307-309, 1973.
- [35] D. M. Spirit, M. J. O'Mahony, High Capacity Optical Transmission, John Wiley & Sons, London, Reino Unido, 1995.
- [36] R. G. Smith, Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering, OSA Applied Optics, vol. 11, n. 11, pp. 2489-2495, 1972.
- [37] T. Miya, Y. Teranuma, T. Hosaka, T. Myashita, Ultimate Low Loss Single Mode Fibre at 1.55 μm , IEE Electronics Letters, vol. 15, n. 4, pp. 106-108, 1979.
- [38] J. Stone, G. E. Walrafen, Overtone vibrations of OH groups in fused silica optical fibers, Journal Chemical Physics, vol. 76, n. 4, pp. 1712-1722, 1982.
- [39] Gerd Keiser, Optical Fiber Communications, 2ª edição, McGraw-Hill, New York, EUA, 1991.
- [40] M. Oskar van Deventer, Polarization Properties of Rayleigh Backscattering in Single-Mode Fibers, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 12, n. 12, pp. 1895-1899, 1993.
-

-
- [41] Yozo Tsujiawa, Katsusue Tajima, Masaharu Ohashi, Rayleigh Scattering Reduction Method for Silica Based Optical Fiber, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, n. 11, pp. 1528-1532, 2000.
- [42] F. P. Kapron, D. B. Keck, R. D. Mauer, Radiation losses in glass optical waveguide, *AIP Applied Physics Letters*, vol. 17, pp. 423-425, 1970.
- [43] Mitsuru Kihara, Shinji Nagasawa, Tadatashi Tanifuji, Return Loss Characteristics of Optical Fiber Connectors, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 9, pp. 1986-1991, 1996.
- [44] Dennis Derickson (editor), *Fiber Optic Test and Measurement*, Prentice Hall PTR, New Jersey, EUA, 1998.
- [45] Kazuhide Nakajima, Masaharu Ohashi, Mitsuhiro Tateda, Chromatic Dispersion Distribution Measurement Along a Single Mode Optical, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 7, pp. 1095-1100, 1997.
- [46] Nobuo Kuwaki, Masaharu Ohashi, Waveguide Dispersion Measurements Technique for Single Mode Fibers Using Wavelength Dependence of Mode Field Radius, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, n. 6, pp. 990-996, 1989.
- [47] Lars Gruner-Nielsen, Stig Nissen Knudsen, Bent Edvold, Torben Veng, Dorte Magnussen, C. Christian Larsen, Hans Damsgaard, Dispersion Compensating Fibers, *Optical Fiber Technology* vol. 6, pp. 164-180, 2000.
- [48] F. Kock, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, Dispersion Measurements in Optical Fibers Over the Entire Spectral Range from 1.1 μm to 1.7 μm , *Optics Communications*, vol. 175, pp. 1-5, 2000.
- [49] Y. Takushima, K. Kikuchi, In-Service monitor for group-Velocity dispersion of Optical fibre transmission systems, *IEE Electronics Letters*, vol. 37, n. 12, pp. 743-745, 2001.
- [50] D. W. Schicketanz, C. K. Koll, Dispersion Measurement using only two wavelengths, *IEE Electronics Letters*, vol. 22, n. 4, pp. 209-210, 1986.
- [51] P. S. André, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto, J. Ferreira da Rocha, Determinação da Dispersão Cromática em Fibras Ópticas, *ProtoFísica 98*, pp 13-14, Aveiro, Portugal, 1998.
- [52] A. Nolasco Pinto, P. S. André, J. L. Pinto e J. Ferreira da Rocha, Caracterização e Simulação do Canal Óptico para Sistemas de Comunicação Baseados em Solitões, 11^a Conferência Nacional de Física, pp. 633-635, Maia, Portugal, 1998.
- [53] B. Christensen, J. Mark, G. Jacobsen, E. Bodtker, Simple dispersion measurement technique with high resolution, *IEE Electronics Letters*, vol. 29, n. 1, pp. 132-134, 1993.
- [54] F. Devaux, Y. Sorel, J. F. Kerdiles, Simple Measurement of Fiber Dispersion and of Chirp Parameter of Intensity Modulated Light Emitter, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, n. 12, pp. 1937-1940, 1993.
- [55] 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, n. 1, pp. 68-70, 1991.
- [56] Ivan P. Kaminov, Thomas L. Koch ed., *Optical Fiber Telecommunications IIIA*, Academic Press, London, Reino Unido, 1997.
- [57] W. Eickhoff, Y. Yen, R. Ulrich, Wavelength dependence of birefringence in single mode fiber, *OSA Applied Optics*, vol. 20, n. 19, pp. 3428-3435, 1981.
- [58] Y. Namihira, T. Kawazawa, H. Wakabayashi, Polarization mode dispersion measurements in 1520 km EDFA system, *IEE Electronics Letters*, vol. 28, n. 9, pp. 881-883, 1992.
- [59] C. D. Poole, Statistical treatment of polarization dispersion in single-mode fiber, *OSA Optics Letters*, vol. 13, n. 8, pp. 687-689, 1988.
- [60] F. Curti, B. Daino, Q. Mao, F. Matera, C. G. Someda, Concatenation of polarisation Dispersion in single-mode fibres, *IEE Electronics Letters*, vol. 25, n. 4, pp. 290-292, 1989.
- [61] C. D. Poole, C. R. Giles, Polarization-dependent pulse compression and broadening due to polarization dispersion in dispersion-shifted fiber, *OSA Optics Letters*, vol. 13, n. 2, pp. 155-157, 1988.
-

-
- [62] C. D. Poole, R. E. Wagner, Phenomenological approach to polarization dispersion in long single-mode fibres, *IEE Electronics Letters*, vol. 22, n. 19, pp. 1029-1030, 1986.
- [63] G. J. Foschini, C. D. Poole, Statistical Theory of Polarization Dispersion in Single Mode Fibers, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, n. 11, pp. 1439-1456, 1991.
- [64] Lynn E. Nelson, Robert M. Jopson, Herwig Kogelnik, James P. Gordon, Measurement of Polarization Mode Dispersion Vectors using the Polarization-Dependent Signal Delay Methods, *OSA Optics Express*, vol. 6, n. 8, pp. 158-167, 2000.
- [65] D. Andresciani, F. Curti, F. Matera, B. Daino, Measurement of the group-delay difference between the principal states of polarization on a low-birefringence terrestrial fiber cables, *OSA Optics Letters*, vol. 12, n. 19, pp. 844-846, 1987.
- [66] B. L. Heffner, Automated Measurement of Polarization Mode Dispersion Using Jones Matrix Eigenanalysis, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, n. 9, pp. 1066-1069, 1992.
- [67] C. D. Poole, Measurement of polarization-mode dispersion in single-mode fibers with random mode coupling, *OSA Optics Letters*, vol. 14, n. 10, pp. 523-525, 1989.
- [68] Fabrizio Corsi, Andrea Galtarossa, Luca Palmieri, Marco Schiano, Tiziana Tambosso, Continuous Wave Backreflection Measurement of Polarization Mode Dispersion, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n. 4, pp. 451-453, 1999.
- [69] J. G. Ellison, A. S. Siddiqui, Automatic Matrix Based Analysis Method for Extraction of Optical Fiber Parameters from Polarimetric Optical Time Domain Reflectometry Data, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, n. 9, pp. 1226-1232, 2000.
- [70] Henrik Sunnerud, Bengt-Erik Olsson, Peter A. Andrekson, Measurement of Polarization Mode Dispersion Accumulation Along Installed Optical, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n. 7, pp. 860-862, 1999.
- [71] Andrea Galtarossa, Luca Palmieri, Anna Pizzinat, Marco Schiano, Tiziana Tambosso, Measurement of Local Beat Length and Differential Group Delay in Installed Single Mode Fibers, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, n. 10, pp. 1389-1394, 2000.
- [72] Henrik Sunnerud, Bengt-Erik Olsson, Magnus Karlsson, Peter A. Andrekson, Jonas Brentel, Polarization Mode Dispersion Measurements Along Installed Optical Fibers Using Gated Backscattered Light and a Polarimeter, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, n. 7, pp. 897-904, 1999.
- [73] H. Sunnerud, B. E. Olsson, P. A. Andrekson, Technique for characterisation of polarisation mode dispersion accumulation along optical fibres, *IEE Electronics Letters*, vol. 34, n. 4, pp. 397-398, 1998.
- [74] Fabrizio Corsi, Andrea Galtarossa, Luca Palmieri, Polarization Mode Dispersion Characterization of Single Mode Optical Fiber Using Backscattering Technique, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, n. 10, pp. 1832-1843, 1998.
- [75] Yi Li, A. Eyal, P. O. Hedekvist, Measurement of High-Order Polarization Mode Dispersion, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 7, pp. 861-863, 2000.
- [76] Craig D. Poole, David L. Favin, Polarization Mode Dispersion Measurements Based on Transmission Spectra Through a Polarizer, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, n. 6, pp. 917-929, 1994.
- [77] P. S. André, J. L. Pinto, Birrefringência e Dispersão Devido aos Modos de Polarização em Fibras Ópticas, *Revista do DETUA*, vol. 3, n. 5, pp. 375-380, 2002.
- [78] M. R. Phillips, D. M. Ott, WDM lightwave system crosstalk by optical Kerr effect with polarisation-dependent loss, *IEE Electronics Letters*, vol. 35, n. 20, pp. 1764-1765, 1999.
- [79] N. Gisin, B. Huttner, N. Cyr, Influence of polarization dependent loss on birefringent optical fiber networks, *OFC 2000, TuG-1*, pp. 86-88, Baltimore, EUA, 2000.
- [80] A. E Amari, Nicolas Gisin, Beat emy, H. Zbinden, Christian W, Zimmer, Statistical Prediction and Experimental Verification of Concatenations of Fiber Optic Components with Polarization Dependent Loss, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, n. 3, pp. 332-339, 1998.
-

-
- [81] S. Lee, R. Khosravani, J. Peng, V. Grubsky, D. S. Starodubov, A. E. Willner, J. Feinberg, Adjustable Compensation of Polarization Mode Dispersion Using a High Birefringence Nonlinearly Chirped Fiber Bragg Grating, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n. 10, pp. 1277-1279, 1999.
- [82] Henrik Sunnerud, Magnus Karlsson, Peter A. Andrekson, Analytical Theory for PMD Compensation, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 1, pp. 50-52, 2000.
- [83] D. Cotter, *Fibre Nonlinearities in Optical Communications*, Optical and Quantum Electronics, vol. 19, pp. 1-17, 1987.
- [84] Andrew Chraplyvy, Limitations on Lightwave Communications Imposed by Optical Fiber Nonlinearities, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, n. 10, pp. 1548-1557, 1990.
- [85] Kazuo Hotate, Takemi Hasegawa, Measurement of Brillouin Gain Spectrum Distribution along an Optical Fiber Using a Correlation-Based Technique-Proposal, Experiment and Simulation, *IEICE Transactions Electronics*, vol. E83-C, n. 3, pp. 405-412, 2000.
- [86] Mário Fernando dos Santos Ferreira, *Lasers Semicondutores para comunicações ópticas coerentes e amplificadores de fibra óptica*, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1992.
- [87] X. P. Mao, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, R. M. Jopson, R. M. Derosier, Stimulated Brillouin Threshold Dependence on Fiber Type and Uniformity, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, n. 1, pp. 66-69, 1992.
- [88] C.C Lee, S. Chi, Measurement of Stimulated-Brillouin-Scattering Threshold for Various Types of Fibers Using Brillouin Optical-Time-Domain Reflectometer, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 6, pp. 672-674, 2000.
- [89] Valeri I. Kovalev, Robert G. Harrison, Observation of Inhomogeneous Spectral Broadening of Stimulated Brillouin Scattering in an Optical Fiber, *APS Physical Review*, vol. E85, n. 9, pp. 1879-1882, 2000.
- [90] Liang Chen, X. Bao, Analytical and Numerical Solutions for Steady State Stimulated Brillouin Scattering in a Single Mode Fiber, *Optics Communications*, vol. 152, pp. 65-70, 1998.
- [91] P. S. André, J. L. Pinto, Análise, Caracterização e Simulação do Processo de Dispersão Inelástica Estimulada de Brillouin numa Fibra Óptica Monomodo, *Revista do DETUA*, vol. 3, n. 5, pp. 381-385, 2002.
- [92] Kazuyuki Shiraki, Masaharu Ohashi, Mitsuhiro Tateda, SBS Threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 1, pp. 50-57, 1996.
- [93] Kazuyuki Shiraki, Masaharu Ohashi, Mitsuhiro Tateda, Performance of Strain-Free Stimulated Brillouin Scattering Suppression Fiber, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 4, pp. 549-554, 1996.
- [94] C. V. Raman, K. S. Krishnan, A new type of secondary radiation, *Nature*, vol. 121, pp. 501, 1928.
- [95] C. W. Barnard, P. Myslinski, X. Pan, J. Chrostowski, Limitations Imposed by Stimulated Raman Scattering of 1550 nm High Energy Pulse Transmission, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, n. 2, pp. 115-119, 1995.
- [96] A. R. Chraplyvy, P. S. Henry, Performance degradation due to stimulated Raman scattering in wavelength-division-multiplexed optical-fibre systems, *IEE Electronics Letters*, vol. 19, n. 16, pp. 641-643, 1983.
- [97] V. J. Mazurczy, G. Shaulov, E. A. Golovchenko, Accumulation of Gain Tilt in WDM Amplified Systems due to Raman Crosstalk, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 11, pp. 1573-1575, 2000.
- [98] A. R. Chraplyvy, Optical Power Limits in Multi-Channel Wavelength-Division-Multiplexed Systems due to Stimulated Raman Scattering, *IEE Electronics Letters*, vol. 2, n. 20, pp. 58-59, 1984.
- [99] Salim Tariq, Joseph C. Palais, Stimulated Raman Scattering in Fiber Optic Systems, *Fiber and Integrated Optics*, vol. 15, pp. 335, 1996.
-

-
- [100] D. N. Christodoulides, R. B. Jander, Evolution of Stimulated Raman Crosstalk in Wavelength Division Multiplexed Systems, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 1722-1724, 1996.
- [101] A. G. Grandpierre, D. N. Christodoulides, W. E. Schiesser, C. M. McInstosh, J. Toulouse, Stimulated Raman Scattering Crosstalk in Massive WDM Systems under the Action of Group Velocity Dispersion, *Optics Communications*, vol. 194, pp. 319-323, 2001.
- [102] Andrew Chraplyvy, Limitations on Lightwave Communications Imposed by Optical Fiber Nonlinearities, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, n. 10, pp. 1548-1557, 1990.
- [103] Sebastian Bigo, Stephane Gauchard, Alain Bertaina, Jean Pierre Hamaide, Experimental Investigation of Stimulated Raman Scattering Limitation on WDM Transmission Over Various Types of Fiber Infrastructures, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n. 6, pp. 671-673, 1999.
- [104] M. Zirngbl, Analytical Model of Raman Gain Effects in massive Wavelength Division Multiplexed Transmission Systems, *IEE Electronics Letters*, vol. 34, n. 8, pp. 789-790, 1998.
- [105] Gary Shaulov, Vicent J. Mazurczyk, Ekaterina A. Golovchenko, Measurement of Raman Gain Coefficient for Small Wavelength Shifts, *OFC 2000, TuA4-1*, pp. 12-14, Baltimore, EUA, 2000.
- [106] Daniel Mahgerefteh, Douglas L. Butler, Julius Goldhar, Brian Rosenberg, Geoffrey L. Burdge, Technique for measurement of the Raman gain coefficient in optical fibers, *OSA Optics Letters*, vol. 21, n. 24, pp. 2026-2028, 1996.
- [107] J. Subias, J. Pelayo, C. Heras, P. Blasco, R. Alonso, Measurement of the effective area of non-linear power transfer in single-mode fibers due to stimulated Raman scattering, *Optics Communications*, vol. 176, pp. 387-392, 2000.
- [108] Paulo Sérgio de Brito André, Hypolito José Kalinowski, Luiz Mario Borghesi Junior, João Lemos Pinto, Measurement of Raman Gain Coefficient in Standard Single Mode Optical Fibres for DWDM Photonic Simulation Purposes, *Proceedings of SPIE*, 2002.
- [109] P. S. André, R. Correia, L. M. Borghesi Junior, A. L. J. Teixeira, Hypolito José Kalinowski, J. L. Pinto, Raman Gain characterization in Standard Single Mode Optical Fibres for Optical Simulation Purposes, submetido para publicação na *Fiber and Integrated Optics*.
- [110] Christopher M. McIntosh, Alexandra G. Grandpierre, Demetrios N. Christodoulides, Jean Toulouse, Jean-Marc P. Delavaux, Eliminating SRS Channel Depletion in Massive WDM Systems via Optical Filtering Techniques, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, n. 4, pp. 302-304, 2001.
- [111] F. Koch, S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, Broadband Raman gain characterisation in various optical fibres, *IEE Electronics Letters*, vol. 37, n. 24, pp. 1437-1439, 2001.
- [112] Douglas Lawrence Williams, The design of novel Silica based fibre devices for telecommunications, PhD Thesis, Sheffield University, Sheffield, Reino Unido, 1993.
- [113] Arthur Lowery, Olaf Lenzmann, Igor Koltchanov, Rudi Moosburger, Ronald Freund, André Richter, Stefan Georgi, Dirk Breuer, Harald Hamster, Multiple Signal Representation Simulation of Photonic Devices, Systems and Networks, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, n.2, pp. 282 -296, 2000.
- [114] X. Y. Zou, S. M. Hwang, A. E. Willner, Compensation of Raman Scattering and EDFA Nonuniform Gain in Ultra Long Distance WDM Links, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, n.1, pp. 139-141, 1996.
- [115] C. Scheerer, G. Glingener, A. Farbert, J. P. Elbers, G. Fischer, SRS Crosstalk in reemphasized WDM Systems, *OFC 2000, WM21-1*, pp. 293-295, Baltimore, EUA, 2000.
- [116] Yoshihiro Emori, Shu Namiki, Broadband Raman Amplifiers for WDM, *IEICE Transactions Electronics*, vol. E84-C, n.5, pp. 593-597, 2001.
- [117] E. Desurvire, Michael J. F. Digonnet, H. J. Shaw, Theory and Implementation of a Raman Active Fiber Delay Line, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, n. 4, pp. 426-443, 1986.
- [118] R. H. Stolen, Chinlon Lin, Self Phase Modulation in Silica Optical Fibers, *APS Physical Review A*, vol. 17, n. 4, pp. 1448-1453, 1978.
-

-
- [119] Rongqing Hui, enneth R. Demarest, Christopher T. Allen, Cross Phase Modulation in Midspan WDM Optical Fiber Systems, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 17, n. 6, pp. 1018-1026, 1999.
- [120] Adolfo V. T. Cartaxo, Cross phase modulation in intensity modulation direct detection WDM systems with multiple optical amplifiers and dispersion compensators, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 17, n. 2, pp. 178-190, 1999.
- [121] Giovanni Bellotti, Mateo Varani, Cristian Francia, Alberto Bononi, Intensity Distortion Induced by Cross-Phase Modulation and Chromatic Dispersion in Optical Fiber Transmissions with Dispersion Compensation, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, n. 12, pp. 1745-1747, 1998.
- [122] S. Betti, M. Giaconi, Effect of the Cross-Phase Modulation on WDM Optical Systems: Analysis of Fiber Propagation, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, n. 4, pp. 305-307, 2001.
- [123] S. Betti, M. Giaconi, Analysis of the Cross phase Modulation Effect in WDM Optical Systems, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, n. 1, pp. 43-45, 2001.
- [124] Kyo Inoue, Kenji Nakanishi, Kazuhiro Oda, Hiromu Toba, Crosstalk and Power Penalty Due to Fiber Four-Wave Mixing in Multichannel Transmissions, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 12, n. 8, pp. 1423-1439, 1994.
- [125] Mari W. Maeda, William B. Sessa, Winston Inghish Way, A. Yi-Yan, Lyn Curtis, R. Spicer, R. I. Laming., Four Wave Mixing in Fibers on optical Frequency Division Multiplexed Systems, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 8, n. 9, pp. 1402-1407, 1990.
- [126] A. Boskovic, S. Ten, V. L. da Silva, Four Wave Mixing Q - Penalty Measurements in Dense WDM, 10 Gbit/s Systems, OFC 98, WM2, pp. 122-132, San José, EUA, 1998.
- [127] R.W. Trach, A.R. Chraplyvy, Fabrizio Forghieri, A.H. Gnauck and R.M. Derosier, Four-Photon Mixing and High-Speed WDM Systems, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 13, n. 5, pp. 841-849, 1995.
- [128] Kyo Inoue, Four Wave Mixing in an Optical Fiber in the Zero Dispersion Wavelength Region, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 10, n. 11, pp. 1553-1560, 1992.
- [129] Kyo Inoue, Polarization Effect on Four-Wave Mixing Efficiency in a Single Mode Fiber, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, n. 4, pp. 883-894, 1992.
- [130] Wolfgang Zeiler, Fabrizio Di Pasquale, Polina Bayvel, John E. Midwinter, Modeling of four-Wave Mixing and Gain Peaking in Amplified WDM Optical Communication Systems and Networks, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 14, n.9, pp. 1933-1942, 1996.
- [131] Keng-Duan Chang, Guu-Chang Yang, Wing C. Kwong, Determination of FWM Products in Unequal Saced Channel WDM Lightwave Systems, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 18, n. 12, pp. 2113-2122, 2000.
- [132] K. Li, Z. Xiong, G. D. Peng, P. L. Chu, Direct measurements of nonlinear refractive index with an all fibre Sagnac interferometer, Optics Communications, vol. 136, pp. 223-226, 1997.
- [133] D. Monzon Hernandez, A. N. Starodumov, Yu. O. Barmenkov, I. Torres Gomes, F. Mendoza Santoyo, Continuous Wave Measurement of the Fiber Nonlinear Refractive Index, OSA Optics Letters, vol. 23, n. 16, pp. 1274-1276, 1998.
- [134] Francisco Ramos, Javier Marti, Frequency Transfer Function of Dispersive and Nonlinear Single Mode Optical Fibers in Microwave Optical Systems, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 12, n. 5, pp. 549-551, 2000.
- [135] Hypolito José Kalinowski, P. S. André, Simulation and evaluation of frequency coupling coefficients in the non linear dispersive regime of single mode fibres, Proceedings of SPIE, 2002.
- [136] Y. Namihir, A. Miyata, N. Tanahashi, Nonlinear Coefficient Measurements for Dispersion Shifted Fibers Using Phase Modulation Method at 1550 nm, IEE Electronics Letters, vol. 30, n. 14, pp. 1171-1172, 1994.
- [137] M. Artiglia, E. Ciaramella, B. Sordo, Using Modulation Instability to Determine Kerr Coefficient in Optical Fibers, IEE Electronics Letters, vol. 31, n. 12, pp. 1012-1013, 1995.
-

-
- [138] P. S. André and J. L. Pinto, Simultaneously Measurement of the Nonlinear Refractive Index and Chromatic Dispersion of Optical Fibers by Four-Wave Mixing, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 34, n. 4, Agosto 2002.
- [139] L. Prigent, J. P. Hamaide, Measurement of Fiber Nonlinear Kerr Coefficient by Four Wave Mixing, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, n. 9, pp. 1092-1095, 1993.
- [140] A. Boskovic, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, L. Gruner Nielson, O. A. Levring, Direct Continuous Wave Measurement of n_2 in Various Types of Telecommunication Fiber at 1.55 μm , *OSA Optics Letters*, vol. 21, n. 24, pp. 1966-1968, 1996.
- [141] Valéria L. da Silva, Y. Liu, A. J. Antos, G. E. Berkey, M. A. Newhouse, Nonlinear Coefficient of Optical Fibers at 1550 nm, *NIST Special Publication*, vol. 905, pp. 61-65, 1996.
- [142] Shuxian Song, Higher-Order Four-Wave Mixing and its Effects in WDM Systems, *OSA Optics Express*, vol. 7, n. 4, pp. 166-171, 2000.
- [143] Antonell Bogoni, Luca Poti, Cristian Francia, Alberto Bononi, Experimental Measurement of Signal to FWM Ratio in Non Zero Dispersion Fibers, *Photonics* 98, pp. 205-208, Deli, India, 1998.
- [144] T. Kato, Y. Suetsugu, M. Takagi, E. Sasaoka, M. Nishimura, Measurement of Nonlinear Refractive Index in Optical Fiber by the Cross Phase Modulation Method with Depolarized Pump Light, *OSA Optics Letters*, vol. 20, n.9, pp. 988-990, 1995.
- [145] A. Boskovic, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, L. Gruner Nielson, O. A. Levring, Direct Continuous Wave Measurement of n_2 in Various Types of Telecommunication Fiber at 1.55 μm , *OSA Optics Letters*, vol. 21, n. 24, pp. 1966-1968, 1996.
- [146] Y. Namihir, A. Miyata, N. Tanahashi, Nonlinear Coefficient Measurements for Dispersion Shifted Fibers Using Phase Modulation Method at 1550 nm, *IEE Electronics Letters*, vol. 30, n. 14, pp. 1171-1172, 1994.
- [147] M. Artiglia, E. Ciaramella, B. Sordo, Using Modulation Instability to Determine Kerr Coefficient in Optical Fibers, *IEE Electronics Letters*, vol. 31, n. 12, pp. 1012-1013, 1995.
- [148] VPI Transmission maker, *Photonic Modules Reference Manual*, Virtual Photonics Inc., 2000.
- [149] James J. Refi, Optical fibers for optical networking, *Bell Labs technical Journal*, vol. 4, n. 1, pp. 246-261, 1999.
- [150] Alberto Rossaro, Standards must move on in the optical fibre world, *Fibre Systems Europe*, vol. 5, n. 3, pp. 77-80, 2001.
- [151] Krzysztof Borzyci, What is the best fiber for transport network in Poland ?, 2nd International conference in Transparent Optical Networks, pp. 23.-26, Gdansk, Polónia, 2000.
- [152] David Tanis, Carriers can maximize their dark-fibers returns, *Fibre Systems Europe*, vol. 5, n. 1, pp. 41-44, 2001.
- [153] C. R. Menyuk, Application of multiple-length-scale methods to the study of optical fiber transmission, *Journal of Engineering Mathematics*, vol. 36, pp. 113-136, 1999.

Capítulo 3

Componentes optoelectrónicos

3.1. Introdução

O início das comunicações ópticas foi determinado pelo desenvolvimento de dois componentes essenciais: a fibra óptica, como meio de transporte de informação, e o laser (*light amplification by stimulated emission of radiation*) semiconductor, como fonte de radiação. Posteriormente, o aparecimento de amplificadores ópticos permitiu o incremento do ritmo de transmissão e da distância máxima de propagação. Nos últimos anos, um intenso trabalho tem sido realizado no desenvolvimento de filtros incorporados na própria fibra óptica, como é o caso das redes de Bragg gravadas em fibras ópticas.

Neste capítulo, são analisados os conceitos básicos de funcionamento dos diversos componentes optoelectrónicos de uma rede de comunicações ópticas, nomeadamente, lasers semicondutores, moduladores de intensidade, amplificadores ópticos e receptores ópticos. Finalmente, será analisada a filtragem óptica especialmente às redes de Bragg.

Na secção 3.2 abordam-se os lasers semicondutores. A partir de dados experimentais obtêm-se os parâmetros que permitem simular o comportamento dinâmico do laser. O comportamento simulado é comparado com os dados experimentais.

Na secção 3.3 estudam-se os moduladores electro-ópticos do tipo Mach-Zehnder. Após a caracterização dos parâmetros de funcionamento de um modulador, demonstrou-se experimentalmente e recorrendo à simulação numérica a compensação da dispersão cromática, através de uma técnica de *pré-chirping*.

Na secção 3.4 analisa-se a amplificação de sinais completamente no domínio óptico, sendo apresentados os fundamentos teóricos e os resultados de caracterização de um amplificador de fibra dopada com Érbio.

A secção 3.5 descreve os estágios básicos que constituem os receptores ópticos e são, também, apresentados resultados experimentais da caracterização de um fotodetector.

Na secção 3.6 são apresentados os fundamentos teóricos e os resultados experimentais da caracterização de uma série de filtros ópticos utilizados no decurso do trabalho experimental realizado nesta tese. Será dada uma ênfase especial às redes de Bragg gravadas em fibras ópticas.

3.2. Laser semiconductor

Na sequência da implementação dos primeiros lasers de Rubi e de Hélio Neon em 1960 [1], os lasers baseados numa junção semicondutora foram apresentados quase simultaneamente por três laboratórios de investigação em 1962: *IBM*, *General Electric* e *MIT Lincoln Laboratory* [2].

Desde então, tem sido realizado um significativo trabalho no refinamento das técnicas de crescimento dos compostos semicondutores do grupo III e V. Os lasers semicondutores, utilizados nos sistemas actuais de comunicações ópticas, a emitirem na região espectral de 1550 nm, são baseados em heteroestruturas de $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ crescidas epitaxialmente por MOCVD (deposição gasosa química organo-metálica) ou MBE (feixe molecular epitaxial), sendo x e y as fracções molares, cuja variação através de um processo de engenharia de hiato, permite obter valores para o comprimento de onda de emissão em torno de 1550 nm [3,4].

Recentemente, surgiram lasers de poços quânticos múltiplos (MQW). Estes lasers têm os níveis de energia quantificados de acordo com uma função em escada, devido ao confinamento quântico segundo uma dada dimensão na região activa. Este confinamento provoca a redução da corrente de limiar, da largura espectral e um aumento da eficiência quântica [5]. Têm sido, ainda, reportados lasers onde se confinam os portadores em duas dimensões (lasers de fios quânticos), nos quais os níveis de energia disponíveis distribuem-se segundo uma função em dente de serra. No caso de o confinamento ser a três dimensões (lasers de pontos quânticos), os níveis de energia disponíveis são funções delta. Tende-se assim para o confinamento da região activa, limitando a energia dos portadores a níveis mais discretos, o que resulta numa maior pureza espectral e eficiência.

Do ponto de vista estrutural, os lasers também sofreram uma evolução nos últimos anos. Inicialmente, a realimentação óptica era realizada pelas duas faces reflectoras que limitam a região activa, formando uma cavidade Fabry-Perot. A conjugação da realimentação óptica com um ganho do material espectralmente largo origina vários modos ópticos de emissão. Através de um processo adequado de realimentação, dependente do comprimento de onda, é possível aumentar a selectividade dos modos, concentrando uma elevada energia num único modo de emissão. Usualmente, é utilizada a técnica de realimentação distribuída, sendo mais vulgares os lasers DFB (lasers com realimentação distribuída) e os lasers DBR (reflectores de Bragg distribuídos). Conseguindo-se, assim, aumentar a selectividade dos modos obtendo-se relações entre os modos laterais e o modo principal usualmente superiores a 35 dB.

3.2.1. Equações de taxa

O comportamento de um laser semiconductor pode ser derivado, recorrendo a um formalismo baseado na mecânica clássica ou na mecânica quântica. O uso da mecânica clássica apesar de mais simples do que o formalismo quântico, não prevê a existência de ruído devido à natureza aleatória da emissão espontânea, nem considera a natureza discreta dos portadores.

Pode, ainda, ser utilizada uma metodologia semiclássica, onde se deriva o estado de funcionamento recorrendo ao modelo clássico e, na fase final, são inseridas fontes de

ruído. Assim, a teoria semiclássica aplicada a um laser maciço resulta em três equações diferenciais não lineares, conhecidas como equações de taxa. Cada uma dessas equações representa a evolução temporal do número de portadores $N(t)$, do número de fótons $S(t)$ e da fase do campo óptico $\Phi(t)$. Uma forma possível para estas equações é a seguinte [6]:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{q} - \frac{N(t)}{\tau_n} - g_0 \cdot \frac{N(t) - N_{th}}{1 + \varepsilon \cdot S(t)} \cdot S(t) + f_n(t) \quad (3.1)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = g_0 \cdot \frac{N(t) - N_{th}}{1 + \varepsilon \cdot S(t)} \cdot S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \beta_s \cdot \frac{N(t)}{\tau_n} + f_s(t) \quad (3.2)$$

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H}{2} \cdot g_0 \cdot [N(t) - N_{th}] + f_\Phi(t) \quad (3.3)$$

onde $I(t)$ é a corrente injectada, N_{th} o número de portadores no limiar, τ_p o tempo médio de vida dos fótons, τ_n o tempo médio de vida dos portadores, β_s o factor de emissão espontânea, ε o factor de compressão do ganho, g_0 o ganho diferencial, α_H o factor de alargamento espectral e q a carga do electrão. As forças de Langevin $f_n(t)$, $f_s(t)$ e $f_\Phi(t)$ que quantificam as flutuações aleatórias provocadas pela emissão espontânea e pela natureza discreta dos portadores são ruídos brancos com médias nulas. A potência óptica emitida por cada face do dispositivo semiconductor é dada por:

$$P(t) = \frac{\eta \cdot h \cdot \nu}{\tau_p} \cdot S(t) \quad (3.4)$$

sendo η a eficiência quântica, h a constante de Planck e ν a frequência dos fótons.

O tempo médio de vida dos portadores está relacionado com a taxa de recombinação espontânea por:

$$\tau_n = (A + B \cdot n + C \cdot n^2)^{-1} \quad (3.5)$$

sendo A , B e C constantes. Usualmente, A e B são designados como coeficientes de Einstein e n é a densidade de portadores [7]. O primeiro termo do segundo membro na expressão (3.5) representa a recombinação não radiativa originada por defeitos, o segundo

termo corresponde à emissão espontânea e o terceiro termo ao processo de recombinação de Auger. Neste último processo, a energia libertada na recombinação electrão - lacuna é transferida para outro portador que ascende a um estado de energia superior dentro da banda. Após algum tempo, relaxa e transfere a sua energia para as vibrações da rede.

Um laser semiconductor é, usualmente, polarizado em torno de um valor médio de corrente I_0 . Substituindo este valor nas expressões (3.1) e (3.2), igualando a zero as derivadas e desprezando as fontes de ruído, obtém-se respectivamente a população de portadores e de fotões N_0 e S_0 , no estado estacionário:

$$N_0 = \frac{\tau_n}{1 - \beta_s} \cdot \left(\frac{I_0}{q} - \frac{S_0}{\tau_p} \right) \quad (3.6)$$

$$S_0 \approx \frac{\tau_p}{q \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon}{g_0 \cdot \tau_n} \right)} \cdot (I_0 - I_{th}) \quad (3.7)$$

Para baixos valores da corrente de polarização, a população de fotões é reduzida e a emissão espontânea é dominante. A corrente de polarização para a qual a emissão estimulada começa a predominar, tomando β_s um valor nulo, é designada como corrente de limiar ou de transparência I_{th} .

$$I_{th} = \frac{q}{\tau_n} \cdot \left(N_{th} + \frac{1}{S_0 \cdot \tau_p} \right) \quad (3.8)$$

De uma forma geral, a potência óptica emitida não varia linearmente com a corrente injectada, devido a efeitos térmicos. A corrente de limiar aumenta com a temperatura de funcionamento do laser. Esta dependência com a temperatura é atribuída ao aumento da recombinação não radiativa de portadores, nomeadamente, através da recombinação de Auger. A dependência da corrente de limiar com a temperatura é expressa pela seguinte expressão empírica [8]:

$$I_{th} = I_{th0} \cdot \exp\left(\frac{T_k}{T_r}\right) \quad (3.9)$$

onde T_k é a temperatura absoluta do laser, I_{th0} e T_r são constantes. No regime estacionário, a temperatura local é proporcional à dissipação de potência não radiativa, logo é proporcional à corrente de polarização. Assim, o tempo médio de vida dos portadores terá uma dependência exponencial com a corrente, expresso como [6]:

$$\tau_n = \tau_{n0} \cdot \exp(-k_t \cdot I_0) \quad (3.10)$$

onde τ_{n0} é o tempo médio de vida dos portadores a uma temperatura de referência e k_t é a constante térmica do laser. Os lasers semicondutores vêm, usualmente, acoplados com um dispositivo activo de controlo de temperatura que permite estabilizar a temperatura média do semicondutor. No entanto, a temperatura local na região activa é diferente da temperatura média, sendo necessária a utilização da correcção dada pela expressão (3.10).

A resposta em frequência IM (intensidade modulada) normalizada, para pequenos sinais, H_{IM} , de um laser semicondutor pode ser derivada a partir das equações de taxa, o que resulta em [9]:

$$H_{IM}(f, Y, Z) = \frac{Z}{(Z - (2 \cdot \pi \cdot f)^2) + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot Y} \quad (3.11)$$

com

$$Y = g_0 \cdot \frac{S_0}{(1 + \varepsilon \cdot S_0)} + \frac{1}{\tau_n} - g_0 \cdot \frac{(N - N_{th})}{(1 + \varepsilon \cdot S_0)^2} + \frac{1}{\tau_p} \quad (3.12)$$

$$Z = g_0 \cdot \frac{S_0}{(1 + \varepsilon \cdot S_0)} \cdot \frac{1}{\tau_p} + \frac{(\beta_s - 1)}{\tau_n} \cdot g_0 \cdot \frac{(N - N_{th})}{(1 + \varepsilon \cdot S_0)^2} + \frac{1}{\tau_n \cdot \tau_p} \quad (3.13)$$

Usualmente, Y é conhecido como taxa de decaimento das oscilações de relaxação e Z está relacionado com a frequência de ressonância f_r , pela seguinte expressão:

$$f_r = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{Z - 0.5 \cdot Y^2} \quad (3.14)$$

A taxa de decaimento das oscilações de relaxação e a frequência de ressonância estão relacionadas por [10,11]:

$$Y = K \cdot f_r^2 + \frac{1}{\tau_n} \quad (3.15)$$

onde factor K universal é dado por [7,11]:

$$K = 4 \cdot \pi^2 \cdot \left(\tau_p + \frac{\epsilon}{g_0} \right) \quad (3.16)$$

O processo de emissão espontânea de fotões, bem como a natureza discreta dos portadores, produzem flutuações na potência e frequência do campo óptico, em torno de valores médios. O ruído de intensidade é normalmente caracterizado pela densidade espectral de potência (DEP) do ruído de intensidade relativo (RIN) determinado para uma só banda lateral de modulação por [12]:

$$S_{RIN}(\omega) = \frac{4 \cdot \beta_s \cdot N_0}{S_0 \cdot \tau_n} \cdot \frac{\omega^2 + \gamma_n^2}{(Z^2 - \omega^2)^2 + (Y \cdot \omega)^2} \quad (3.17)$$

onde

$$Y \approx \gamma_n = \frac{1}{\tau_n} + \frac{g_0 \cdot S_0}{(1 + \epsilon \cdot S_0)} \quad (3.18)$$

3.2.2. Caracterização do laser

Têm sido reportados vários métodos de caracterização que permitem extrair os parâmetros das equações de taxa, baseados, por exemplo, na análise dos produtos de intermodulação [13,14]. Neste trabalho, fez-se a extracção dos parâmetros recorrendo à resposta em frequência IM do laser [9,15,16].

O laser semiconductor DFB, disponível comercialmente (*Ortel* modelo 1741), que foi caracterizado e cuja fotografia se encontra na figura 3.1, tem uma largura de banda que permite uma modulação directa até 12.5 GHz.

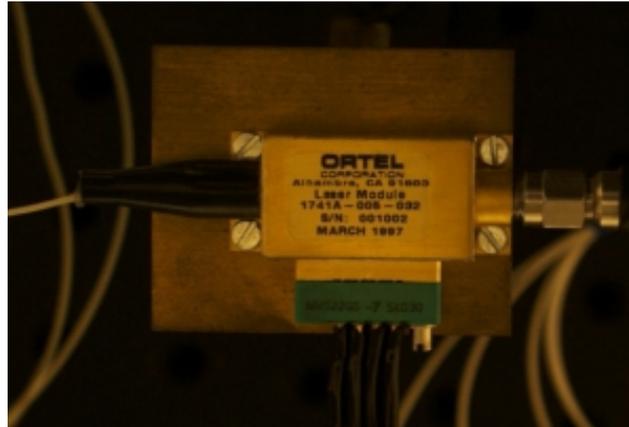


Figura 3.1 – Fotografia do laser semiconductor estudado

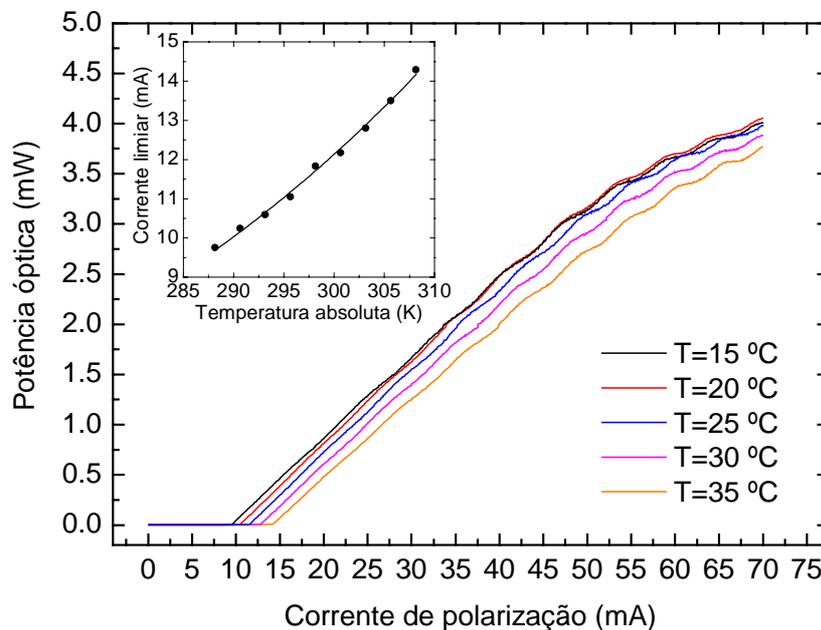


Figura 3.2 – Variação da potência óptica em função da corrente de polarização para diversas temperaturas de funcionamento. No gráfico inserido encontra-se a variação da corrente de limiar em função da temperatura absoluta do laser (símbolos) e o respectivo ajuste teórico (linha).

Na análise do comportamento em contínuo ou *dc* obteve-se a potência óptica em função da corrente de polarização, para diversas temperaturas médias de funcionamento, como se mostra na figura 3.2. Na figura inserida encontra-se a variação da corrente de limiar em função da temperatura absoluta do laser. O ajuste destes dados experimentais à expressão (3.9) permite obter para os parâmetros I_{th0} e T_r respectivamente os valores de 40.3 ± 0.6 mA e 53 ± 1 K. A corrente de limiar à temperatura de 25 °C (temperatura de funcionamento considerada nos restantes passos de caracterização) é de 11.83 mA.

Na análise em frequência ou *ac*, foi medida a resposta em frequência IM normalizada do laser para pequenos sinais. As medidas foram realizadas entre as frequências de 200 kHz e 12.5 GHz e para diversas correntes de polarização (15 mA, 20 mA, 25 mA, 30 mA, 35 mA e 40 mA). Esses resultados são exemplificados para as correntes de 15 mA, 20 mA e 25 mA na figura 3.3.

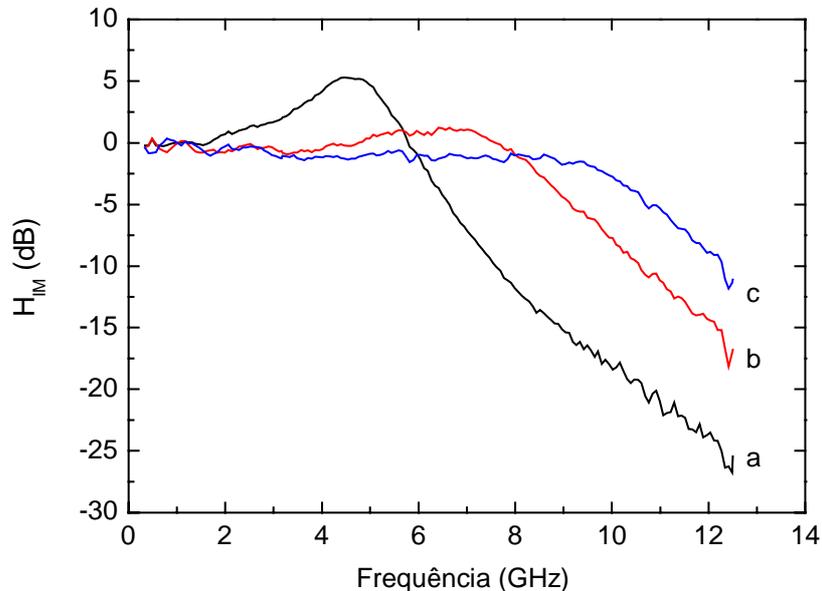


Figura 3.3 – Resposta em frequência IM normalizada para diversas correntes de polarização: a) 15 mA, b) 20 mA e d) 25 mA.

O valor máximo da resposta em frequência é determinado pela frequência de ressonância do laser. Tal como esperado pela expressão (3.14), este valor, desprezando Y , varia linearmente com a raiz quadrada da potência óptica. Na figura 3.4 mostra-se essa variação [7]. Estes valores, além da resposta IM da junção semicondutora, têm, também, a contribuição dos efeitos parasitas, devido à linha de transmissão utilizada na interligação do semicondutor com o exterior do laser. Esses efeitos são limitativos e difíceis de diferenciar da resposta em frequência IM intrínseca da junção semicondutor [17]. Porém, assumindo que esses efeitos são independentes da corrente de polarização, pode-se subtrair (em unidades logarítmicas) as respostas IM para dois valores diferentes da corrente de polarização. Deste modo, eliminam-se os efeitos parasitas, pois o resultado da subtração só depende da resposta em frequência IM intrínseca do laser.

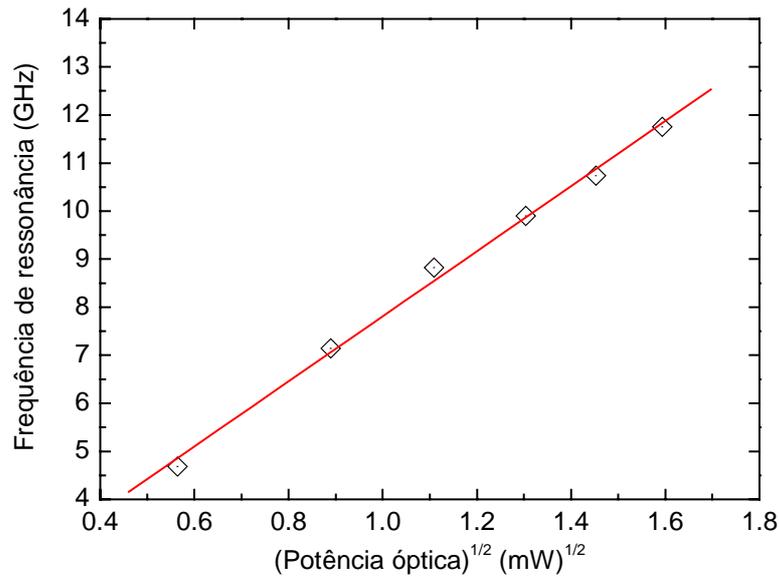


Figura 3.4 – Variação da frequência de ressonância em função da raiz quadrada da potência óptica. Os pontos são dados experimentais e a recta é o respectivo ajuste linear.

A diferença em amplitude das duas respostas em frequência IM é dada por [18]:

$$S_{IM}(f, Y, Z, Y_0, Z_0) = 10 \cdot \log \left| \frac{H_{IM}(f, Y, Z)}{H_{IM}(f, Y_0, Z_0)} \right| \quad (3.19)$$

os valores Y_0 e Z_0 referem-se à resposta IM de referência, obtida para uma corrente de polarização ligeiramente acima do limiar (neste caso, 15 mA).

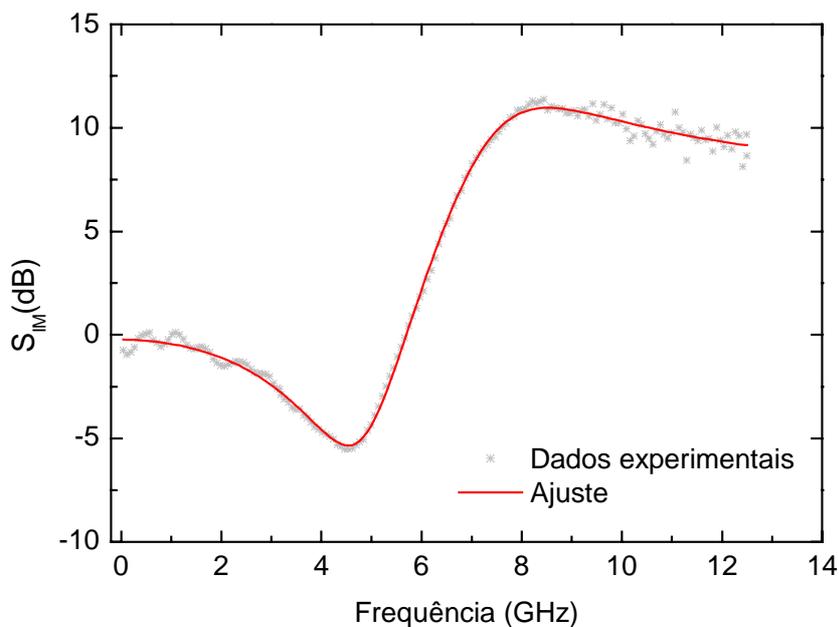


Figura 3.5 – Subtração das respostas em frequência IM medidas e respectivo ajuste, para as correntes de polarização de 20 mA e 15 mA

Na figura 3.5 encontra-se a subtracção das respostas em frequência IM medidas para as correntes de polarização de 20 mA e 15 mA. Na mesma figura mostra-se, também, o ajuste à expressão (3.19) realizado com um algoritmo de *Levenberg-Marquardt* e que permite a extracção dos parâmetros Y , Z , Y_0 e Z_0 . Na figura 3.6 está representada uma curva idêntica à anterior mas referente às correntes de polarização de 25 mA e 15 mA

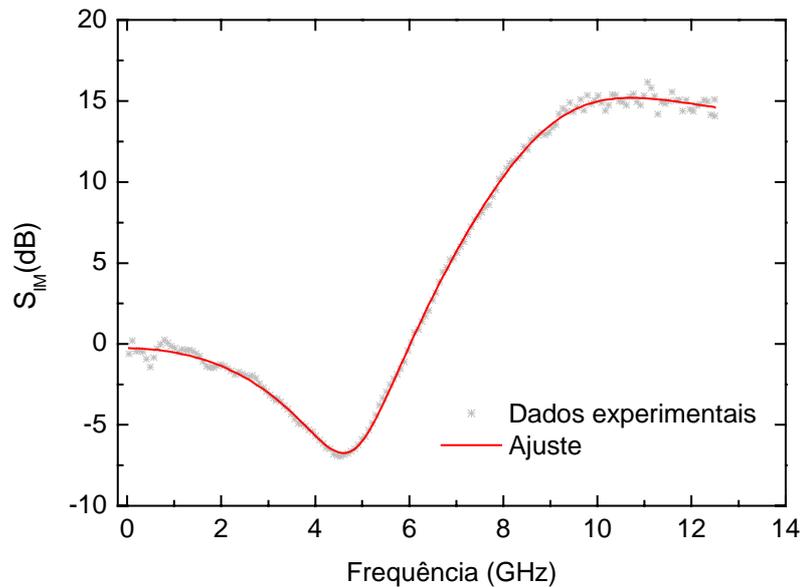


Figura 3.6 - Subtracção das respostas em frequência IM medidas, e respectivo ajuste, para as correntes de polarização de 25 mA e 15 mA

Este procedimento foi realizado para todas as respostas em frequência IM medidas. Como para cada uma das medidas se obtiveram valores de Y_0 e Z_0 diferentes (dentro de um intervalo inferior a 5 % dos valores médios), foram calculados os valores médios de Y_0 e Z_0 e repetidos os ajustes considerando-se estes dois parâmetros como fixos. Todos os parâmetros ajustados têm um erro associado inferior a 1 %. Na tabela 3.1 encontram-se os valores obtidos para cada corrente de polarização, bem como a potência óptica à saída do laser.

Na figura 3.7 mostra-se a variação da taxa de decaimento das oscilações de relaxação, em função do quadrado da frequência de ressonância. O ajuste destes dados à expressão (3.15) permite obter respectivamente para o tempo médio de vida dos portadores e para a constante K universal os valores de $9.8976 \times 10^{-10} \pm 6.124 \times 10^{-11}$ s e $4.3173 \times 10^{-10} \pm 2.124 \times 10^{-11}$ s.

Tabela 3.1 – Valores obtidos a partir do ajuste da subtracção das respostas em frequência IM para diversas correntes de polarização. São, ainda, mostrados os valores da potência óptica à saída do laser.

Parâmetro	Corrente de polarização (mA)					
	15	20	25	30	35	40
P(mW)	0.318	0.791	1.231	1.700	2.111	2.542
$Y (\times 10^{10} \text{ s}^{-1})$		2.246	3.154	4.284	5.237	6.135
$Z (\times 10^{21} \text{ s}^{-2})$		2.266	3.5670	4.787	5.923	7.339
$Y_0 (\times 10^{10} \text{ s}^{-1})$	1.234					
$Z_0 (\times 10^{21} \text{ s}^{-2})$	0.941					

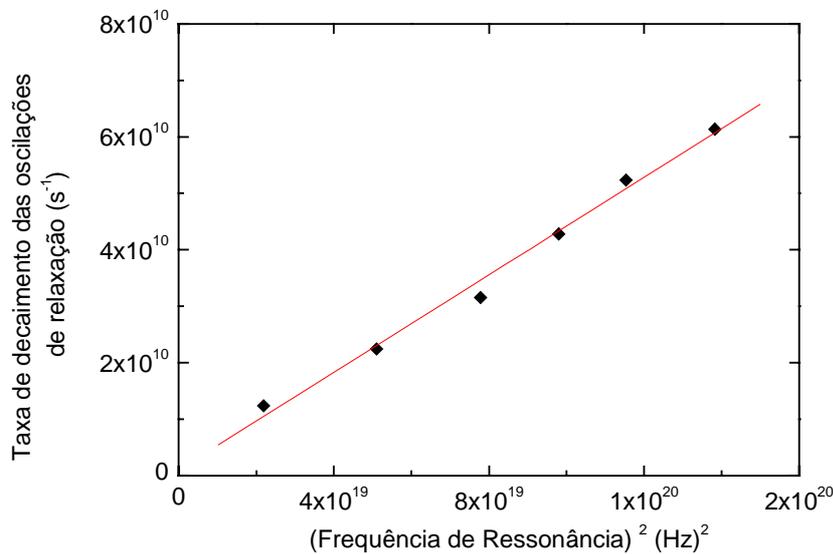


Figura 3.7 – Taxa de decaimento das oscilações de relaxação em função do quadrado da frequência de ressonância. Os pontos são dados experimentais e a recta é o respectivo ajuste à expressão (3.15).

O factor de emissão espontânea influencia, principalmente, o ruído do laser. Como tal, o factor de emissão espontânea será posteriormente determinado através da medida do RIN. Inicialmente, o valor de β_s utilizado na determinação dos restantes parâmetros foi de 3.4×10^{-5} . Este valor é bastante próximo do valor real posteriormente determinado.

Para cada corrente de polarização existem três parâmetros (Y , Z e P) que podem ser determinados pelas expressões (3.12), (3.13) e (3.4). Os valores medidos experimentalmente para a corrente de limiar e para o parâmetro K podem, também, ser respectivamente ajustados às expressões (3.8) e (3.16). Tal, resulta num total de 20

expressões, para os diversos valores de corrente de polarização. Os parâmetros que aparecem nas equações de taxa a obter a partir do ajuste são cinco (N_{th} , τ_p , τ_n , ε e g_0), mais os valores do número de portadores e de fótons para cada corrente de polarização, o que resulta num total de 17 parâmetros.

No ajuste foi definida uma função soma dos erros quadrados entre os valores medidos experimentalmente e os valores obtidos pelas expressões analíticas. A utilização de um algoritmo *Nelder-Mead simplex* permite minimizar, simultaneamente para todas as expressões, o erro quadrático entre os valores medidos e os calculados. De referir que a utilização de um sistema de 20 equações permite obter de forma unívoca o valor das 17 variáveis. O erro quadrático das expressões ajustadas após 50 000 interações é de 2.53 %. Na tabela 3.2 encontram-se os valores estimados para os parâmetros das equações de taxa obtidos no processo de minimização. A consistência destes valores é comprovada pela insensibilidade dos resultados, em relação aos parâmetros iniciais utilizados, mesmo quando estes diferem em várias ordens de grandeza. Foram, ainda, obtidos os valores do número de portadores e do número de fótons para cada valor de corrente de polarização. Estes resultados encontram-se na tabela 3.3.

Tabela 3.2 – Valores obtidos para os parâmetros das equações de taxa.

Parâmetro	$g_0 (\times 10^4 \text{s}^{-1})$	$\tau_p (\times 10^{-12} \text{s})$	$\varepsilon (\times 10^{-7})$	$N_{th} (\times 10^7)$	η
Valor estimado	5.0215	5.5387	2.6064	6.9437	0.1208

Tabela 3.3 - Valores obtidos para o número de fótons e de portadores.

Parâmetro	Corrente de polarização (mA)					
	15	20	25	30	35	40
Valor estimado N ($\times 10^7$)	7.3114	7.3370	7.3630	7.3852	7.4053	7.4340
Valor estimado S ($\times 10^5$)	1.0972	2.7480	4.3680	6.0889	7.6417	9.4723

O ruído produzido pelo laser depende do factor de emissão espontânea. Assim, pode-se a partir do espectro do RIN determinar o parâmetro β_s . O RIN é definido como a razão (ou diferença em unidade logarítmicas) entre a potência do sinal e a densidade espectral de potência de ruído do laser. O espectro de ruído produzido pelo sinal do laser

em CW, a funcionar com uma corrente de polarização de 15 mA, foi medido num analisador de espectros eléctrico, com uma resolução de 100 kHz [19,20]. Após a correcção da resolução do analisador de espectros, obteve-se para o máximo da densidade espectral de potência do RIN um valor de -124 dB/Hz. Este valor ocorre para uma frequência de 5.245 GHz. O espectro obtido foi ajustado à expressão (3.17), após a substituição dos parâmetros atrás determinados. Na figura 3.8 encontra-se o espectro do RIN medido experimentalmente e o ajuste à referida expressão (3.17). O valor estimado para β_s foi de 3.4710×10^{-5} , o qual se encontra bastante próximo do valor utilizado inicialmente na extracção dos restantes parâmetros.

A substituição do tempo médio de vida dos portadores pela expressão (3.10) permite contabilizar o efeito da temperatura na resposta *dc* do laser. Assim, a resposta *dc* teórica obtida com a expressão (3.7), foi ajustada aos dados experimentais. Deste ajuste, resultaram os seguintes valores para o tempo médio de vida de referência dos portadores e para a constante térmica: $1.2082 \times 10^{-9} \pm 4.9 \times 10^{-12}$ s e 5.6024 ± 0.0743 A⁻¹, respectivamente.

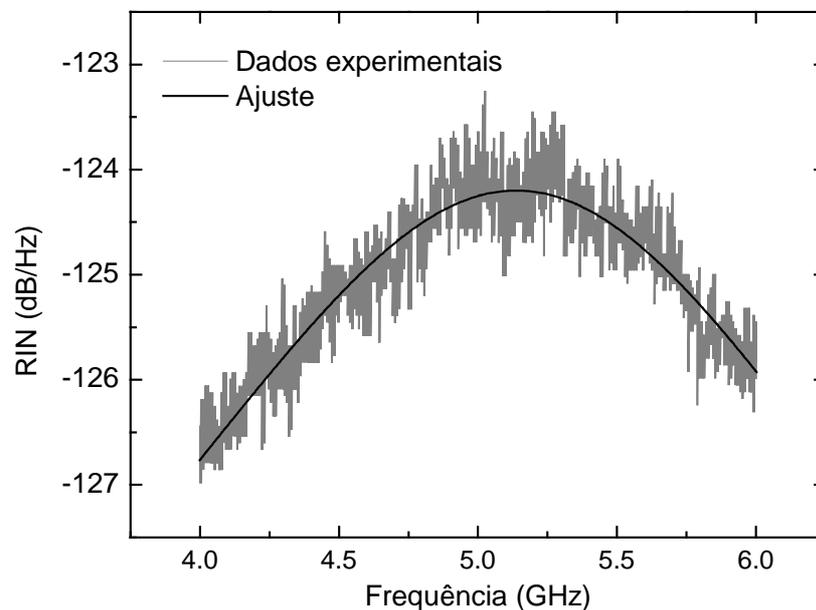


Figura 3.8 – Densidade espectral de potência do RIN e ajuste à expressão (3.17), para o laser a funcionar em CW, com uma corrente de polarização de 15 mA.

Finalmente, foi determinado o valor do factor de alargamento espectral, que relaciona a variação da fase do campo óptico com a sua amplitude [21]. Este foi medido através de um esquema idêntico ao utilizado na determinação da dispersão cromática da

fibra, só que neste caso, o laser foi modulado directamente com o sinal eléctrico sinusoidal. Assim, a partir da expressão (2.91) obtém-se o valor de 2.976 para a constante α_H .

Como foi referido anteriormente, a resposta em frequência IM medida para pequenos sinais, é constituída por duas componentes: uma componente devida à resposta em frequência IM intrínseca da junção semiconductor e outra proveniente da ligação eléctrica entre o semiconductor e o exterior do mesmo. Esta última componente, $H_{Parasitas}$, considerada independente da corrente de polarização, pode ser modelizada como um filtro RC, com uma função transferência de um pólo, dada por [17]:

$$H_{Parasitas}(f, f_c) = \frac{f_c}{f_c + j \cdot f} \quad (3.20)$$

onde f_c é a frequência de corte do filtro medida a -3 dB.

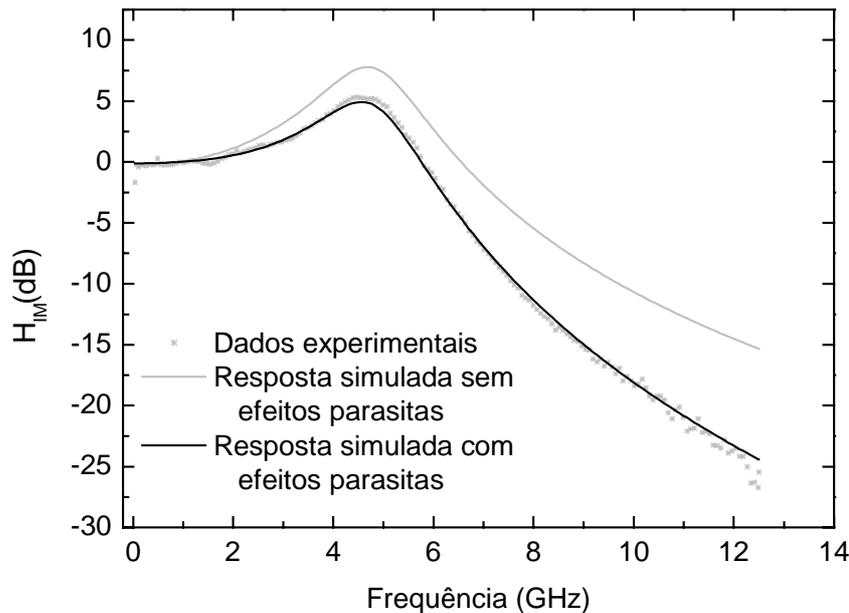


Figura 3.9 – Resposta em frequência IM para uma corrente de polarização de 15 mA. Dados experimentais e simulados contabilizando e não contabilizando os efeitos parasitas.

Subtraindo (em unidade logarítmicas) a resposta em frequência IM medida experimentalmente à resposta em frequência da junção semiconductor calculada a partir dos parâmetros estimados é possível obter a resposta em frequência do filtro RC. Neste caso foram consideradas as respostas em frequência IM para uma corrente de 15 mA. O ajuste da resposta em frequência IM do filtro à expressão (3.20), permite a obtenção do valor de 4.5867 GHz para a frequência de corte.

Nas figuras 3.9 e 3.10 encontra-se respectivamente para as correntes de polarização de 15 mA e 20 mA, os valores das respostas em frequência IM experimentais e calculados analiticamente com e sem os efeitos parasitas.

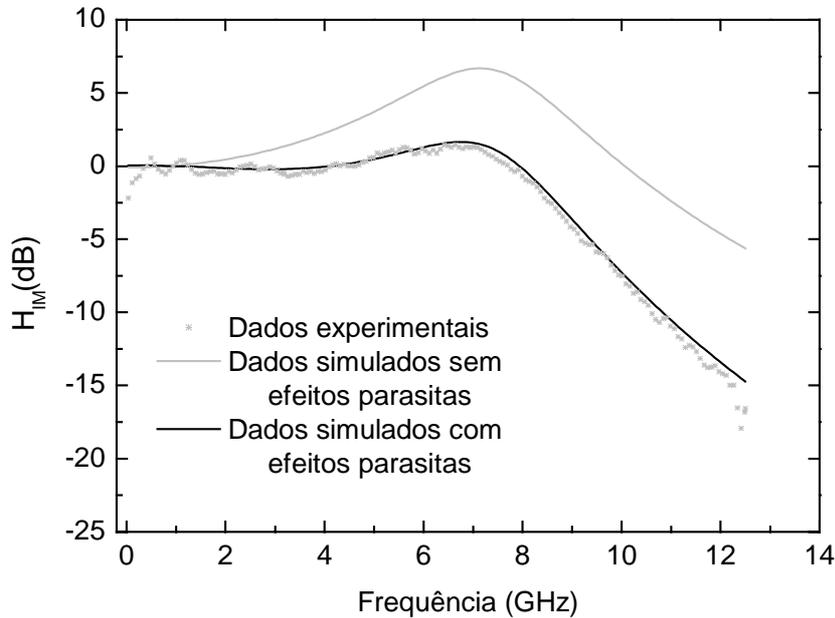


Figura 3.10 – Resposta em frequência IM para uma corrente de polarização de 20 mA. Dados experimentais e simulados contabilizando e não contabilizando os efeitos parasitas.

Para uma corrente de 15 mA, tal como seria de esperar a resposta em frequência IM simulada com efeitos parasitas coincide com os dados experimentais. Para as restantes correntes de polarização, os dados experimentais são, também, coincidentes com os valores da resposta simulada com efeitos parasitas, o que confirma a independência da resposta em frequência dos efeitos parasitas com a corrente de polarização.

3.2.3. Simulação

Os resultados experimentais são comparados com resultados simulados. Para tal, as equações de taxa, expressões (3.1), (3.2) e (3.3), foram resolvidas numericamente, utilizando um método de *Range-Kutta* através do pacote *Simulink* incluído no *Matlab* ©.

Na figura 3.11 encontram-se os dados obtidos numericamente para a potência óptica, número de portadores e desvio da frequência instantânea do campo óptico, em

função da corrente de polarização com uma frequência de 500 MHz e um *duty-cycle* de 40 %.

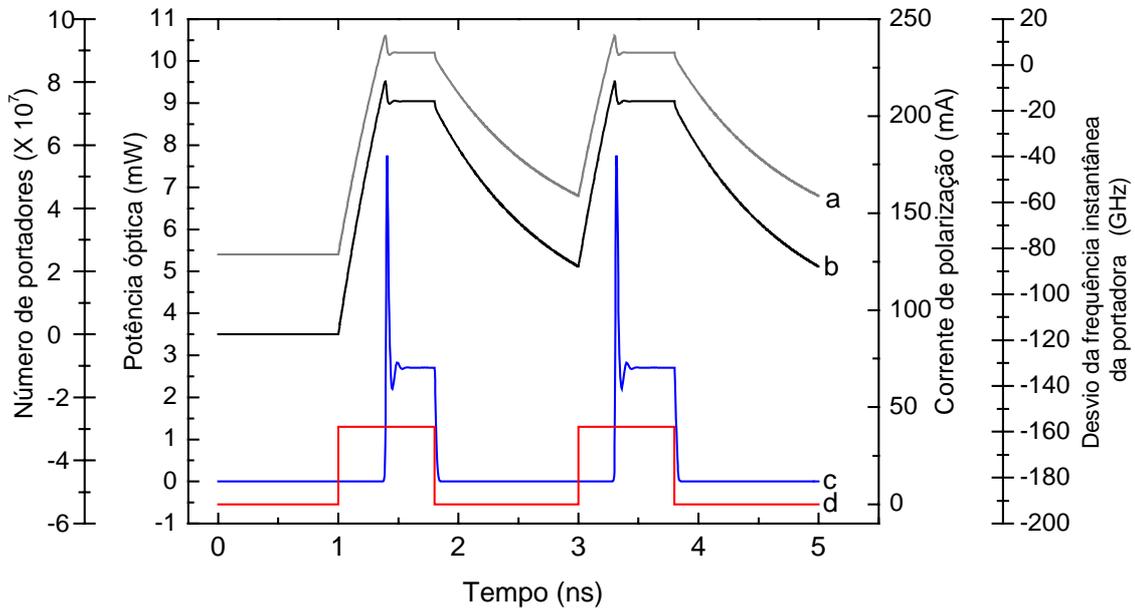


Figura 3.11 – As curvas a), b) e c) traduzem respectivamente o desvio da frequência instantânea da portadora óptica, o número de portadores e a potência óptica em função da corrente de polarização (curva d).

O desvio da frequência instantânea do campo óptico Δf_i , está relacionado com a fase deste por:

$$\Delta f_i = 2 \cdot \pi \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.21)$$

É possível verificar o rápido crescimento do número de portadores e fótons e o aparecimento de oscilações de relaxação, como resultado da rápida comutação da corrente de polarização entre os valores de 0 mA e 40 mA.

Na figura 3.12, mostra-se a resposta *dc* simulada do laser com e sem o recurso à correcção dos efeitos térmicos, expressão (3.10). Estes dados são comparados com os dados experimentais. Mais uma vez, se demonstra que os dados da simulação, considerando os efeitos térmicos, descrevem os dados experimentais.

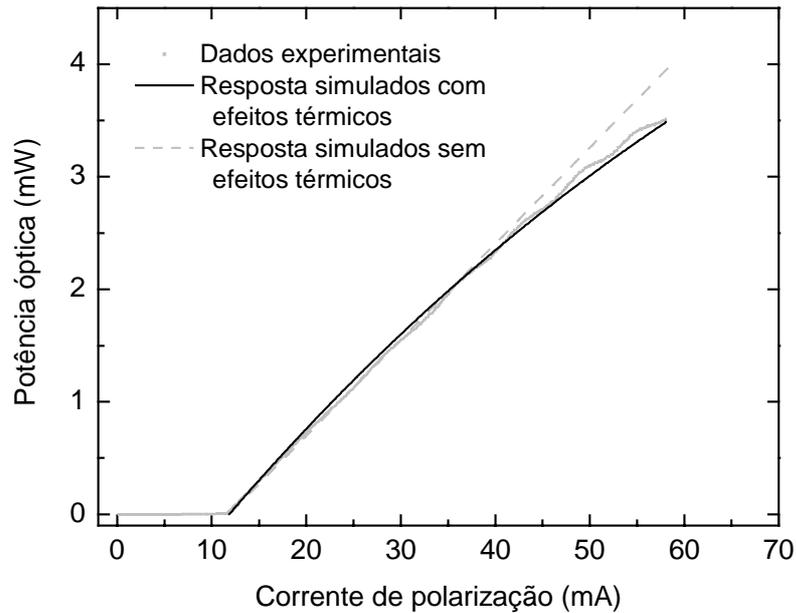


Figura 3.12 – Resposta *dc* do laser. Dados experimentais e simulados contabilizando o efeito térmico e não contabilizando esse efeito.

Seguidamente, a resposta do laser *ac* foi determinada experimentalmente com uma corrente de polarização de 15 mA, à qual foi adicionada um sinal de modulação de 300 MHz. O sinal de modulação foi, também, registado e utilizado como sinal de modulação na simulação. Na figura 3.13 comparam-se os valores da potência óptica, medidos experimentalmente e obtidos numericamente, bem como a corrente eléctrica total (corrente de polarização e de modulação) injectada no laser.

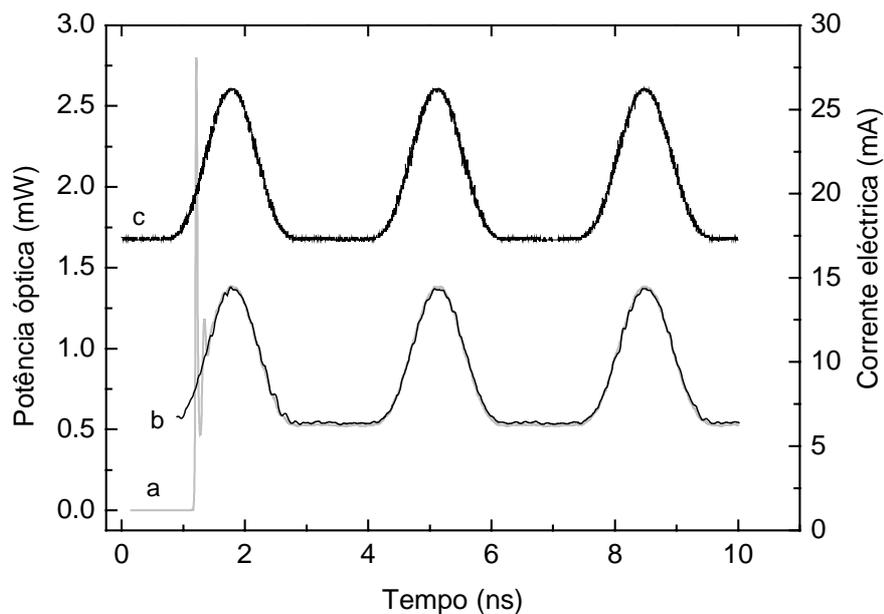


Figura 3.13 – Resposta *ac* do laser, dados: a) simulados, b) experimentais e c) corrente eléctrica injectada.

Pode-se observar a perfeita concordância entre os dados experimentais e os resultados numéricos. Nestes últimos, é visível a resposta transitória originada pelo arranque do laser, que obviamente não é observável nos dados laboratoriais.

O procedimento utilizado na extração dos parâmetros do laser e os resultados numéricos obtidos até este ponto foram realizados considerando o funcionamento do laser no regime de pequenos sinais, ou seja, o laser tem um comportamento linear e os impulsos ópticos gerados reproduzem os impulsos eléctricos utilizados para modular o laser. O critério usualmente utilizado para definir o regime de funcionamento do laser é o índice de modulação, dado por:

$$m = \frac{|I_m|}{I_0 - I_{th}} \quad (3.22)$$

sendo $|I_m|$ a amplitude do sinal de modulação e I_0 a corrente média de polarização. No regime de pequenos sinais, temos que $m < 1$. De referir que na figura 3.13 o índice de modulação é de 0.44. Quando o valor do índice de modulação é superior ou igual a 1, encontramos-nos no regime de grandes sinais onde o comportamento do laser é não linear, e os impulsos ópticos não reproduzem o sinal eléctrico de modulação. Neste caso, devido à comutação rápida da corrente em cada ciclo, observa-se um rápido incremento do número de fótons na cavidade e uma consequente saturação do ganho. Esta saturação resulta no aparecimento das oscilações de relaxação em cada ciclo, tal como se verifica nos resultados da figura 3.11.

Após a comparação entre os resultados da simulação e os resultados experimentais, para o regime de pequenos sinais, o mesmo foi verificado para o regime de grandes sinais. Para tal, um sinal puramente sinusoidal com uma frequência de 2.5 GHz e uma amplitude em torno de zero de 20 mA foi injectado no laser, que se encontra polarizado com uma corrente de 25 mA. Neste caso, o índice de modulação é de 1.51. Na figura 3.14 comparam-se os resultados experimentais e simulados, sendo a concordância entre os dois elevada.

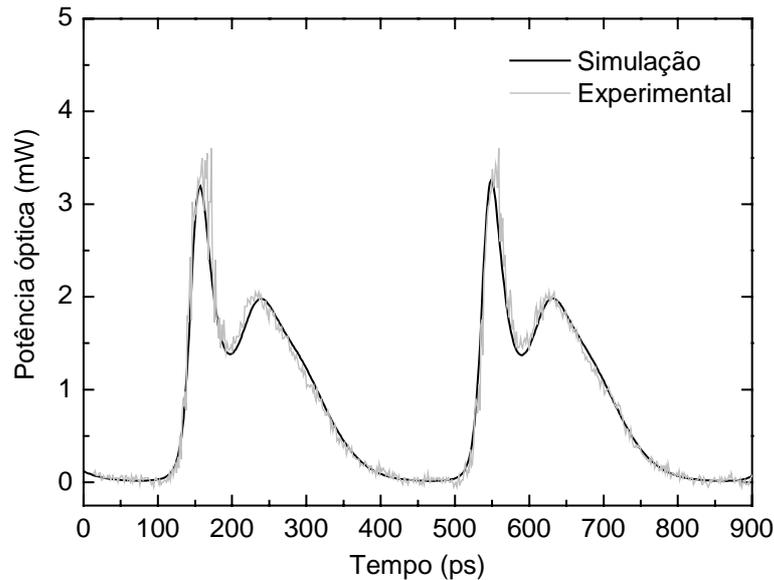


Figura 3.14 – Resultados experimentais e simulados para a resposta *ac* do laser para grandes sinais.

Por último, verificou-se a concordância entre os resultados para o desvio da frequência instantânea do sinal da portadora óptica do laser modulado, usualmente designado como *chirp* e dado pela expressão (3.3). Esta expressão dá-nos o *chirp* resultante da variação do número de portadores na cavidade e o desvio adiabático de frequência da portadora correspondente a uma determinada corrente de polarização [22]. O sinal óptico proveniente do laser modulado com uma frequência de 300 MHz (nas condições idênticas à da figura 3.13) é injectado num modulador electro-óptico do tipo Mach-Zehnder. Quando este se encontra polarizado fora de um extremo local da sua função transferência, qualquer desvio na frequência instantânea do sinal óptico origina uma variação da intensidade à saída do modulador. Assim, a aquisição resolvida no tempo de uma sequência de impulsos com o modulador polarizado na curva ascendente $V_+(t)$, e na curva descendente $V_-(t)$, permite determinar as componentes moduladas em amplitude $V_{AM}(t)$, e em frequência $V_{FM}(t)$, da sequência de impulsos, através de :

$$V_{AM}(t) = \frac{V_+(t) + V_-(t)}{2} \quad (3.23)$$

$$V_{FM}(t) = \frac{V_+(t) - V_-(t)}{2} \quad (3.24)$$

Considerando que o desvio de frequência instantânea dos impulsos é inferior a $\frac{1}{4}$ do intervalo espectral livre FSR, do modulador, é possível calcular esse desvio através de [23]:

$$\Delta f_i = \frac{FSR \cdot \text{Arcsin}\left(\frac{V_{FM}(t)}{V_{AM}(t)}\right)}{2 \cdot \pi} \quad (3.25)$$

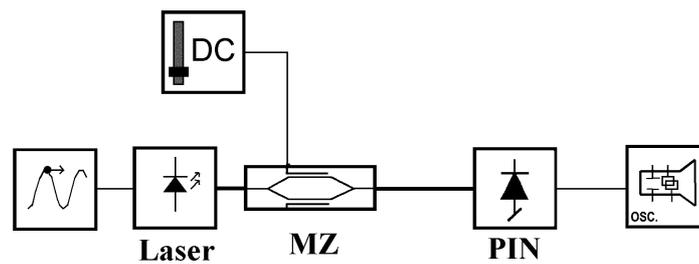


Figura 3.15 – Esquema utilizado para medir o *chirp*.

A figura 3.15 mostra o esquema da montagem utilizada para medir o *chirp* do sinal. Na figura 3.16 faz-se a comparação entre os dados experimentais e os resultados simulados. Pode-se afirmar que, de uma forma geral, os dados da simulação concordam com os experimentais.

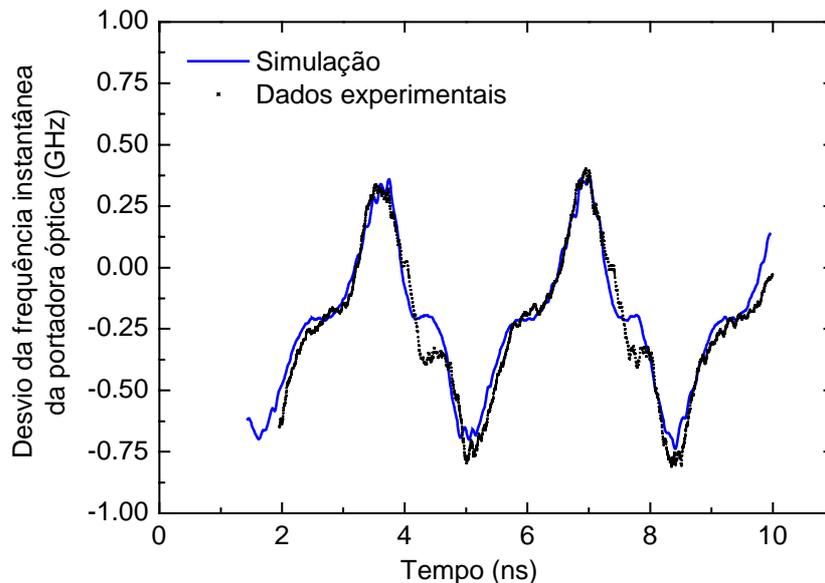


Figura 3.16 – Resultados experimentais e simulados para o *chirp* do laser.

De referir que a precisão da medição experimental é dependente da precisão com que se consegue polarizar o modulador, exactamente no mesmo ponto da curva descendente e da curva ascendente. Neste caso, essa polarização foi realizada com um erro de $\approx 5\%$. Outro método mais preciso para a medição do desvio da frequência instantânea da portadora, consiste na análise espectral do sinal à saída do modulador, também, modulado [24,25]. Para finalizar, os parâmetros estimados para o laser semiconductor encontram-se resumidos na tabela 3.4.

Tabela 3.4 – Parâmetros estimados para o laser semiconductor.

Designação	Constante	Valor	Unidade
Ganho diferencial	$g_{po} (\times 10^4)$	5.0215	s^{-1}
Tempo médio de vida dos fótons	$\tau_p (\times 10^{-12})$	5.5387	s
Factor de compressão do ganho	$\varepsilon (\times 10^{-7})$	2.6064	-
Número de portadores no limiar	$N_{th} (\times 10^7)$	6.9437	-
Eficiência quântica	η	0.1208	-
Tempo médio de vida dos portadores	$\tau_n (\times 10^{-10})$	9.8976	s
Tempo médio de vida dos portadores de referência	$\tau_{n0} (\times 10^{-9})$	1.2082	s
Constante térmica	K_t	5.6024	A^{-1}
Factor de emissão espontânea	$\beta_s (\times 10^{-5})$	3.4710	-
Factor de alargamento espectral	α_H	2.976	-
Frequência de corte do efeito parasitas	f_c	4.5867	GHz
Corrente de limiar de referência	I_{th0}	40.3	mA
Temperatura de referência	T_r	53	K

Nesta secção, foram analisadas as características dos lasers semicondutores. Na maioria dos sistemas actuais de comunicações ópticas, os lasers semicondutores funcionam em modo CW, sendo a informação a transmitir adicionada num modulador de intensidade que se encontra a jusante do laser. No entanto, existem vários processos e técnicas não lineares que permitem operar um laser em modo pulsado e gerar impulsos ópticos curtos para determinadas aplicações especiais. Entre estas técnicas, destacam-se a comutação do ganho (*gain-switching*), a comutação do factor de qualidade da cavidade (*Q-switching*), o sincronismo dos modos ópticos da cavidade (*mode-locking*) e o bloqueio por injeção

(*injection-locking*) [26-28]. O estudo destes modos de funcionamento pulsados não foi aprofundado por não se enquadrarem no âmbito deste trabalho. No entanto, a figura 3.14 mostra o início da geração de impulsos ópticos curtos, através da técnica de comutação do ganho. Foi demonstrado laboratorialmente que, neste caso, é possível obter impulsos com larguras de 30 ps a partir de sinais eléctricos sinusoidais, com uma frequência de 2.5 GHz [29,30]

3.3. Moduladores electro-ópticos

A transmissão de informação em fibras ópticas é realizada utilizando, na maioria das situações, uma técnica IM-DD (intensidade modulada – detecção directa), onde as sequências digitais de símbolos lógicos “1” e “0” são codificadas com níveis de potência respectivamente elevados e baixos. A codificação de informação é predominantemente feita utilizando um formato de não retorno a zero (NRZ), isto é, o nível lógico do bit a transmitir permanece constante durante todo o período do bit.

O aumento do ritmo de transmissão dos sistemas de comunicações ópticas determinaram a necessidade de utilização de moduladores de intensidade externos. Como foi referido anteriormente, a modulação directa do laser tem implícita, também, uma modulação da frequência instantânea da portadora óptica. Este facto, conjugado com a dispersão cromática da fibra, limita o desempenho do sistema. Os moduladores electro-ópticos têm a vantagem de providenciar a largura de banda necessária para a modulação de informação a elevados ritmos e de permitirem, simultaneamente, a possibilidade de minimização dos efeitos degradantes da dispersão cromática.

O Niobato de Lítio (LiNbO_3) é o material de substrato mais utilizado no fabrico de moduladores electro-ópticos, devido ao seu elevado coeficiente eletro-óptico (o que permite utilizar baixas tensões de modulação) e à transparência óptica na região espectral em torno de 1550 nm [31]. Este material na sua forma cristalina é, usualmente, crescido pelo método de Czochralski [32].

As bolachas assim obtidas podem ser cortadas segundo qualquer uma das três direcções axiais do cristal, tendo em conta a aplicação que se pretende. As situações mais

usuais são as de bolachas cortadas segundo a direcção \hat{x} , que permitem o fabrico de moduladores com larguras de banda maiores e onde se pode controlar mais eficientemente o *chirp*. A utilização de bolachas cortadas segundo a direcção \hat{z} , permite fabricar moduladores que requerem menores tensões de modulação [32]. A componente mais elevada do tensor electro-óptico é a r_{33} [7], tal implica que a utilização de bolachas com diferentes direcções de corte requiera a utilização de geometrias adequadas para os eléctrodos. Para aumentar a eficiência do modulador, o campo eléctrico da portadora óptica e o campo eléctrico modulante devem estar ambos sobre a direcção \hat{z} . Nestas condições, o sinal óptico tem uma polarização designada como TE se o cristal for cortado segundo \hat{x} e uma polarização designada como TM se o cristal for cortado segundo \hat{z} .

Os guias de onda, usualmente de Titânio, são implantados por difusão térmica no substrato de Niobato de Lítio [33]. Os eléctrodos são depositados sobre uma camada de separação, usualmente de Óxido de Silício, colocada sobre o cristal e com a função de aumentar a concordância entre a velocidade do sinal óptico no guia de onda e do sinal eléctrico modulante no eléctrodo. Esta camada permite, também, aumentar a impedância de entrada do modulador e adaptá-la à impedância do circuito eléctrico de modulação [34].

Do ponto de vista estrutural, os moduladores externos electro-ópticos são baseados em interferómetros do tipo Mach-Zehnder (MZ). O modulador MZ comum consiste num divisor de potência óptica de entrada, dois braços nos quais se pode modular a fase através de eléctrodos independentes (*dual-drive*) e um acoplador de potência óptica de saída. Se a diferença de fase entre os sinais nos dois braços for tal que exista interferência construtiva entre eles, estes são acoplados no guia de onda de saída. Se a diferença de fase for tal que exista interferência destrutiva, os sinais são desviados para modos de propagação não guiados, não sendo transmitida potência óptica [7].

3.3.1. Caracterização do modulador

A figura 3.17 mostra a fotografia do modulador electro-óptico tipo Mach-Zehnder (*Lucent* modelo x2623C) com uma largura de banda de 12.5 GHz e que foi caracterizado experimentalmente. Nesta fotografia são visíveis os acopladores eléctricos do sinal de polarização (*bias-tee*), utilizados para adicionar a tensão de polarização.

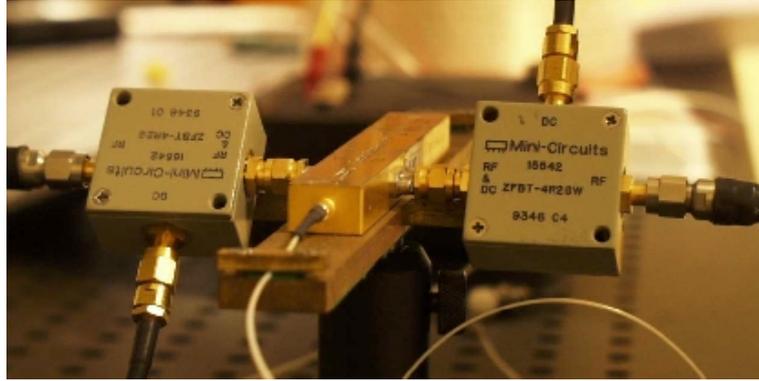


Figura 3.17 – Fotografia do modulador tipo MZ caracterizado experimentalmente.

Considerando um modulador electro-óptico do tipo MZ, baseado num guia de onda de Ti:LiNbO₃, cortado segundo a direcção \hat{x} . A função transferência para baixas frequências, $H_{MZ}(t)$, do campo eléctrico da portadora óptica, assumindo que o seu estado de polarização é exclusivamente linear segundo TE, é dado por:

$$H_{MZ}(t) = L \cdot \cos\left(\frac{\phi_2(t) - \phi_1(t)}{2}\right) \cdot \exp\left(j \cdot \frac{\phi_2(t) + \phi_1(t)}{2}\right) + X \quad (3.26)$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 são as fases dos sinais ópticos em cada braço do modulador (identificados respectivamente por 1 e 2), que por sua vez dependem das tensões eléctricas de modulação aplicadas, da geometria dos eléctrodos e dos parâmetros físicos do guia de onda. As constantes L e X quantificam respectivamente as perdas totais do dispositivo e a diafonia entre a entrada e a saída. Esta última constante coloca um constrangimento ao valor máximo acessível para a razão de extinção do dispositivo, e é originada pela divisão não simétrica do sinal no acoplador de potência óptica de entrada e pela atenuação não uniformes nos dois braços [35]. A fase dos sinais ópticos em cada braço ϕ_i , é função da tensão aplicada, V_i ($i = 1$ ou 2) e é dada por [36]:

$$\phi_i(t) = \frac{\pi}{\lambda} \cdot n_e^3 \cdot r_{33} \cdot l \cdot \frac{V_i(t)}{d} \quad (3.27)$$

sendo n_e o índice de refração segundo o eixo extraordinário do guia de onda, λ o comprimento de onda do sinal óptico, d a distância entre eléctrodos, l o comprimento dos eléctrodos e r_{33} é o coeficiente electro-óptico relevante para esta geometria. Usualmente, os parâmetros físicos são agrupados numa constante V_{π} , que quantifica a tensão necessária

para deslocar a transmissividade do modulador entre um valor máximo e um valor mínimo. Os dois guias de onda que formam o modulador são geralmente assimétricos, o que origina uma diferença de fase inicial θ_i , entre as constantes de propagação. Rescrevendo a expressão (3.27), obtém-se:

$$\phi_i(t) = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_i(t)}{V_{\pi}} + \theta_i \quad (3.28)$$

O parâmetro α_H , que quantifica o desvio da frequência instantânea da portadora, ou *chirp* pode ser determinado por duas expressões diferentes. Uma expressão é obtida através da razão entre as amplitudes dos sinais de modulação aplicados aos dois eléctrodos [37,38], mas para sinais de modulação de elevada amplitude um resultado exacto só é obtido através da expressão (2.90) [39-41].

A razão de extinção ε_e definida como a razão entre os níveis de potência óptica média do símbolo lógico um, P_1 , e do símbolo lógico zero, P_0 , é representada, em unidades logarítmicas, por [42]:

$$\varepsilon_e = 10 \cdot \log\left(\frac{P_1}{P_0}\right) \quad (3.29)$$

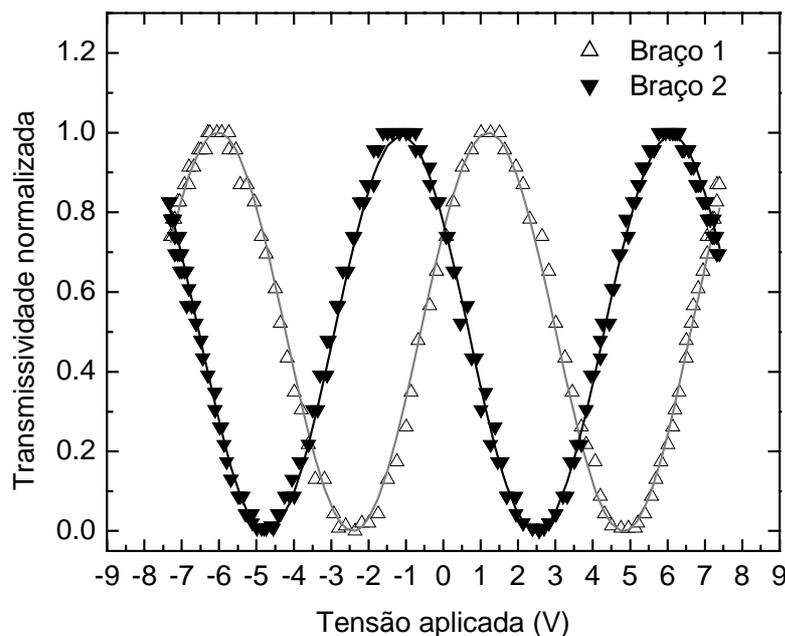


Figura 3.18 – Dados experimentais (símbolos) e resultantes do ajuste à expressão (3.26) (linhas) da resposta do modulador.

A figura 3.18 mostra a resposta do modulador à tensão de modulação, aplicada a cada um dos braços e o ajuste à expressão (3.26). A partir do ajuste, obtêm-se os seguintes valores: $V_{\pi 1} = 3.616$ V, $V_{\pi 2} = 3.609$ V, $\theta_1 = -0.52$ rad, $\theta_2 = 0.49$ rad. Os valores obtidos para o máximo da razão de extinção e para as perdas de inserção foram respectivamente de 22.8 dB e 4.2 dB. Partindo desses valores, dos parâmetros físicos do LiNbO3 ($n_e = 2.2$, $r_{33} = 30.8$ pm V⁻¹) e da geometria dos guias de onda ($d = 27$ μm, $l = 4.0$ cm), obtêm-se: $L = 0.6166$ e $X = 0.0724$. Foi seguidamente construído um modelo numérico que implementa a função transferência do modulador. Esse modelo, prevê, também a largura de banda limitada do dispositivo.

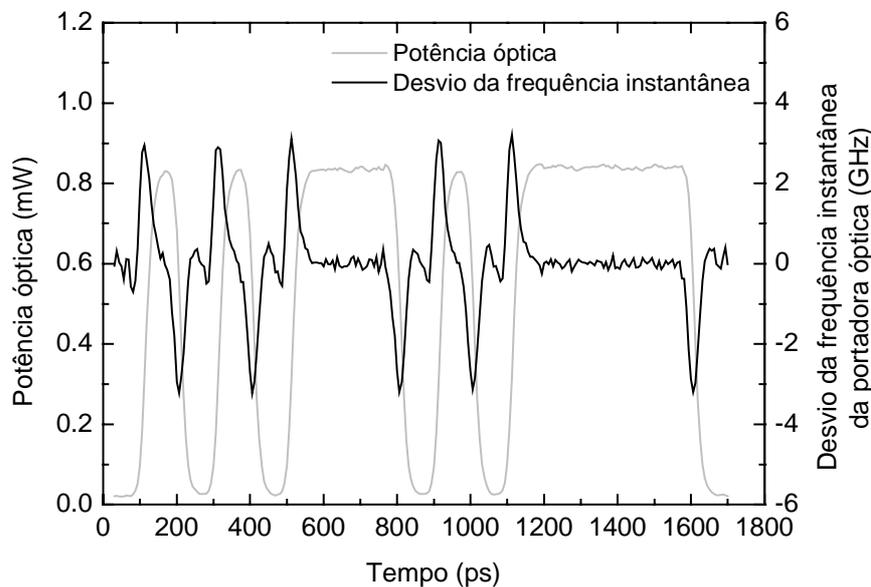


Figura 3.19 – Valores simulados para a potência óptica e desvio da frequência instantânea da portadora, obtidos através do modelo numérico para uma sequência aleatória de dados.

O modulador codifica o sinal CW proveniente de um laser DFB com um largura espectral de 20 MHz emitindo com um comprimento de onda de 1550 nm, com sequências pseudo aleatórias de bits (PRBS) de comprimento $2^{15}-1$ com um formato NRZ e um ritmo de transmissão de 10 Gbit/s. Os valores simulados para a potência óptica e para o desvio da frequência instantânea da portadora óptica, obtidos à saída do modulador para uma sequência de teste, encontram-se na figura 3.19. Neste caso, os valores para os parâmetros ϵ_e e α_H são respectivamente de 16.5 dB e 0.68.

Foram simulados os valores do parâmetro α_H e da razão de extinção, para vários valores da tensão de polarização aplicada ao braço 1 e para diferentes valores de amplitude

(pico a pico) do sinal de modulação aplicado a ambos os braços. O varrimento desses valores permite construir os gráficos de contornos apresentados nas figuras 3.20 e 3.21. Estes gráficos foram realizados utilizando sequências complementares de 4096 bits, moduladas a um ritmo de transmissão de 10 Gbit/s.

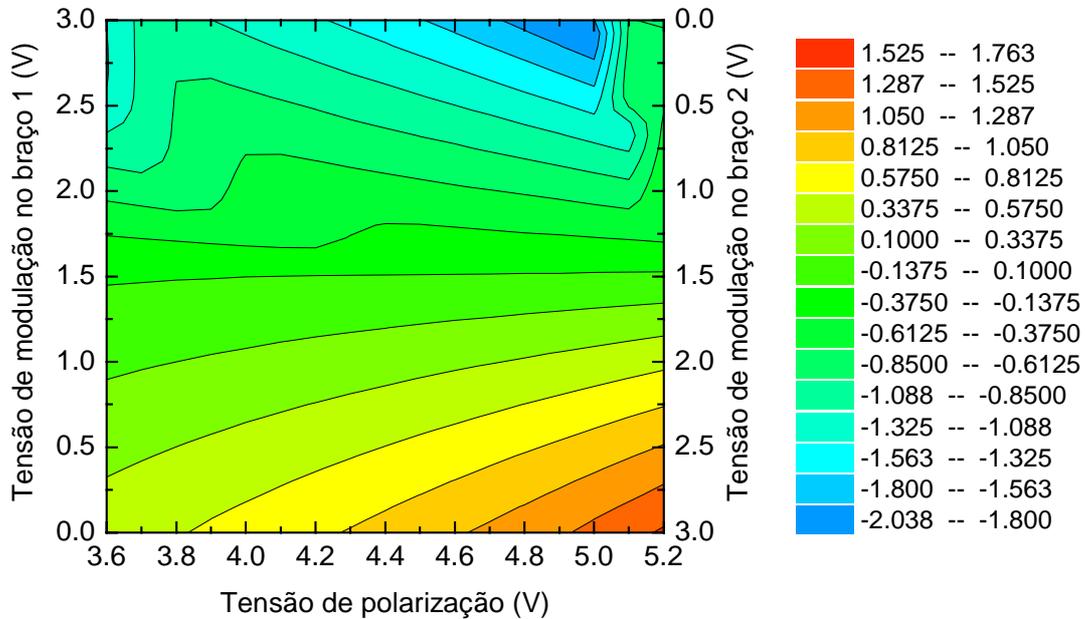


Figura 3.20 – Gráfico de contornos do parâmetro α_H em função da tensão de polarização e da amplitude das diferentes tensões de modulação.

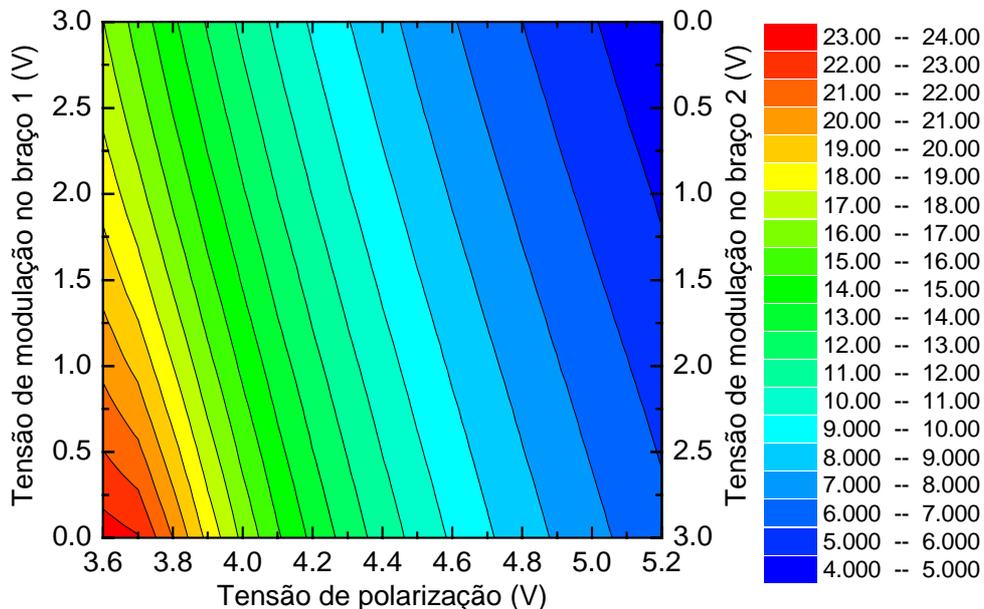


Figura 3.21 – Gráfico de contornos da razão de extinção em função da tensão de polarização e da amplitude das diferentes tensões de modulação.

A diferença entre as amplitudes das duas tensões de modulação foi fixa em 3 V e a tensão de polarização, aplicada ao braço 1, foi variada entre 3.6 V and 5.2 V. Nestas condições foram obtidos valores para o parâmetro α_H entre -2.0 e 1.7 e para a razão de extinção entre 4.0 dB e 24.0 dB.

É possível observar que o parâmetro α_H e a razão de extinção não são completamente independentes, devido ao carácter não ideal do modulador [35,43]. Através de uma escolha apropriada dos valores para a tensão de polarização e da amplitude das tensões de modulação é possível obter qualquer valor para estes dois parâmetros correlacionados.

3.3.2. Compensação da dispersão cromática

Desde a introdução dos amplificadores ópticos de fibra dopada com Érbio, a dispersão cromática tornou-se o principal factor limitativo do aumento da distância de propagação e dos ritmos de transmissão, em sistemas ponto a ponto. Várias técnicas têm sido sugeridas para reduzir a penalidade colocada pela dispersão cromática, através de, por exemplo, a utilização de moduladores de intensidade electro-ópticos a funcionarem com um *chirp* negativo e ajustável (técnica de pré-*chirping*) [44,45].

O esquema do sistema de transmissão simulado e posteriormente implementado experimentalmente encontra-se na figura 3.22, sendo constituído por um emissor baseado num modulador de intensidade, um receptor pré-amplificado e por 95 km de fibra óptica com dispersão padrão. A fibra tem uma dispersão cromática de $17 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ para um comprimento de onda de 1550 nm.

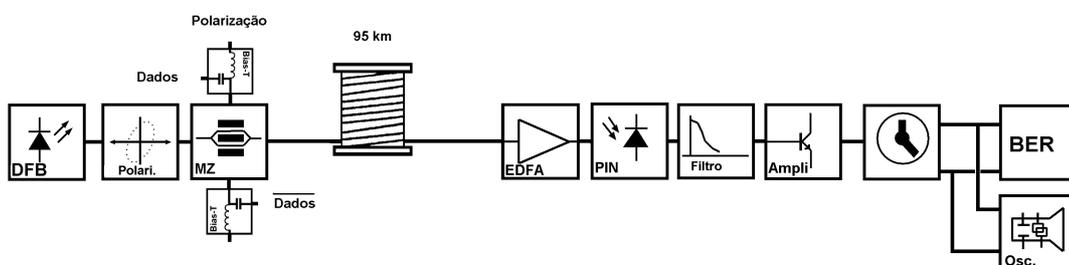


Figura 3.22 – Esquema do sistema de transmissão considerado

Na simulação, foram utilizados um total de 16384 bits e a potência óptica total à saída do emissor foi mantida sempre inferior a 3 dBm, para eliminar as contribuições dos efeitos não lineares da fibra. Desta forma, obtém-se o desempenho do sistema somente em função da razão de extinção e do *chirp* do sinal. O receptor é constituído por um pré-amplificador óptico de fibra dopada com Érbio, um fotodíodo, um filtro eléctrico passa baixo com uma frequência de corte de 7 GHz, um amplificador eléctrico com controlo automático de ganho e por uma unidade de recuperação do sinal de relógio. A sensibilidade do receptor é de -27 dBm para uma taxa de erro do bit de 10^{-9} . Durante a simulação, a potência óptica à entrada do receptor foi mantida constante num valor de -20 dBm.

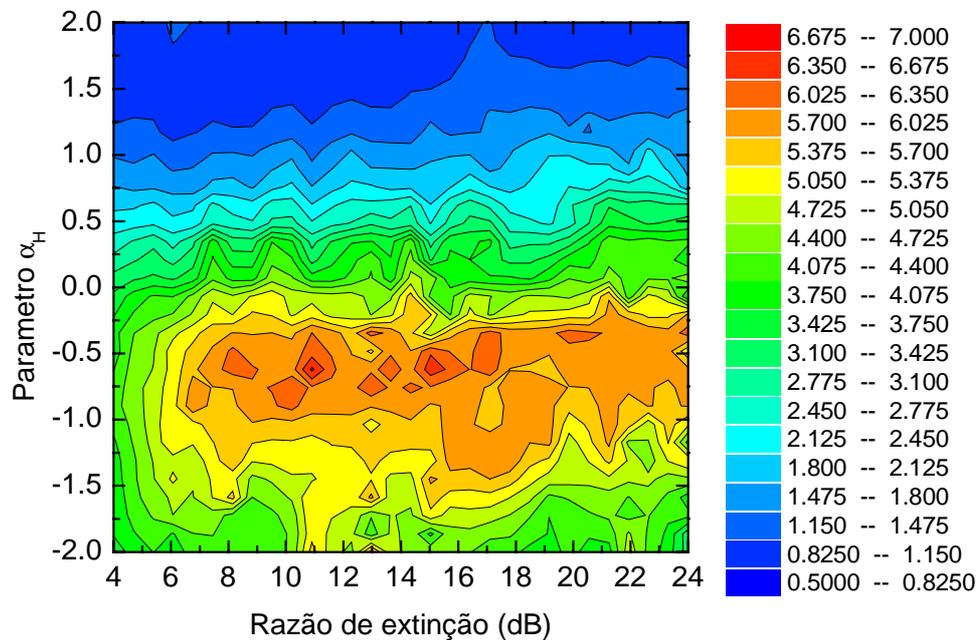


Figura 3.23 – Factor Q medido no receptor em função da razão de extinção e do parâmetro α_H no emissor.

Foi verificada a dependência do desempenho do sistema com o parâmetro α_H e com a razão de extinção. Para tal, avaliou-se a taxa de erro do bit (BER) para um nível e um instante de decisão óptimos. Considerando uma aproximação gaussiana, a relação sinal ruído do sinal eléctrico, ou factor Q , pode ser estimada a partir da taxa de erro do bit recorrendo à expressão (7.8) [46]. A figura 3.23 mostra o factor Q , obtido para o sistema após propagação em 95 km de fibra a um ritmo de transmissão de 10 Gbit/s e em função da razão de extinção e do parâmetro α_H do sinal óptico à saída do emissor. Como esperado, o desempenho do sistema degrada-se para valores de α_H positivos, quando comparado com

valores negativos, devido ao alargamento temporal dos impulsos induzidos pela dispersão cromática da fibra e do *chirp*. A variação da razão de extinção também afecta significativamente o desempenho do sistema, principalmente na região negativa de *chirp*.

Para um valor da razão de extinção de 11.0 dB e um parâmetro α_H igual a -0.538 , existe um máximo para o valor do factor Q . O desempenho do sistema de transmissão com baixos valores da razão de extinção e valores negativos do parâmetro α_H é superior ao desempenho com valores elevados da razão de extinção, independentemente do valor do parâmetro α_H . Isto pode ser explicado porque para baixos valores da razão de extinção, o *chirp* está distribuído temporalmente, devido aos maiores tempos de subida e descida, quando comparados com a região com uma elevada razão de extinção. Impulsos ópticos com baixa razão de extinção sofrem menos os efeitos da dispersão, devido à distribuição espectral mais estreita, provocada pelos tempos de transição mais longos [47,48]. O parâmetro α_H e a razão de extinção foram otimizados, para o sistema de 10 Gbit/s com 95 km, com os valores respectivamente de -0.538 e 11.0 dB. Esta optimização foi feita através do ajuste das tensões de modulação e de polarização aplicada aos dois eléctrodos do modulador.

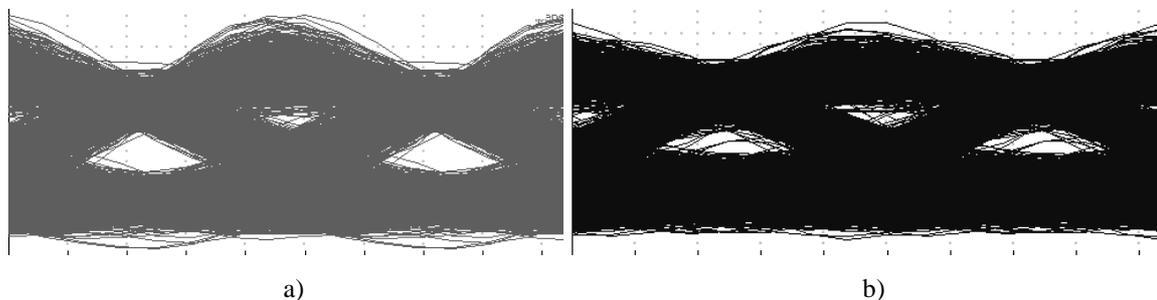


Figura 3.24 - Diagramas de olho simulados: a) Com compensação da dispersão e b) sem compensação da dispersão.

Nas figuras 3.24 a) e b) podem-se observar respectivamente os diagramas de olho do sinal no receptor com compensação de dispersão ($\alpha_H = -0.538$, $\epsilon_e = 11.0$ dB) e para um sistema sem compensação ($\alpha_H = 0.0$, $\epsilon_e = 18.0$ dB). A penalidade de potência para uma BER de 10^{-9} foi reduzida em 4.2 dB para o sistema com compensação de dispersão, quando comparado com o sistema sem compensação de dispersão. Verificou-se, assim, por simulação, que é possível melhorar o desempenho de um sistema de transmissão ponto a ponto limitado pela dispersão cromática da fibra, através de uma técnica de *pré-chirping*.

3.3.2.1. Verificação experimental

O sistema simulado foi implementado experimentalmente, de acordo com o esquema da figura 3.22. O sinal do laser DFB é introduzido no modulador, através de um controlador de polarização para garantir que o campo eléctrico do sinal óptico esteja polarizado exclusivamente no modo TE. O *chirp* e a razão de extinção foram sintonizados através do controlo dos sinais de modulação aplicados a ambos os braços do modulador e da tensão de polarização aplicada ao braço 1. Devido à inexistência no laboratório de geradores de sequência a operam a este ritmo de transmissão, foram utilizados 2 geradores de rádio-frequência a funcionarem em oposição de fase. A fibra de dispersão padrão utilizada tem uma dispersão e uma atenuação total respectivamente de 1615 ps nm^{-1} e 18.0 dB . Devido, também, à inexistência de detectores de erros para este ritmo de transmissão, a análise do desempenho do sistema foi feita qualitativamente através dos diagramas de olho.

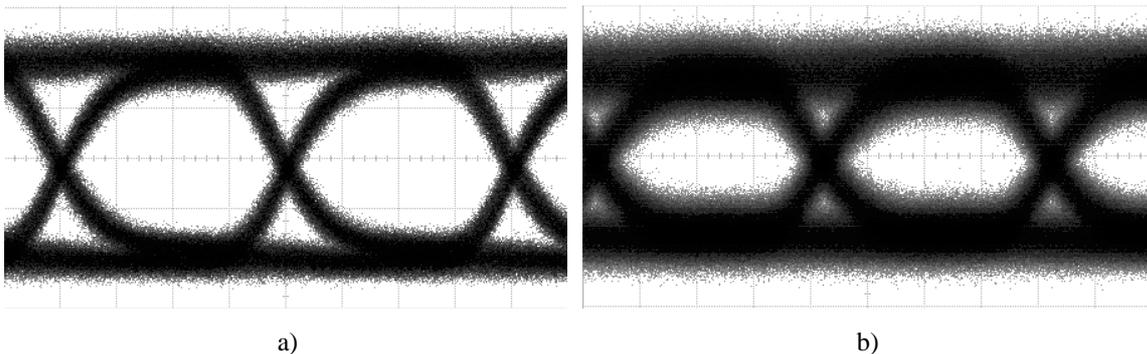


Figura 3.25 - Diagramas de olho medidos no receptor: a) com compensação da dispersão e b) sem compensação da dispersão.

O desempenho do sistema de transmissão foi analisado para os dois pontos de funcionamento descritos anteriormente. Nas figuras 3.25 a) e b) mostram-se os diagramas de olho dos sinais no receptor para esses pontos de funcionamento. Nestas figuras, pode-se verificar que os resultados experimentais descrevem o desempenho do sistema simulado e que é possível, através de técnicas de *pre-chirping*, compensar a dispersão cromática em sistemas ponto a ponto.

Uma das desvantagens dos moduladores electro-ópticos reside na sua sensibilidade à polarização do campo eléctrico da portadora óptica. Várias técnicas têm sido utilizadas na construção de moduladores MZ insensíveis à polarização, utilizando, por exemplo, uma colocação assimétrica dos eléctrodos eléctricos em relação aos guias de onda [49]. Têm

sido reportados, também, moduladores de intensidade semicondutores, usualmente, de MQW, baseados no efeito de electro-absorção que utilizam a alteração da energia de hiato em função de um campo eléctrico externo para modular o sinal óptico. Estes tipos de moduladores permitem ritmos de transmissão elevados [50-52] e têm a vantagem de poderem ser integrados na mesma pastilha semicondutora do laser.

3.4. Amplificador ópticos de fibra dopada com Érbio (EDFA)

A atenuação que os impulsos sofrem na fibra óptica é um dos mecanismos de degradação que limita a distância máxima de transmissão. Nas primeiras gerações de sistemas de comunicações ópticas e na maioria dos sistemas de transmissão a longa distância actualmente instalados, a amplificação dos sinais é realizada por repetidores optoelectrónicos, ou seja, envolvendo a conversão dos sinais ópticos para sinais eléctricos e, posteriormente, uma nova reconversão para o domínio óptico. Estes repetidores optoelectrónicos são projectados para operarem a um ritmo de transmissão específico e não permitem um alteração posterior desse mesmo ritmo de transmissão. Por outro lado os sistemas multicomprimento de onda requerem 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 [53].

A regeneração total de sinais, ou seja, amplificação 3R (reamplificação, reformatação e retemporização), para além de amplificar o nível de potência, regenera, também, a forma e a posição relativa dos impulsos dentro do intervalo temporal atribuído aos mesmos. Esta amplificação 3R é essencial em sistemas limitados pela dispersão cromática. Porém, os sistemas limitados pela atenuação, só requerem a amplificação do nível de potência dos impulsos (1R). Se a amplificação for realizada no domínio óptico, sem conversão para domínio eléctrico, apresenta vantagens adicionais, relativamente aos repetidores optoelectrónicos. A amplificação óptica inicialmente reportada em 1987, é independente dos ritmos de transmissão e tem uma elevada largura de banda óptica disponível [54]. Isto implica que os sistemas podem ser actualizados somente pela troca do equipamento terminal.

Esta situação levou ao desenvolvimento de amplificadores ópticos de fibra dopada com Érbio, conhecidos como EDFA, acrónimo da sua designação em inglês (*Erbium Doped Fiber Amplifier*). Para além das vantagens descritas, a amplificação completamente no domínio óptico apresenta, ainda, um menor consumo de energia, uma menor complexidade e uma maior flexibilidade quando comparada com a amplificação optoelectrónica.

Porém, há que referir, também as suas desvantagens. Os EDFAs só regeneram a potência óptica dos impulsos, não compensando portanto os efeitos da dispersão cromática, sendo por isso amplificadores classificados como 1R, em oposição aos regeneradores optoelectrónicos, classificados como 3R. Outra desvantagem do EDFA é o ruído óptico que é adicionado ao sinal amplificado numa elevada janela espectral.

3.4.1. Estrutura e princípios de funcionamento

No final da década de 1980, tornou-se evidente que a região espectral em torno de 1550 nm seria escolhida para a transmissão de informação em fibras ópticas. Devido à baixa atenuação que a fibra apresenta e ao desenvolvimento de fontes de radiação fiáveis nessa região espectral [55]. A procura de amplificadores ópticos, a funcionar nessa região espectral tornou-se um assunto de investigação e desenvolvimento. Após muitos trabalhos pioneiros, em 1989 a *AT&T* realizou os primeiros testes de campo com amplificação óptica em sistemas WDM. Em 1995, começaram a ser instalados de uma forma generalizada os primeiros EDFAs disponíveis comercialmente [54]. Finalmente, em 1996, foram instalados os primeiros sistemas submarinos com amplificação óptica, *TAT-12* e *TAT-13* [56].

Estudos espectroscópicos indicam que os átomos de Érbio podem ser utilizados como um sistema de 3 níveis apropriado para a amplificação óptica a 1550 nm. A figura 3.26 mostra um diagrama parcial dos níveis de energia dos átomos de Érbio (Er^{3+}), num hospedeiro vítreo [57]. O nível $^4\text{I}_{13/2}$ tem uma largura energética elevada, devido ao desdobramento provocado pela acção do campo cristalino em torno dos iões de Érbio. Estes níveis são metaestáveis e apresentam um tempo médio de vida elevado, tipicamente da ordem de alguns milisegundos. Os electrões nestes níveis, relaxam radiativamente para o estado $^4\text{I}_{15/2}$, emitindo fotões na região espectral entre 1520-1580 nm.

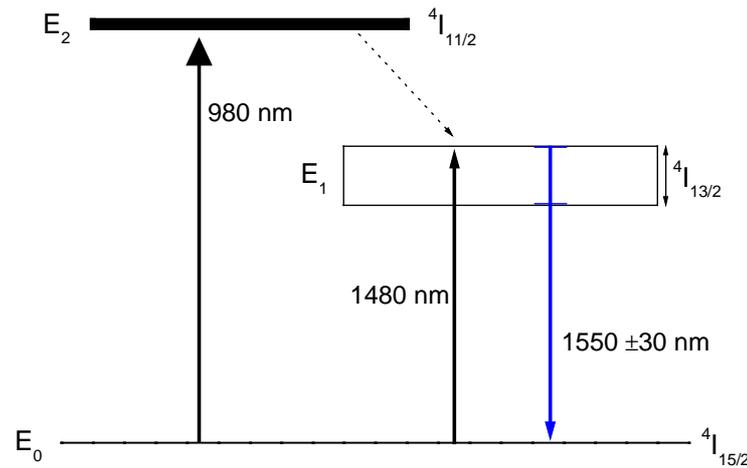


Figura 3.26 - Níveis de energia e diagramas de bombeamento da Sílica dopada com Érbio

A população do nível ${}^4I_{13/2}$ pode ser bombeada indirectamente a partir de fótons com um comprimento de onda de 980 nm ou directamente a partir de fótons com um comprimento de onda de 1480 nm. Os fótons a 980 nm são absorvidos pelo nível fundamental e os portadores realizam uma transição para o nível ${}^4I_{11/2}$. A transição não-radiativa de ${}^4I_{11/2}$ para ${}^4I_{13/2}$ ocorre muito rapidamente ($\approx 7 \mu\text{s}$) aumentando a população do nível metaestável ${}^4I_{13/2}$. Em alternativa, a utilização de um sinal a 1480 nm permite um bombeamento directo para o estado superior do nível ${}^4I_{13/2}$, ocorrendo uma rápida termalização para os níveis energéticos inferiores, tornando esta situação como um quasi-sistema de 3 níveis [58].

Os sistemas de 3 níveis requerem potências elevadas de bombeamento para se conseguir a inversão de população. A dopagem com Érbio do núcleo da fibra óptica permite um elevado confinamento e uma elevada sobreposição do sinal de bombeamento com a zona activa. Este facto associado a uma elevada densidade de potência do sinal de bombeamento, favorecem a inversão de população e o ganho óptico.

Na figura 3.27 encontra-se o esquema básico de um EDFA. O sinal de bombeamento é injectado, junto com o sinal a amplificar, através de um filtro/acoplador, na fibra dopada. Uma elevada percentagem da potência do sinal de bombeamento é absorvida ao longo da fibra dopada, originando inversão de população e amplificação do sinal de entrada. O restante sinal de bombeamento é removido no filtro/acoplador de saída. A existência de isoladores ópticos reduz a realimentação proveniente de sinal disperso a

jusante do EDFA, bem como a injeção de ruído de emissão espontânea para o circuito a montante do amplificador.

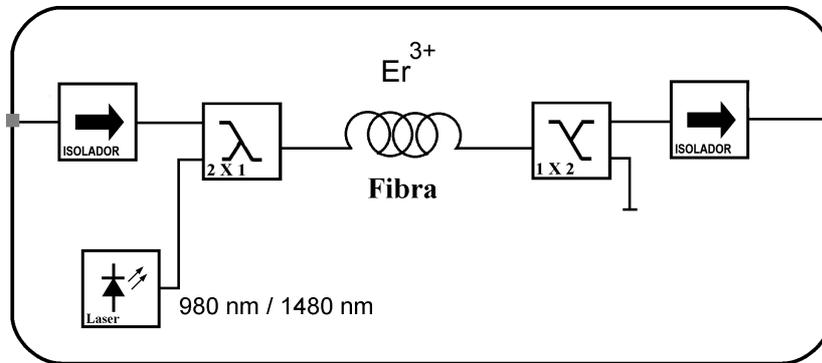


Figura 3.27 – Esquema interno de um EDFA.

As condições necessárias para ocorrer amplificação num EDFA podem ser descritas utilizando o diagrama de níveis de energia da figura 3.26. Os íões de Er^{3+} do núcleo da fibra são submetidos a uma radiação contínua (sinal de bombeamento) que induz transições interatômicas do nível E_0 para o nível E_2 , ao mesmo tempo em que ocorrem transições de E_2 para E_1 (decaimento não radiativo). Se as transições do nível E_2 para E_1 forem suficientemente rápidas, a população do nível E_1 aumenta em relação à do nível E_0 . A emissão espontânea de fótons, ocorre enquanto a população N_1 for menor do que a população N_0 , devido à transição do nível E_1 para o E_0 . Quando o bombeamento é suficiente para manter a população do nível N_1 superior à população do nível N_0 , predomina a emissão estimulada.

Se considerarmos que as populações nos níveis da duas bandas são distribuídos uniformemente e que são independentes da intensidade dos sinais, então o ganho para pequenos sinais (em unidades logarítmicas) de um fibra com comprimento l , desprezando as perdas internas, pode ser dado por [59]:

$$G_0 = 4.34 \cdot \gamma_0(\nu) \cdot l \quad (3.30)$$

onde γ_0 é o coeficiente de ganho para pequenos sinais:

$$\gamma_0(\nu) = \Gamma \cdot [\sigma_e(\nu) \cdot N_1 - \sigma_a(\nu) \cdot N_0] \quad (3.31)$$

sendo Γ o factor de confinamento que representa a sobreposição entre os átomos de Érbio e o modo de propagação na fibra do campo eléctrico do sinal óptico. Este factor tem valores típicos entre 0.35 e 0.64. Os parâmetros σ_e e σ_a são respectivamente as secções cruzadas da emissão estimulada e da absorção que podem ser relacionadas entre si pela relação de McCumber [60]:

$$\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) \cdot \exp\left[\frac{\varepsilon_t - h \cdot \nu}{K_B \cdot T}\right] \quad (3.32)$$

onde ε_t é a energia média da transição ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, T a temperatura absoluta e K_B a constante de Boltzaman.

As expressões anteriores mostram que o ganho para pequenos sinais cresce linearmente, em unidade logarítmicas, com a diferença entre o número de portadores nos dois níveis, ou seja, com a potência do sinal de bombeamento. Para pequenos valores de potência de bombeamento, a inversão de população é insuficiente para gerar ganho e o sinal é atenuado. À medida que a potência de bombeamento é incrementada, a inversão de população, também, aumenta, reduzindo a atenuação e levando o sistema para uma situação de transparência, onde o ganho iguala as perdas intrínsecas. A partir dessa potência, o ganho aumenta linearmente com a potência de bombeamento. Este modelo só pode ser aplicado se não existir vazamento do nível fundamental, o que ocorre para sinais de bombeamento intensos.

Numa situação em que o vazamento dos níveis ocorre, a expressão (3.30) deixa de ser válida para simular a propagação dos sinais dentro da fibra dopada. Assim, temos que recorrer às seguintes equações diferenciais acopladas:

$$\frac{dI_P}{dz} = \frac{(I_S^* + 1) \cdot \sigma_a \cdot N \cdot I_P}{1 + 2 \cdot I_S^* + I_P^*} \quad (3.33)$$

$$\frac{dI_S}{dz} = \frac{(I_P^* - 1) \cdot \sigma_e \cdot N \cdot I_S}{1 + 2 \cdot I_S^* + I_P^*} \quad (3.34)$$

onde I_P e I_S são respectivamente a intensidade do sinal de bombeamento e do sinal a ser amplificado. I_P^* e I_S^* são respectivamente as razões entre as intensidades descritas

anteriormente e a intensidade de saturação do sinal de bombeamento e N é o número total de portadores nos dois níveis de energia ($N_1 + N_0$).

O ruído em amplificadores ópticos é produzido por efeito de emissão espontânea dos iões de Er^{3+} na fibra dopada. O facto desses iões terem tempos médios de vida finitos no estado excitado (tipicamente 10 ms) faz com que parte dos iões decaia espontaneamente para o estado fundamental emitindo fotões. Estes fotões, ao contrário daqueles produzidos por emissão estimulada, não possuem características de coerência. Assim, esses fotões espontâneos acabam por gerar ruído que é também amplificado e adicionado ao sinal. Esse ruído de fundo é designado como emissão espontânea amplificada (ASE) e cuja potência é dada por:

$$P_{ASE} = \mu \cdot [G_0 - 1] \cdot h \cdot \nu \cdot d\nu = \rho_{ASE} \cdot d\nu \quad (3.35)$$

onde ρ_{ASE} é a densidade espectral de potência da ASE, que se propaga junto com o sinal a amplificar, sendo medida após ter atravessado um polarizador. É conveniente esta redução da ASE a um estado único de polarização, pois como será visto posteriormente, o termo principal na degradação do sinal é originado pelo batimento da ASE com o sinal. Assim, só as componentes da ASE com um estado de polarização paralelo ao do sinal irão contribuir com termos de batimento não nulos significativos. A densidade espectral de potência da ASE é função do ganho (em unidade lineares) e do factor de inversão de população μ :

$$\mu = \frac{N_1}{N_1 - N_0} \quad (3.36)$$

O sinal óptico à saída do amplificador óptico é composto por duas componentes: *i*) o sinal óptico amplificado propriamente dito e *ii*) a emissão espontânea amplificada. Devido ao seu carácter aleatório em relação à fase do sinal, a presença de ASE provoca interferência com o sinal óptico amplificado e mesmo entre as suas próprias componentes, produzindo um ruído adicional característico dos amplificadores ópticos. A emissão espontânea causa uma degradação da relação sinal/ruído (SNR) do sinal amplificado. Essa degradação é, usualmente, caracterizada através da figura de ruído NF , definida como:

$$NF = \frac{(SNR)_{entrada}}{(SNR)_{saída}} = 2 \cdot \mu \quad (3.37)$$

Esta expressão relaciona a relação sinal/ruído do sinal à entrada e à saída do amplificador. Daqui se conclui que a figura de ruído mínima para um EDFA ideal é de 2 (3 dB), assumindo uma inversão completa de população [61].

Convém evidenciar as diferenças práticas do bombeamento com 980 nm e com 1480 nm [56]: *i)* o bombeamento com 980 nm permite a obtenção, para elevadas potências de bombeamento, de um ganho maior do que o obtido com o bombeamento a 1480 nm, devido à incompleta inversão de população conseguida para um bombeamento de 1480 nm; *ii)* a potência de bombeamento requerida para a obtenção de transparência é menor para um bombeamento com 1480 nm do que com 980 nm, devido à maior eficiência quântica do primeiro; *iii)* a ASE produzida por um bombeamento a 980 nm é superior à criada por um bombeamento a 1480 nm, pois é maior a inversão de população obtida com 980 nm.

Há que considerar, também, dois esquemas de bombeamento, na direcção co-propagante e na direcção contra-propagante. O bombeamento co-propagante é preferencial para manter uma figura de ruído baixa, pois maximiza a inversão de população junto à entrada do sinal a amplificar. O bombeamento contra-propagante é mais favorável para manter uma potência óptica de saída elevada. É usual a utilização de um bombeamento híbrido, com 980 nm na direcção co-propagante e 1480 nm na direcção contra-propagante, aproveitando-se as vantagens de uma elevada inversão de população a 980 nm e uma elevada eficiência da inversão à saída. Assim, obtém-se um amplificador com baixo ruído e elevada potência óptica de saída.

Uma descrição rigorosa do funcionamento do EDFA, válida para todas as condições de funcionamento, só é conseguida com o recurso a equações diferenciais de taxa ou a modelos nelas baseados [62]. Usualmente, a simulação numérica de amplificadores é realizada segundo o ponto de vista do sistema, ou modelo da caixa preta, calculando-se o comportamento espectral do ganho e do ruído sem necessidade do conhecimento do meio activo ou dos parâmetros físicos [63,64].

3.4.2. Caracterização

Foi caracterizado um amplificador óptico comercial (*Photonetics* modelo BT13) com um laser de bombeamento de 980 nm e uma potência óptica de saturação de 13 dBm.

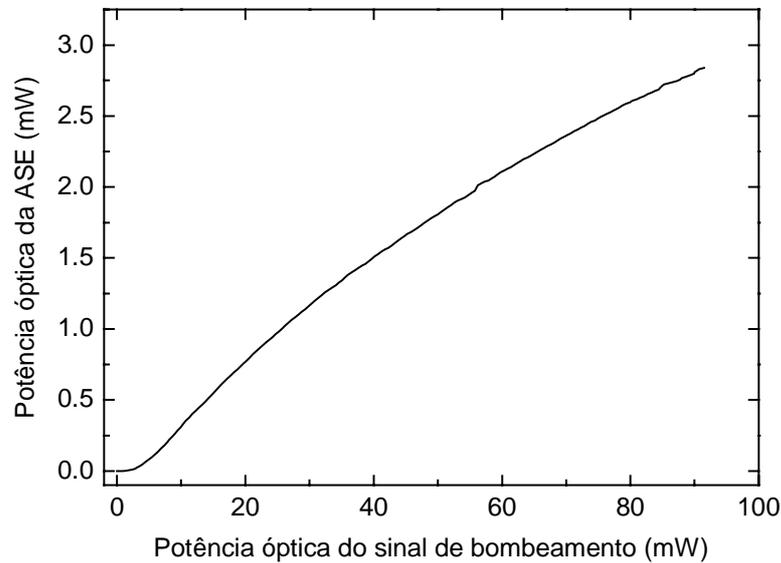


Figura 3.28 – Potência óptica da ASE medida à saída do amplificador em função da potência óptica do sinal de bombeamento.

Começou-se por caracterizar o ruído de emissão espontânea. Na figura 3.28 encontra-se a potência óptica integrada ao longo de toda a largura espectral da ASE, medida à saída do amplificador em função da potência óptica do sinal de bombeamento.

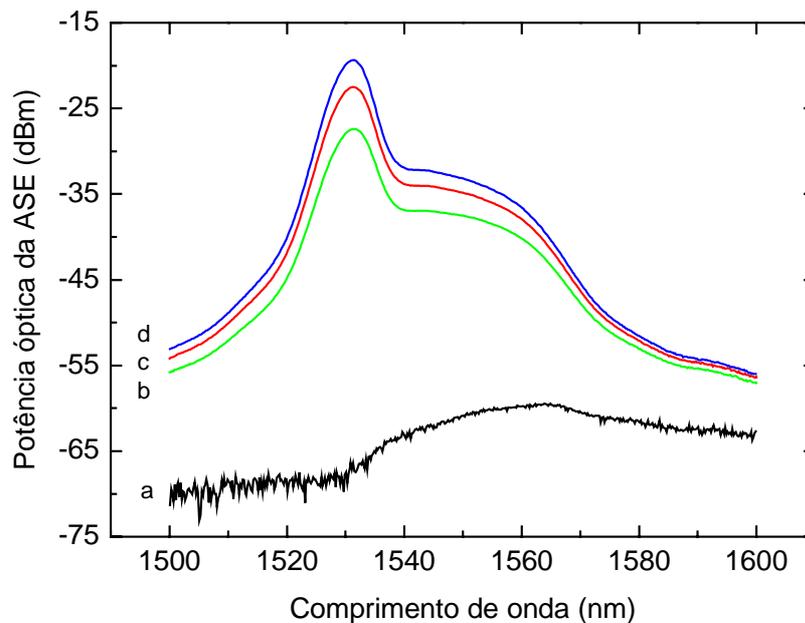


Figura 3.29 – Espectro óptico da ASE medido à saída do amplificador para vários valores da potência óptica do sinal de bombeamento: a) 1.1 mW, b) 15.8 mW, c) 40.1 mW e d) 90.0 mW.

Na figura 3.29 mostra-se o espectro da ASE, medido com uma resolução de 0.1 nm, para vários valores de potência óptica de bombeamento. Nesta figura é visível a evolução da forma espectral da ASE, principalmente a dependência do comprimento de onda do pico correspondente ao máximo de potência, com as condições de inversão de população, em resultado da variação dos efeitos combinados das secções cruzadas de absorção e de emissão [65].

Foi introduzido no amplificador o ruído de ASE proveniente de um segundo EDFA [66]. A medição do espectro à saída do EDFA de teste, para vários valores da potência óptica do sinal de bombeamento, permite calcular o espectro do ganho para pequenos sinais que se mostra na figura 3.30 [67]. Para potências ópticas do sinal de bombeamento superiores a 2.0 mW, a situação de transparência foi ultrapassada e obtém-se ganho numa região espectral superior a 40 nm. De referir que a partir dos dados da figura 3.30 e utilizando as expressões (3.30, 3.31 e 3.32) é possível calcular as secções cruzadas do EDFA, desde que se tenha conhecimento das características físicas da fibra dopada (Γ e l), o que não é o presente caso.

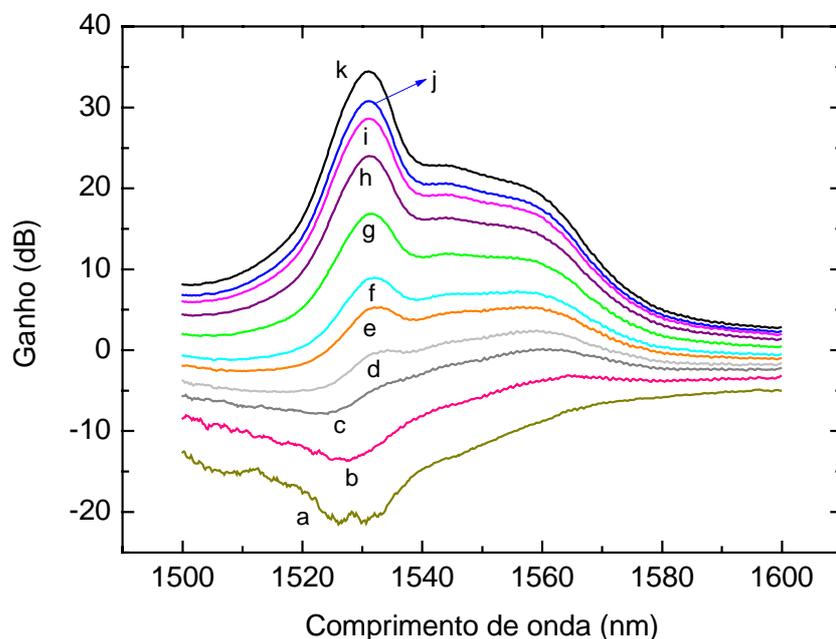


Figura 3.30 – Espectro do ganho para pequenos sinais e para vários valores da potência óptica de bombeamento: a) 0.4 mW, b) 0.6 mW, c) 1.0 mW, d) 2.0 mW, e) 2.5 mW, f) 3.0 mW, g) 5.0 mW, h) 10.0 mW, i) 20.0 mW, j) 30.0 mW e k) 70.0 mW.

Seguidamente, utilizou-se um OSA com uma resolução de 0.1 nm, para medir o ganho de um sinal CW a 1540 nm proveniente de um laser DFB [68].

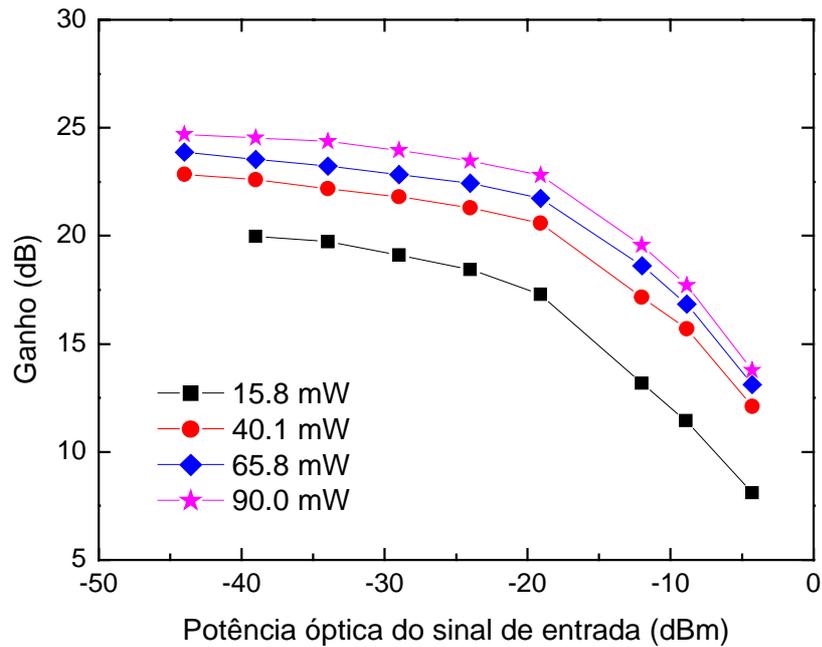


Figura 3.31 – Ganho em função da potência óptica do sinal de entrada e para vários valores da potência óptica do sinal de bombeamento. As linhas são guias visuais.

As figuras 3.31 e 3.32 mostram respectivamente a variação do ganho e da potência óptica do sinal de saída do amplificador em função da potência óptica do sinal de entrada no amplificador e para diversos valores da potência óptica do sinal de bombeamento.

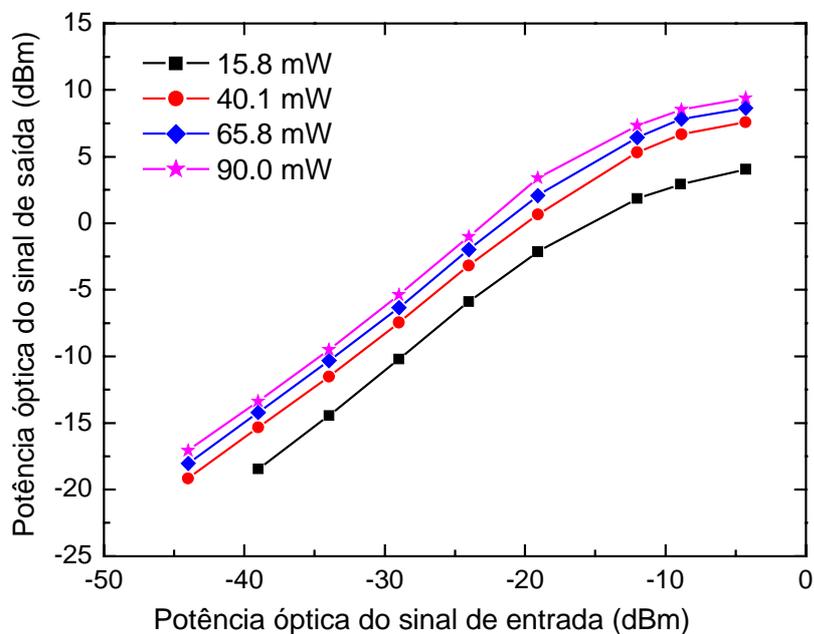


Figura 3.32 – Potência óptica do sinal de saída em função da potência óptica do sinal de entrada e para vários valores da potência óptica do sinal de bombeamento. As linhas são guias visuais.

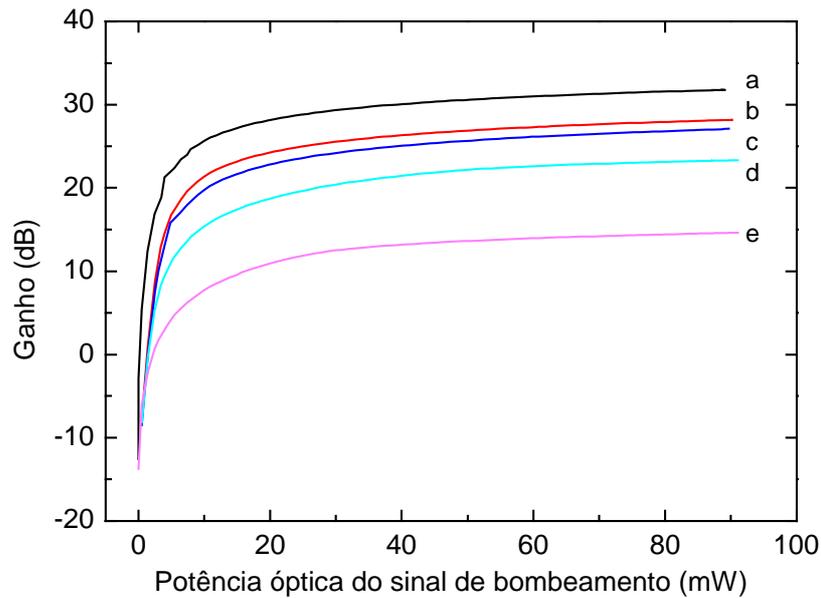


Figura 3.33 – Ganho em função da potência óptica do sinal de bombeamento e para vários valores da potência óptica do sinal de entrada: a) -44 dBm, b) -34 dBm, c) -24 dBm, d) -14 dBm e e) -4 dBm.

Nestas figuras observa-se o efeito da saturação do ganho do amplificador. Uma figura de mérito do funcionamento do amplificador é a dependência do ganho com a potência óptica do sinal de bombeamento. Na figura 3.33 mostra-se essa dependência para vários valores da potência óptica do sinal de entrada com um comprimento de onda de 1530 nm.

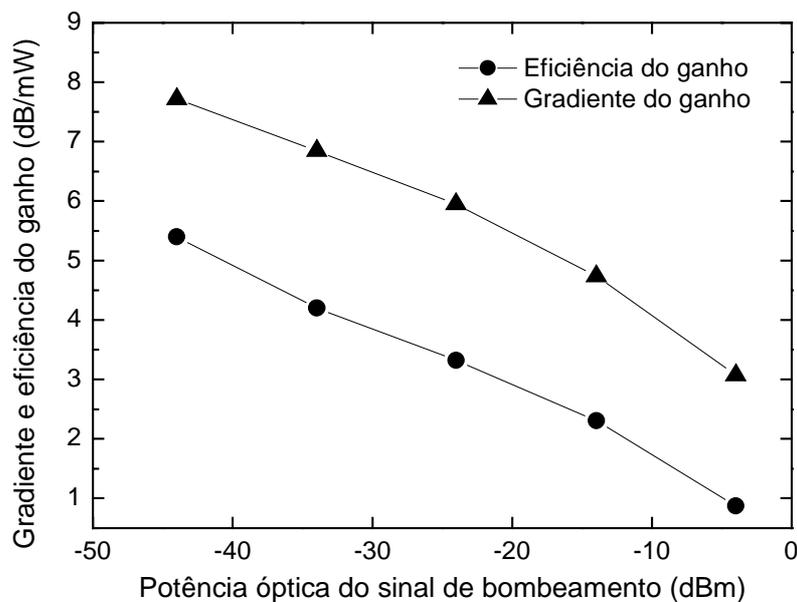


Figura 3.34 – Gradiente e eficiência do ganho em função da potência óptica do sinal de bombeamento. As linhas são guias visuais.

Os parâmetros normalmente utilizados para descrever a figura de mérito do amplificador são o gradiente do ganho, obtido pelo declive das curvas da figura 3.33 antes da ocorrência da saturação e a eficiência do ganho, determinado pelo declive máximo da tangente à curva do ganho que passa pela origem [68]. Na figura 3.34 mostra-se a evolução desses dois parâmetros em função da potência óptica do sinal de bombeamento.

A figura de ruído do amplificador foi medida utilizando um método de subtração da fonte [68-71]. A figura 3.35 mostra a figura de ruído, em unidades logarítmicas, do amplificador para um sinal de entrada a 1540 nm. À medida que a potência óptica do sinal de entrada aumenta acima do valor de saturação, a inversão de população sofre um vazamento, logo o parâmetro de inversão de população, bem como a figura de ruído, aumentam. Neste gráfico não é visível, devido à baixa resolução do varrimento, a depressão do valor da figura de ruído antes do crescimento exponencial. Esta depressão é originado pela competição entre o sinal e o ruído que se propaga na direcção contra-propagante, resultando no aumento do ganho do sinal e na diminuição da potência óptica da ASE, logo a figura de ruído diminui. A partir desse ponto de potências intermédias (~ de -10 dBm a -20 dBm) a figura de ruído aumenta exponencialmente com a potência óptica do sinal de entrada, devido à saturação do amplificador [56].

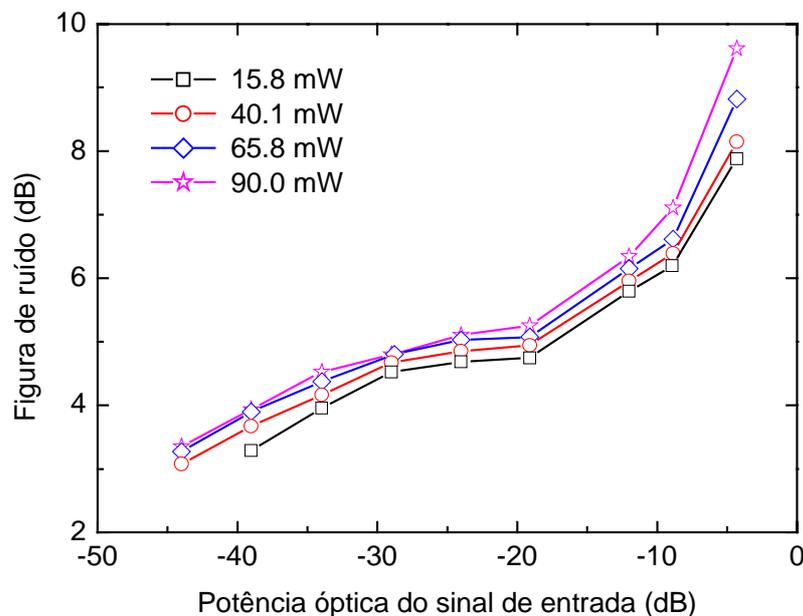


Figura 3.35 – Figura de ruído em função da potência óptica do sinal de entrada e para vários valores de potência óptica do sinal de bombeamento. As linhas são guias visuais.

Vários tópicos relacionados com EDFAs continuam a ser estudados, actualmente. Como por exemplo, o alargamento da janela espectral que torne possível o aumento do número de canais a amplificar e a equalização do espectro do ganho que permita a utilização de toda a largura de banda para amplificação.

O espectro óptico é, usualmente, dividido em diferentes bandas, centradas em torno de 1550 nm. Essas bandas são definidas da seguinte forma: *S+* (1450 nm – 1480 nm), *S-* (1480nm – 1530 nm), *C* (1530 nm – 1570 nm), *L-* (1570 nm – 1610 nm), *L+* (1610 nm – 1650 nm). Os amplificadores existentes actualmente que funcionam na banda *C* estão a atingir a saturação, surgindo a necessidade de expandir a janela de amplificação. Apareceram soluções que permitem a expansão para as restantes bandas atrás descritas, sendo possível obter amplificadores na banda *L*, através da utilização de amplificadores onde se aplica uma amplificação com baixa inversão média de população mas distribuída ao longo de grandes comprimentos de fibra dopada [72]; ou pela dopagem com Érbio de outros hospedeiros vítreos, para além da Sílica [73]. Para compensar o ganho não equalizado têm sido utilizadas várias técnicas desde a co-dopagem das fibras dopadas com Érbio, com outros elementos químicos [74] ou a utilização de filtros ópticos, nomeadamente redes de Bragg gravadas em fibra [75] e redes de Bragg de período longo [76,77].

3.5. Receptor óptico

Um receptor óptico converte o sinal óptico de entrada num sinal eléctrico com a informação transmitida. Num sistema digital de comunicações ópticas de intensidade modulada e detecção directa, o receptor é, usualmente, constituído por vários blocos básicos: um amplificador óptico utilizado como pré-amplificador, filtro óptico, fotodetector, amplificador eléctrico de transimpedância que amplifica o sinal gerado pelo fotodetector, filtro eléctrico de equalização, circuito de recuperação do sinal de relógio e circuito de decisão.

O primeiro estágio constituído pelo amplificador e um filtro óptico é responsável pela amplificação do sinal incidente e pela remoção das componentes espectrais de ruído fora da banda ocupada pelo sinal. O segundo estágio é constituído pelo fotodetector que

converte o sinal óptico para o domínio eléctrico e gera um sinal eléctrico proporcional à potência óptica incidente. O terceiro estágio engloba o amplificador eléctrico, o filtro equalizador e o circuito de recuperação de relógio. Este estágio tem a função de reformatar a forma dos impulsos, compensando a distorção realizada sobre os mesmo pelos efeitos de transmissão, recuperando um sinal de relógio síncrono com o sinal de dados. Finalmente, o quarto estágio é o circuito de decisão, responsável por recuperar a informação digital transportada pelo sinal.

3.5.1. Fotodetector

Os fotodetectores são fabricados a partir de materiais semicondutores, onde os fótons incidentes são absorvidos por electrões na banda de valência que ao adquirem energia são excitados para a banda de condução, deixando uma lacuna na banda de valência. A potência óptica absorvida P_{Abs} , por uma pastilha de material semiconductor com uma espessura x , é dada por:

$$P_{Abs}(x) = P_{Ent} \cdot (1 - e^{-\alpha_0 \cdot x}) \quad (3.38)$$

sendo P_{Ent} a potência incidente e α_0 o coeficiente de absorção do material. Usualmente, existe uma camada antireflectora sobre a superfície do material semiconductor o que permite desprezar o coeficiente de reflexão entre o semiconductor e o ar ou entre o semiconductor e a Sílica da fibra. A eficiência quântica, η , definida como a razão entre a taxa de geração de electrões e a taxa de incidência de fótons, é dada por [7]:

$$\eta = \frac{P_{Abs} \cdot \xi}{P_{Ent}} = (1 - e^{-\alpha_0 \cdot x}) \cdot \xi \quad (3.39)$$

Devido à recombinação dos portadores, só uma fracção ξ dos pares electrão – lacuna contribuem para a fotocorrente. No entanto, esse valor é muito próximo da unidade para os fotodetectores utilizados actualmente [78].

$$I_p = \frac{q \cdot \lambda \cdot \eta}{h \cdot c} \cdot P_{Ent} \quad (3.40)$$

Os fotodetectores são, usualmente, caracterizados pela sua responsividade \mathfrak{R} que relaciona a corrente produzida I_P e a potência óptica incidente P_{Ent} .

$$\mathfrak{R} = \frac{q \cdot \eta \cdot \lambda}{h \cdot c} \quad (3.41)$$

sendo h a constante de Planck e q o valor da carga do electrão.

Na prática, o uso de uma pastilha maciça de material semiconductor como fotodetector não permite a obtenção de eficiências elevadas porque muitos dos electrões gerados na banda de condução recombinam-se rapidamente com lacunas existentes na banda de valência. Por isso, é necessário remover os electrões gerados na banda de condução, através da imposição de um campo eléctrico externo. Para tal, utiliza-se uma junção $p-n$ polarizada inversamente, em vez de uma pastilha maciça e homogénea. Este tipo de fotodetector é designado como fotodíodo.

A região de depleção numa junção $p-n$ cria um campo eléctrico local intrínseco. A largura da zona de depleção e o campo eléctrico intrínseco podem ser incrementados, através da aplicação de uma tensão inversa à junção. Neste caso, os electrões gerados pela absorção de fotões, próximo ou dentro da região de depleção, são deslocados através de uma corrente de deriva para o semiconductor de tipo n , antes que se possam recombinar na zona de tipo p . A situação inversa acontece com as lacunas geradas. Este processo de deriva origina uma corrente eléctrica. Os pares electrão – lacuna gerados fora da região de depleção movem-se sob o efeito de difusão, visto não estarem sujeitos ao processo de deriva, podendo recombinar-se sem que se produza fotocorrente, reduzindo, assim, a eficiência. Como o processo de difusão é mais lento do que o processo de deriva, tem numa resposta mais lenta da fotocorrente gerada e reduz a resposta em frequência do detector.

Para aumentar a eficiência dos detectores é utilizada uma camada de material intrínseca ligeiramente dopada entre as regiões p e n . Nestes fotodetectores, designados como $p-i-n$ ou PIN, a região de depleção estende-se ao longo de todo o material intrínseco. As regiões p e n são muito mais pequenas do que a região de material intrínseco, logo uma elevada fracção dos fotões são absorvidos na região de depleção aumentando a eficiência.

A largura de banda do fotodetector depende de três factores primordiais: *i*) do tempo de trânsito dos portadores gerados ao longo da região de depleção, *ii*) da difusão dos portadores gerados fora da região de depleção e *iii*) da resposta em frequência do circuito eléctrico, constituído pela capacidade da junção *p-i-n* e pela resistência de carga R_0 utilizada para polarizar o fotodiodo. Existe um compromisso entre a resposta em frequência e a responsividade do detector: se a espessura da zona de depleção for pequena, a resposta em frequência aumenta mas diminui a potência absorvida e, conseqüentemente, também, a responsividade.

Num sistema amplificado de comunicações ópticas, a potência óptica incidente num receptor P_r , é composta por duas componentes. Uma dessas componentes é a potência óptica do sinal que transporta a informação P_s , e a outra é a potência óptica do sinal de ruído de emissão espontânea, que se acumulou durante a transmissão.

$$P_r = P_s + \rho_{ASE} \cdot B_o \quad (3.42)$$

sendo B_o a largura de banda do filtro óptico que antecede o receptor. A presença de ASE origina termos adicionais nas componentes de ruído à saída do fotodetector.

O ruído é caracterizado pela variância das flutuações de corrente eléctrica, em torno de um valor médio. As fontes de ruído discutidas a seguir são descorrelacionadas e a variância das flutuações de corrente à saída do fotodetector devido ao ruído σ_R , é a soma das variâncias associadas com cada fonte de ruído:

$$\sigma_R^2 = \sigma_{Térmico}^2 + \sigma_q^2 + \sigma_{ASE}^2 + \sigma_{S-ASE}^2 + \sigma_{ASE-ASE}^2 \quad (3.43)$$

Os termos do segundo membro desta expressão são respectivamente as variâncias associadas ao ruído térmico, ao ruído quântico devido ao sinal, ao ruído quântico devido à ASE, ao ruído de batimento do sinal com a ASE e ao ruído do batimento da ASE com a ASE a diferentes frequências.

O ruído quântico deve-se ao facto de a corrente eléctrica gerada ser constituída por pacotes de cargas discretos que são gerados aleatoriamente. Mesmo quando um fotodiodo é iluminado por uma potência óptica constante, devido ao carácter aleatório da geração de

pares electrão – lacuna, a corrente vai flutuar aleatoriamente em torno de um valor médio. O ruído quântico é aleatório com um valor médio nulo e com uma variância dada por [79]:

$$\sigma_q^2 = 2 \cdot q \cdot I_S \cdot B_e \quad (3.44)$$

onde I_S é a corrente média gerada pelo sinal e B_e a largura de banda eléctrica do detector, na qual o ruído é detectado. Da mesma forma se pode calcular o ruído quântico devido à ASE [79]:

$$\sigma_{ASE}^2 = 2 \cdot q \cdot \mathfrak{R} \cdot \rho_{ASE} \cdot B_o \cdot B_e \quad (3.45)$$

O ruído térmico, usualmente referido como ruído de Johnson ou de Nyquist, é originado na resistência de carga do fotodiodo, devido ao movimento térmico aleatório dos electrões. O valor médio de corrente produzida por este ruído é nulo e apresenta uma variância dada por [55]:

$$\sigma_{Térmico}^2 = \frac{4 \cdot K_B \cdot T \cdot B_e}{R_o} \quad (3.46)$$

A modelação dos ruídos de batimento requer que se considere a ASE como a soma de várias componentes incoerentes, com larguras espectrais estreitas que podem ser consideradas como monocromáticas e com uma fase aleatória. O batimento do sinal, com essas componentes monocromáticas e com fase aleatória, resulta num sinal cuja amplitude varia aleatoriamente e que é designado como ruído do batimento do sinal com a ASE. A variância desse ruído é [79]:

$$\sigma_{S-ASE}^2 = 4 \cdot \mathfrak{R}^2 \cdot P_S \cdot \rho_{ASE} \cdot B_e \quad (3.47)$$

O batimento de várias componentes da ASE entre si, originam o ruído de batimento da ASE com a ASE a diferentes frequências, cuja variância é dada por [79]:

$$\sigma_{ASE-ASE}^2 = 2 \cdot \mathfrak{R}^2 \cdot \rho_{ASE}^2 \cdot B_e \cdot B_o \quad (3.48)$$

Em ambos os casos, só os campos que se encontram dentro da largura de banda do filtro óptico contribuem para a geração de ruído. Outra consideração que simplifica a

descrição é a de que a densidade espectral de potência, dentro da largura de banda do filtro óptico é uniforme. Considerou-se, também, que o sinal óptico é polarizado linearmente, só se utilizando a densidade espectral de potência da ASE segundo uma única polarização, tal como foi definida pela expressão (3.35). A razão sinal/ruído à saída do detector é dada por:

$$SNR = \frac{I_S^2}{\sigma_{Térmico}^2 + \sigma_q^2 + \sigma_{ASE}^2 + \sigma_{S-ASE}^2 + \sigma_{ASE-ASE}^2} \quad (3.49)$$

A potência óptica incidente para a qual a relação sinal/ruído tem um valor unitário para uma largura de banda de 1 Hz é designada como potência equivalente do ruído, NEP [7].

3.5.2. Caracterização do receptor

Foi caracterizado um fotodíodo com uma largura de banda superior a 20 GHz (*Hewlett Packard* modelo 83440c). Mediu-se a resposta do fotodíodo a um sinal óptico CW com um comprimento de onda de 1550 nm e cujo resultado se mostra na figura 3.36. A partir do ajuste linear obteve-se para este comprimento de onda, um valor da responsividade de 0.854 ± 0.002 A/W. A responsividade medida para um comprimento de onda de 1310 nm é de 0.951 ± 0.004 A/W.

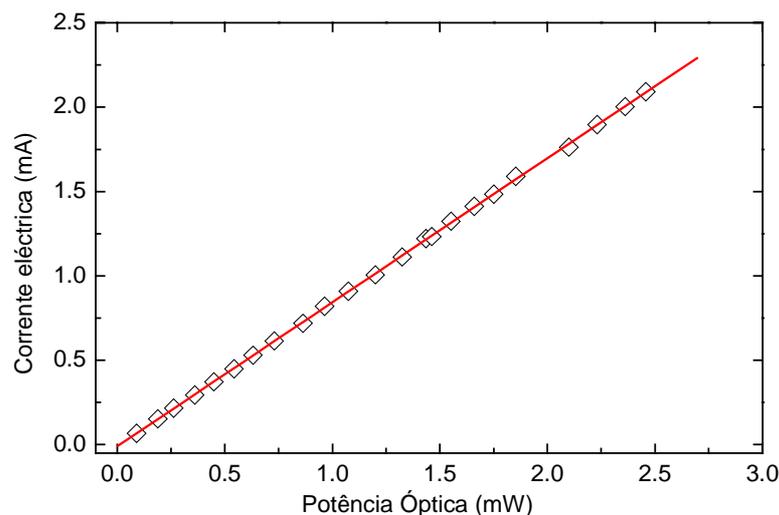


Figura 3.36 – Resposta do fotodíodo a um sinal óptico CW com um comprimento de onda de 1550 nm. Os pontos são dados experimentais e a recta o respectivo ajuste.

Afim de estimar o ruído térmico associado a este fotodiodo, mediu-se o sinal eléctrico quando este não é iluminado. Assim, o sinal eléctrico amostrado num osciloscópio é constituído por duas componentes: o ruído térmico e o ruído associado à leitura no osciloscópio. Considerando que o ruído térmico é dominante foram adquiridas 5 milhões de amostras num osciloscópio digital, mostradas na figura 3.37 e a partir das quais se realizou um histograma de ocorrências. A partir dos dados obtidos calcula-se a variância associada ao ruído térmico e o valor da potência equivalente do ruído, apresentando um valor de $18.9 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$.

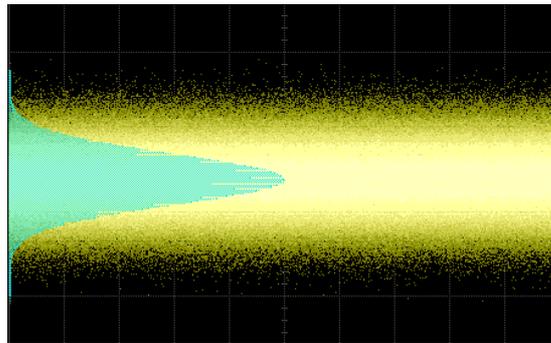


Figura 3.37 – Ruído térmico do fotodiodo, do lado esquerdo da imagem encontra-se o histograma de ocorrências.

A jusante do fotodiodo foi utilizado um circuito comercial (*Vitesse* modelo VSC8122), responsável pela amplificação e equalização eléctrica do sinal, bem como pela recuperação do sinal de relógio e do sinal de dados digitais.

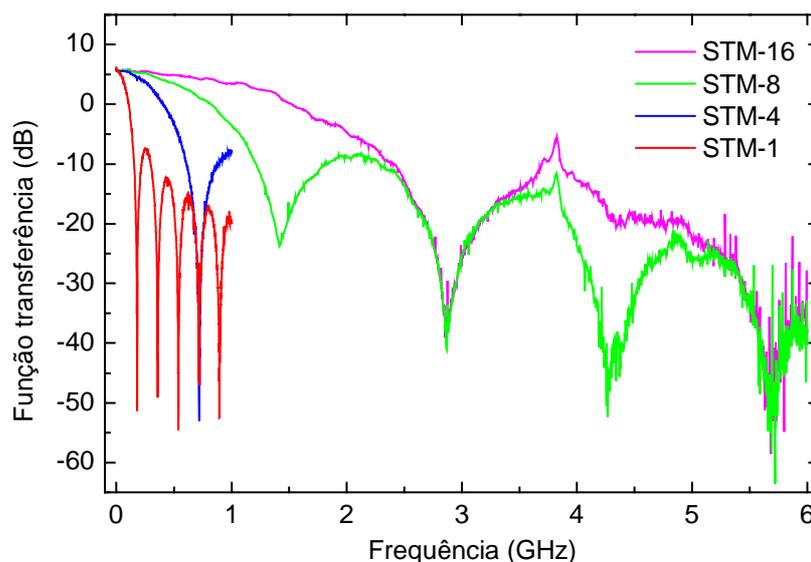


Figura 3.38 – Resposta em frequência IM do circuito eléctrico de amplificação, equalização e recuperação dos sinais de dados e de relógio, quando configurado para diversos ritmos de transmissão.

Este circuito permite a configuração para diversos ritmos de transmissão com codificação de não retorno a zero. As suas saídas eléctricas podem ser ligadas directamente a um medidor de BER. Na figura 3.38 mostra-se a sua resposta em frequência IM, quando configurado para diversos ritmos de transmissão.

3.6. Filtros ópticos

Para que os sistemas WDM sejam utilizados, é necessária a existência de dispositivos capazes de seleccionarem os canais que transportam a informação. A filtragem óptica é, também, uma técnica fundamental para filtrar o ruído fora da banda espectral ocupada pelo sinal.

Iremos aqui considerar dois tipos de filtros: *i*) os filtros não integrados na fibra, onde o sinal óptico tem que ser retirado desta para que possa ser formatado e *ii*) os filtros integrados na própria fibra óptica, como é o caso das redes de Bragg gravadas em fibra.

3.6.1. Filtros não integrados na fibra

Dentro desta classificação de filtros, é possível enquadrar uma enorme variedade de dispositivos [80]. No entanto, os filtros aqui descritos são aqueles comercialmente acessíveis. De referir, ainda, que existem expectativas de que no futuro os agregados de guias de ondas (AWG) possam vir a ter um papel fundamental na comutação, encaminhamento e filtragem de sinais ópticos [81].

3.6.1.1. Filtro interferométrico de cavidade Fabry-Perot

Este filtro é baseado no princípio da cavidade ressonante de dois espelhos. A função transferência de um filtro Fabry-Perot pode ser aproximada a uma função lorentziana, ou com um maior rigor a uma função de Airy [82,83]:

$$T_{FFP}(\lambda) = \frac{K_{FFP}}{1 + \left(\frac{2 \cdot FSR}{\pi \cdot B_0} \cdot \text{sen} \left(\frac{\pi \cdot c}{FSR \cdot \lambda} \right) \right)^2} \quad (3.50)$$

onde B_0 é a largura espectral a meia altura de cada pico de transmissão e a constante K_{FFP} quantifica as perdas intrínsecas do filtro. Desta expressão verifica-se que a resposta do filtro tem um padrão repetitivo de picos de transmissão, separados espectralmente por uma diferença de FSR , dada por:

$$FSR = \frac{c}{2 \cdot n_c \cdot l_c} \quad (3.51)$$

onde l_c e n_c são respectivamente o comprimento e o índice de refração da cavidade ressonante. É, ainda, usual definir a finesse, F , de um filtro como a razão entre o intervalo espectral livre e a sua largura espectral:

$$F = \frac{FSR}{B_0} \quad (3.52)$$

Os filtros Fabry-Perot de cavidade simples mais usuais são constituídos por um hiato de ar entre dois espelhos multicamada depositados directamente nas fibras ópticas de entrada e saída. Através do ajuste da posição relativa entre estas duas fibras, com um posicionador piezoeléctrico controlado por uma tensão externa, é possível sintonizar o filtro.

Na figura 3.39 mostra-se a função transferência de um filtro Fabry-Perot caracterizado (*Micron Optics* modelo FFP-TF) e o ajuste à expressão 3.50. Para os picos mais à direita do espectro observa-se um desvio em relação ao ajuste, devido à baixa resolução utilizada na aquisição do espectro (0.2 nm) e a possíveis aberrações do OSA. A partir do ajuste dos dados é possível obter os valores de 2226.7 GHz (17.83 nm) e 20.4 GHz (0.16 nm) respectivamente para o intervalo espectral livre e para a largura espectral a meia altura. Tal, resulta numa finesse de 109.2. As perdas de inserção deste filtro são de 2.0 dB e a constante de sintonia é de 1.85 nm V⁻¹, ou seja, 9.64 V FSR⁻¹.

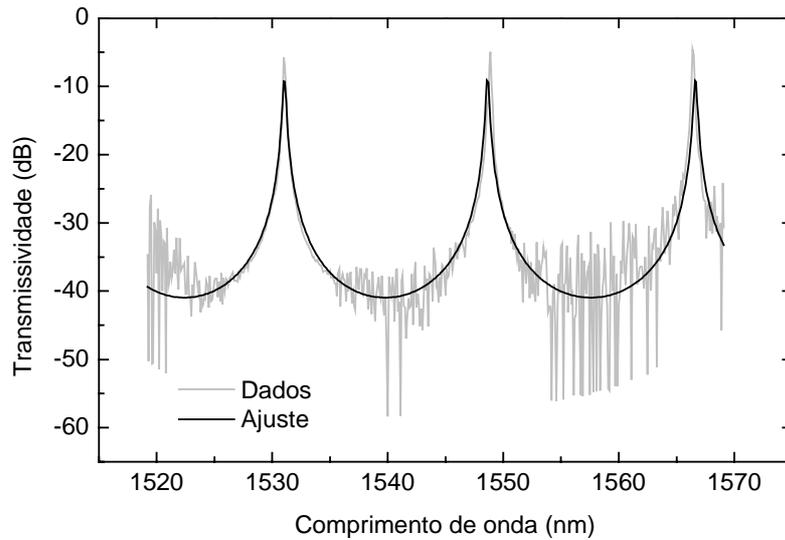


Figura 3.39 – Transmissividade do filtro Fabry-Perot e o ajuste à expressão (3.50)

3.6.1.2. Filtro baseado em redes de difracção

Outra solução tecnológica para o fabrico de filtros ópticos passa-banda sintonizáveis é a utilização de redes de difracção. O sinal de entrada é focado sobre uma rede de difracção e disperso espacialmente sobre a fibra óptica de saída que só recolhe uma determinada componente espectral. A rotação mecânica da rede de difracção permite a sintonia deste tipo de filtros.

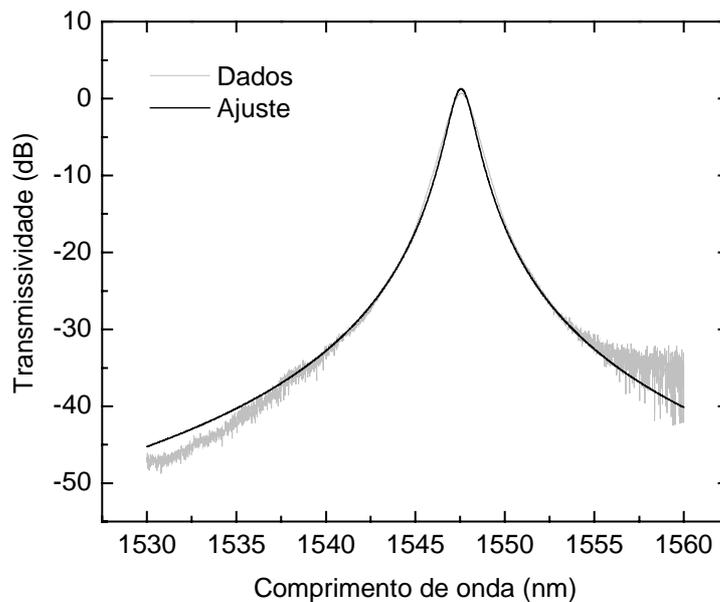


Figura 3.40 – Transmissividade do filtro baseado em redes de difracção e ajuste a uma função gaussiana.

A função transferência, deste tipo de filtros pode ser modelizada por uma função gaussiana. Na figura 3.40 encontra-se a transmissividade medida para um filtro deste tipo (*JDS Fitel*, modelo TB4500) e o respectivo ajuste a uma função gaussiana. Neste caso, as perdas de inserção e a largura de banda são respectivamente de 2.25 dB e 1.16 nm. O intervalo de sintonia é limitado pelos comprimentos de onda de 1510 nm e 1565 nm.

3.6.1.3. Filtro baseado em camadas periódicas dieléctricas

Os filtros baseados em sistemas periódicos de camadas múltiplas, têm intrínsecas baixas perdas de inserção e uma elevada rejeição entre canais [84]. O encademaento de vários destes filtros permite fabricar com baixas perdas um desmultiplexador óptico (DEMUX) [85,86], onde as diversas componentes espectrais existentes na fibra óptica de entrada vão ser encaminhadas individualmente para diferentes fibras de saída. A mesma tecnologia é aplicada no multiplexador óptico (MUX) utilizado para acoplar vários sinais, cada um deles proveniente de diferentes entradas e com comprimentos de onda distintos, para uma única fibra de saída. Uma importante característica destes dispositivos, para utilização em sistemas WDM, é a rejeição entre canais vizinhos que quantifica a diafonia linear entre canais. Na figura 3.41 encontra-se a transmissividade de um DEMUX de quatro canais (*APA* modelo D4×200) desenhado para uma rede WDM com um espaçamento entre canais de 200 GHz, medida da entrada para cada uma das saídas.

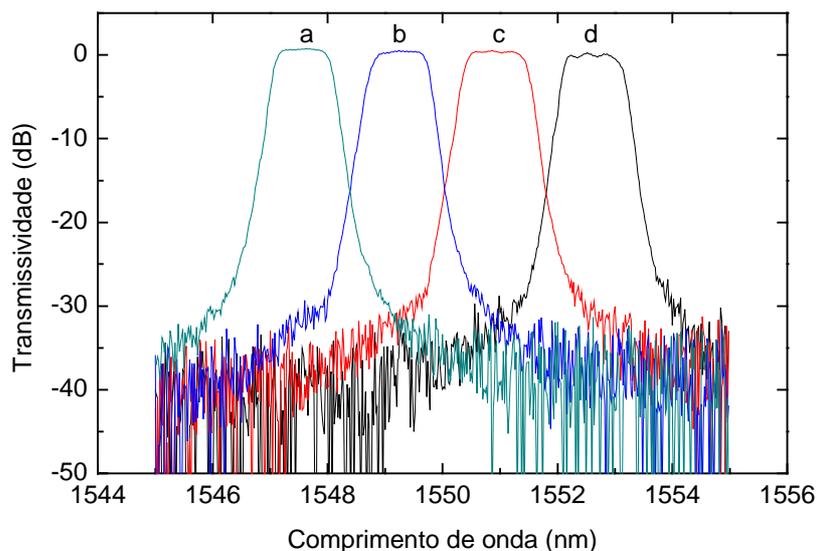


Figura 3.41 – Transmissividade de um DEMUX de 4 canais: a) saída 1, b) saída 2, c) saída 3 e d) saída 4.

Na figura 3.42 encontra-se a transmissividade de um MUX de quatro canais (*APA* modelo M4×200) desenhado para uma rede WDM com um espaçamento entre canais de 200 GHz, medida de cada uma das entradas para a saída.

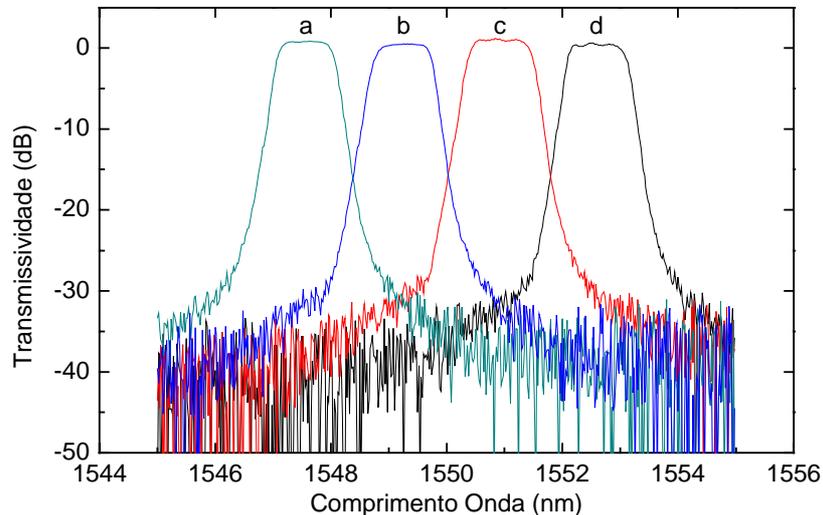


Figura 3.42 – Transmissividade de um MUX com 4 canais: a) entrada 1, b) entrada 2, c) entrada 3 e d) entrada 4.

Em ambos os casos, a rejeição para os canais vizinhos é de 35 dB e as perdas de inserção de cada canal são de 0.25 dB.

3.6.2. Redes de Bragg gravadas em fibras ópticas

A integração de componentes ópticos com fibras ópticas tem sido um desafio constante, ao longo das últimas décadas. Recentemente, um passo decisivo foi dado nesse sentido, graças à possibilidade de se poder alterar o índice de refração do núcleo das fibras monomodo, através da absorção por parte destas de radiação ultravioleta (UV). A fotosensibilidade das fibras ópticas permite o fabrico de estruturas de fase ou redes de difracção que são obtidas pela alteração permanente e periódica do índice de refração ao longo do núcleo.

De uma forma geral, as redes de difracção em fibras ópticas podem ser divididas em dois tipos: *i*) redes de Bragg que se distinguem por serem de período curto e por acoplarem modos na fibra que se propagam em direcções opostas e *ii*) redes de transmissão

ou de período longo, onde o acoplamento ocorre entre modos de fase que se propagam na mesma direcção.

Nesta secção, serão analisadas as características relevantes das redes de Bragg tendo em conta a sua utilização como elemento de filtragem [87,88]. Estes dispositivos têm, também, outras aplicações em sistemas de comunicações ópticas [89], tais como compensação da dispersão cromática [90-92], equalização do ganho de amplificadores ópticos [77], estas duas últimas funções em simultâneo [93] e como estabilizadores do comprimento de onda de emissão de lasers [94].

Nesta secção, serão só consideradas as redes de Bragg com um período de modulação constante. As redes com período variável têm sido aplicadas na compensação da dispersão cromática [95], enquanto que as redes com período longo têm a sua maior aplicação na equalização do ganho de amplificadores ópticos [96].

3.6.2.1. Fundamentos das redes de Bragg

As redes de difracção gravadas em fibra óptica, ou redes de Bragg (FBG), são perturbações periódicas do índice de refracção, ao longo do comprimento da fibra, formadas através da exposição do núcleo da fibra a um padrão óptico intenso. A formação de redes de difracção de uma forma permanente foi demonstrada, inicialmente, por Hill, em 1978, através do bombeamento de uma fibra dopada com Germânio ao longo da direcção de propagação com radiação de um laser de Ar⁺ [97]. Obteve-se, assim, um filtro de reflexão com uma largura espectral estreita, devida à dispersão sucessiva e coerente da radiação incidente pelas variações do índice de refracção. O máximo das interacções ocorre para um comprimento de onda definido pela relação de Bragg, originando a sua designação [97].

Em 1989, Meltz demonstrou a possibilidade do fabrico de FBG pela exposição da fibra a um feixe UV, transversal ao eixo longitudinal da mesma [98,99]. Esta técnica, a par com a gravação através de máscara de fase, continua a ser a mais utilizada [100,101]. Ainda que em menor escala, é também aplicada a técnica de gravação ponto a ponto, para o fabrico de redes de período longo [102].

As redes de Bragg são designadas pelo regime de exposição à radiação UV, utilizado na gravação. O regime mais comum, designado como tipo I, caracteriza-se por um crescimento monótono da amplitude de modulação e do índice de refração efectivo, originado pela exposição a um baixo fluxo de energia UV. Nestas condições, a bainha da fibra não é modificada significativamente pela radiação UV e a rede só é gravada no núcleo. A formação de redes do tipo II envolve a fotoindução de defeitos físicos na fronteira entre o núcleo e a bainha, através de um fluxo elevado de energia UV. Tal, resulta numa elevada estabilidade térmica e no acoplamento para modos não radiativos dos comprimentos de onda inferiores ao comprimento de onda máximo da banda de reflexão. A exposição da fibra à radiação UV de baixa fluência energética leva à gravação de redes de tipo I, prosseguindo a exposição observa-se uma redução da componente espectral reflectida até à completa extinção da reflectância. Seguidamente, detecta-se a formação de uma segunda rede, designada por tipo III [103].

O mecanismo não linear das fibra ópticas conhecido como fotosensibilidade, é responsável pela conversão do padrão de radiação UV na modulação espacial do índice de refração do núcleo. O mecanismo reportado inicialmente por Hill [97] dava indicações de que este seria um processo de absorção de dois fotões [104,105], mais propriamente originado por centros de Germânio deficientes em Oxigénio na matriz de Sílica, com um máximo de absorção em torno de 240 nm [104-107]. Assim a gravação a 244 nm resulta num aumento da eficiência do processo, quando comparado com a gravação a 488 nm ou a 514 nm [108].

Porém, a maioria das fibra ópticas disponíveis apresentam uma baixa fotosensibilidade. Várias técnicas têm sido utilizadas para incrementar esses valores, tais como a co-dopagem dos núcleos com vários elementos químicos ou um aumento da concentração de Germânio. A técnica mais utilizada pela sua simplicidade é a técnica da hidrogenização prévia da fibra a gravar [109]. A difusão de Hidrogénio no interior da fibra, resultante da sua exposição a pressões superiores a 100 atm durante vários dias, seguida de uma gravação imediata, permite aumentar a fotosensibilidade em cerca de 2 ordens de grandeza, quando comparada com a mesma fibra antes da hidrogenização [110].

Uma rede de Bragg pode ser encarada como um dispositivo que a partir de um campo óptico de entrada origina dois campos ópticos de saída que dependem do

comprimento de onda do campo de entrada. Este princípio de operação é esquematizado na figura 3.43.

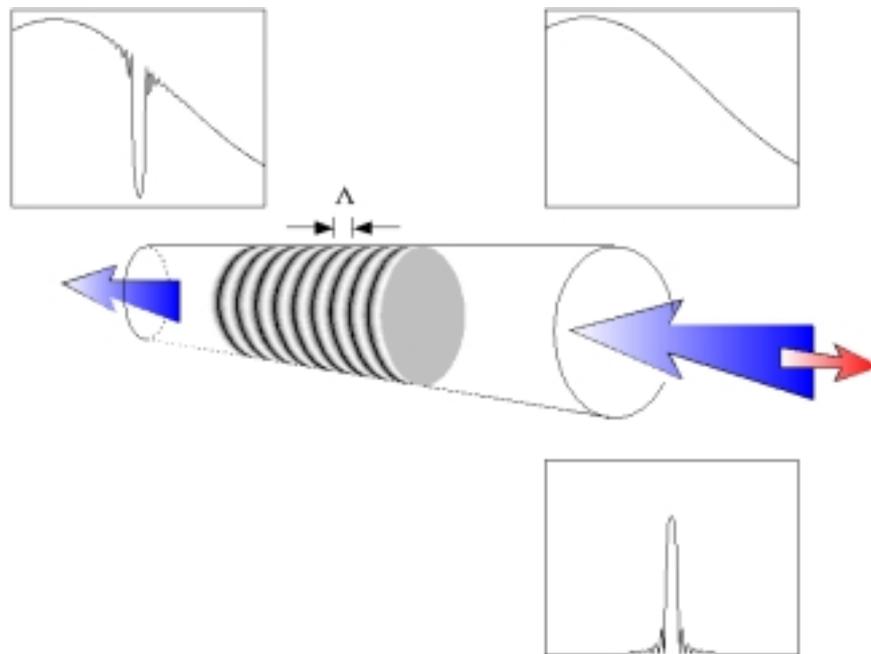


Figura 3.43 – Representação esquemática do princípio de operação das redes de Bragg, ilustrando a resposta espectral em reflexão e transmissão. Λ é o período das franjas gravadas. Os espectros superiores referem-se aos campos que se propagam para o lado esquerdo e o espectro inferior refere-se ao campo que se propaga para a direita. Figura adaptada da referência 106.

Na sua forma mais simples uma rede de Bragg consiste numa modulação do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica monomodo onde os planos da rede são perpendiculares ao eixo longitudinal da fibra e com um período constante ao longo da sua estrutura. A radiação que se propaga no núcleo da fibra é dispersa para a direcção contra-propagante pelos planos da rede. Se a condição de Bragg não for satisfeita, as componentes dispersas pelos planos consequentes tornam-se progressivamente fora de fase, acabando por se desvanecer. Quando a condição de Bragg é satisfeita as contribuições dispersas por cada plano são adicionadas construtivamente. A condição de Bragg é o requerimento que satisfaz a conservação de energia e a conservação de momento dos fótons envolvidos. Aplicando a conservação de energia e do momento, tem-se para a condição de Bragg de primeira ordem.

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda \quad (3.53)$$

sendo n_{eff} o índice de refração efectivo dos modos guiados e Λ o período das franjas gravadas.

A exposição de uma fibra óptica a um padrão interferométrico de radiação UV com uma variação espacial, produz uma perturbação δn_{eff} , no índice de refração efectivo ao longo do eixo de propagação z , descrito por [111]:

$$\delta n_{eff}(z) = \delta \bar{n}_{eff}(z) \cdot \left\{ n_{th} + v_{vis} \cdot \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot z + \phi(z) \right] \right\} \quad (3.54)$$

onde $\delta \bar{n}_{eff}$ é a variação dc do índice de refração mediada ao longo do período da rede, v_{vis} o contraste das franjas gravadas que pode assumir valores entre 0 e 1 (valores maiores podem ser observados se a intensidade da radiação provocar alterações do índice de refração da bainha), n_{th} o desvio do valor médio da perturbação do índice de refração e $\phi(z)$ a variação do período das franjas gravadas ao longo da rede. As propriedades espectrais da rede são, essencialmente, determinadas pela variação de $\delta \bar{n}_{eff}$ ao longo do eixo de propagação. As redes de Bragg mais simples são as que possuem uma amplitude e um período de modulação do índice de refração constante ao longo da sua estrutura.

Vários métodos de análise de propagação de ondas electromagnéticas em estruturas com perturbações periódicas ou quasi-periódicas têm sido descritos. Provavelmente, o método mais utilizado é a teoria de modos acoplados. As seguintes equações diferenciais acopladas expressam a variação das amplitudes dos modos de propagação [111].

$$\frac{dR}{dz} = j \cdot \hat{\sigma} \cdot R(z) + j \cdot \kappa \cdot S(z) \quad (3.55)$$

$$\frac{dS}{dz} = -j \cdot \hat{\sigma} \cdot S(z) - j \cdot \kappa^* \cdot R(z) \quad (3.56)$$

Estas equações relacionam o envelope dos campos eléctricos dos sinais ópticos que se propagam nos sentidos co-propagante e contra-propagante respectivamente R e S . Sendo κ o coeficiente de acoplamento ac , κ^* denota o seu complexo conjugado e $\hat{\sigma}$ o coeficiente de auto acoplamento definido como:

$$\hat{\sigma} = \delta + \sigma - \frac{1}{2} \cdot \frac{d\phi}{dz} \quad (3.57)$$

onde δ é a dessincronização relativa entre o comprimento de onda do sinal e o comprimento de onda de especificação da rede λ_B .

$$\delta = 2 \cdot \pi \cdot n_{eff} \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \quad (3.58)$$

Para uma rede de Bragg gravada numa fibra monomodo tem-se que considerar as seguintes relações:

$$\kappa^* = \kappa = \frac{\pi}{\lambda} \cdot v \cdot \delta \bar{n}_{eff} \quad (3.59)$$

$$\sigma = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot n_{th} \cdot \delta \bar{n}_{eff} \quad (3.60)$$

As redes de Bragg mais simples apresentam amplitude e período de modulação do índice de refração constantes ao longo da estrutura. Nessas condições, as equações diferenciais acopladas (3.55) e (3.56) passam a ter coeficientes constantes, logo possuem soluções analíticas. De referir que o fabrico deste tipo de redes ideais é difícil de realizar na prática, devido aos erros associados com o espaçamento entre franjas. Por outro lado, o feixe UV utilizado na gravação tem um perfil gaussiano o que cria uma apodização intrínseca. Assim, os coeficientes de reflexão de amplitude e de potência são respectivamente ρ e r .

$$\rho = \frac{-\kappa \cdot \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L)}{\hat{\sigma} \cdot \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L) + j \cdot \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot \cosh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L)} \quad (3.61)$$

$$r = |\rho|^2 = \frac{\sinh^2(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L)}{\cosh^2(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}} \quad (3.62)$$

onde L é o comprimento da rede gravada. A reflectividade máxima é dada por:

$$r_{\max} = \tanh^2(\kappa \cdot L) \quad (3.63)$$

O atraso de grupo sofrido por um impulso reflectido pela rede está relacionado com a fase do coeficiente de reflexão em amplitude θ_p , por:

$$\tau_p = -\frac{\lambda^2}{2 \cdot \pi \cdot c} \cdot \frac{\partial \theta_p}{\partial \lambda} = -\frac{\lambda^2}{2 \cdot \pi \cdot c} \cdot \frac{\partial \arctan\left[\frac{\text{Im}(\rho)}{\text{Re}(\rho)}\right]}{\partial \lambda} \quad (3.64)$$

a partir do qual é possível obter a dispersão da rede.

$$d\rho = \frac{\partial \tau_p}{\partial \lambda} \quad (3.65)$$

Simulou-se a resposta espectral e o atraso de grupo de uma rede, recorrendo às expressões (3.55) e (3.56) e utilizando-se os seguintes valores: $L = 12.7$ mm, $\lambda_B = 1551.4$ nm, $\nu_{\text{vis}} = 1$, $n_{\text{th}} = 1$ e $\delta n_{\text{eff}} = 1 \times 10^{-4}$. Tal, resulta num produto $\kappa \cdot L$ de 2.57. Os resultados para o atraso de grupo e reflectividade encontram-se na figura 3.44. Também é apresentado um esboço da modulação do índice de refração, e a sua variação dc .

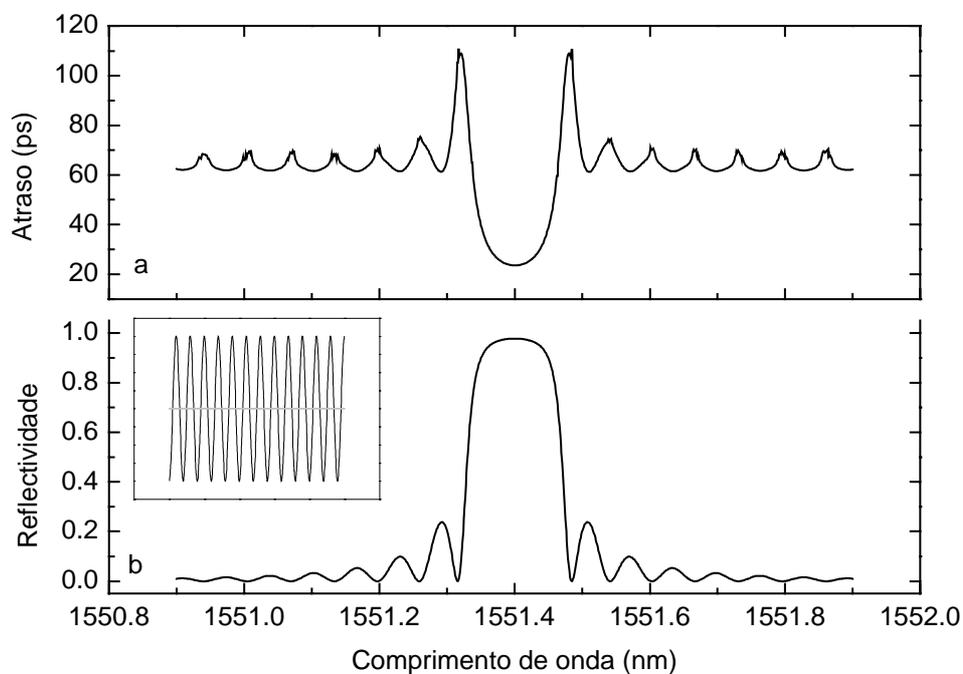


Figura 3.44 – Valores simulados para: a) atraso de grupo e b) reflectividade de uma rede uniforme. Na figura inserida encontra-se um esboço da modulação do índice de refração (—) e da variação dc do índice de refração (---). A periodicidade das franjas foi ampliada para clarificar a representação.

Nesta última figura, observam-se lóbulos laterais ao pico principal, cuja amplitude depende de $\delta\bar{n}_{eff}$. Quando $\delta\bar{n}_{eff}$ assume valores pequenos (muito menores do que λ_B/L) a rede é designada como *fraca* e a largura espectral do pico principal está limitada pelo comprimento físico da rede. No caso contrário, quando a amplitude do índice é *forte*, a largura espectral é independente do comprimento da rede e depende de $\delta\bar{n}_{eff}$. Estes lóbulos laterais têm origem na descontinuidade do índice de refração existente nas extremidade da rede que formam uma cavidade Fabry-Perot. A presença destes lóbulos laterais com elevada reflectividade é um dos principais factores limitativos da utilização de FBGs uniformes. Para aumentar a supressão dos lóbulos laterais da resposta espectral é necessário recorrer a técnicas de apodização que consistem na variação da amplitude do coeficiente de auto acoplamento ao longo do comprimento da rede. Estas técnicas consistem na redução gradual da amplitude de modulação do índice nas extremidades da rede por forma a reduzir a descontinuidade.

O perfil de apodização usualmente utilizado é do tipo gaussiano [112]. Para este perfil, a variação dc do índice de refração deixa de ser constante ao longo da rede e passa a ser descrita por [111]:

$$\delta\bar{n}_{eff} = \delta\bar{n}_{max} \cdot \exp\left(-\frac{4 \cdot \ln 2 \cdot z^2}{w_{perfil}^2}\right) \quad (3.66)$$

onde $\delta\bar{n}_{max}$ é o valor máximo da variação dc do índice e w_{perfil} é a largura a meia altura do perfil de apodização. Para mostrar o efeito da apodização, simulou-se a resposta espectral e o atraso de grupo de uma rede com um perfil de apodização gaussiano, com os seguintes parâmetros: $L = 12.7$ mm, $\lambda_B = 1551.4$ nm, $v_{vis} = 1$, $n_{th} = 1$, $w_{perfil} = L/3$ e $\delta\bar{n}_{eff} = 4.6 \times 10^{-4}$. Tal, resulta num produto κL de 1.18. Os resultados para o atraso de grupo e reflectividade encontram-se na figura 3.45, onde é apresentado um esboço da modulação do índice de refração e a sua variação dc .

Na figura 3.45 observam-se lóbulos laterais na região de menores comprimentos de onda, que resultam da interferência entre sinais reflectidos nas extremidades da redes onde o índice de refração médio é inferior. Existem perfis de apodização, tais como o coseno

elevado, com valores de n_{th} nulos e que permitem suprimir completamente os lóbulos laterais [113,87].

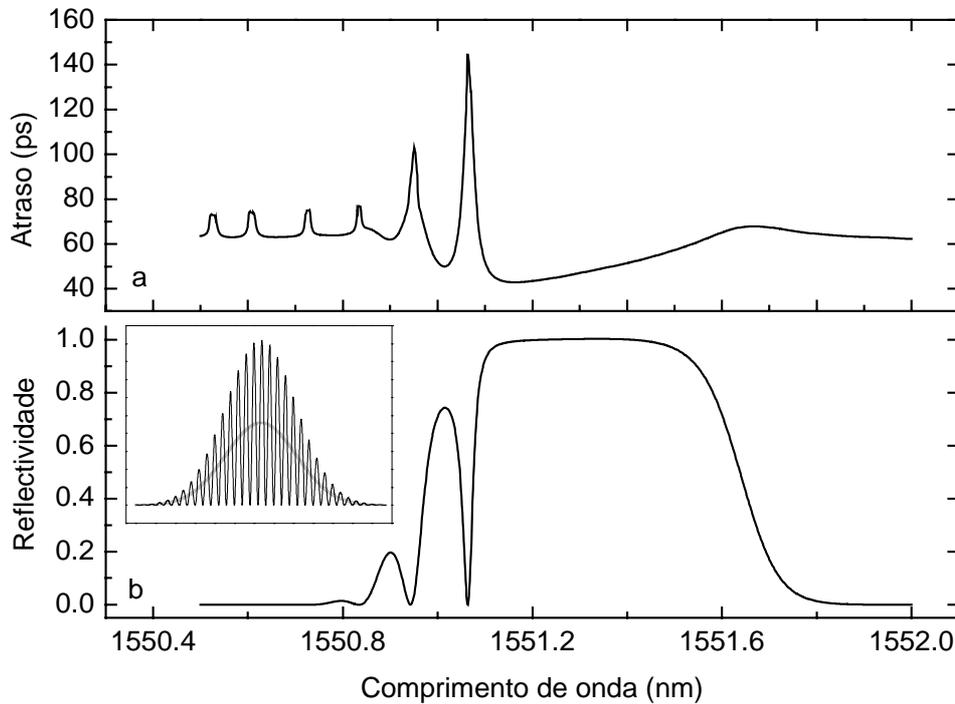


Figura 3.45 – Valores simulados para: a) atraso de grupo e b) reflectividade de uma rede com apodização gaussiana. Na figura inserida encontra-se um esboço da modulação do índice de refração (—) e da variação dc do índice de refração (---). A periodicidade das franjas foi ampliada para clarificar a representação.

O comprimento de onda de Bragg depende do índice de refração efectivo e da periodicidade da rede. Por sua vez, estes parâmetros são afectados pelos efeitos da temperatura e da deformação mecânica da fibra. Estas dependências podem ser exploradas no sentido de permitir a utilização de FBGs como sensores [106]. A partir da expressão (3.53) obtém-se para o desvio do comprimento de onda de Bragg devido às variações de temperatura ΔT , ou deformações mecânicas $\Delta \varepsilon_z$.

$$\Delta \lambda_B = 2 \cdot \left(\Lambda \cdot \frac{\partial n_{eff}}{\partial \varepsilon} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial \varepsilon} \right) \cdot \Delta \varepsilon_z + 2 \cdot \left(\Lambda \cdot \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \cdot \Delta T \quad (3.67)$$

O primeiro termo representa o efeito da deformação correspondente à variação da periodicidade e a alteração do índice de refração, induzida pela deformação:

$$\Delta\lambda_{BD} = \lambda_B \cdot \left(1 - \frac{n_{eff}^2}{2} \cdot (p_{12} - \nu_P \cdot (p_{11} + p_{12})) \right) \cdot \Delta\epsilon_z \quad (3.68)$$

onde p_{12} e p_{22} são componentes do tensor elasto-óptico, ν_P é o coeficiente de Poisson e ϵ_z é a elongação relativa. O segundo termo da expressão (3.67) representa o efeito da temperatura no comprimento de onda de Bragg expressa por:

$$\Delta\lambda_{BT} = \lambda_B \cdot (\alpha_T + \xi_T) \cdot \Delta T \quad (3.69)$$

onde α_T é o coeficiente de expansão térmico e ξ_T é o coeficiente termo-óptico. No caso da Sílica as constantes referidas têm os seguintes valores: $p_{11} = 0.113$, $p_{12} = 0.252$, $\nu_P = 0.16$, $\alpha_T = 0.55 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ e $\xi_T = 8.0 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [114].

3.6.2.2. Caracterização

De forma a otimizar o desempenho de sistemas que empregam FBGs é necessário conhecer os seus parâmetros físicos, usualmente, esses parâmetros são difíceis de obter, mesmo com o conhecimento das variáveis envolvidas no processo de gravação. A partir da determinação da resposta espectral e do atraso de fase da rede é possível obter os parâmetros físicos da mesma [115].

Foi caracterizada uma rede de Bragg disponível comercialmente (*Photonetics* modelo FBG33). O sinal de entrada é introduzido na rede de Bragg, através de um circulador óptico que, também, serve para remover o sinal reflectido. A resposta espectral da FBG foi medida utilizando para o efeito dois métodos.

Um dos métodos baseia-se na medição da componente espectral reflectida ou transmitida pela rede quando iluminada por uma fonte óptica com uma elevada largura espectral. Neste caso, foi utilizada a ASE de um EDFA, com um bombeamento de 90.0 mW (figura 3.29). O espectro óptico do sinal reflectido é medido num OSA com uma resolução de 0.1 nm. Esta resolução mascara as estruturas espectrais finas das redes, bem como limita a rejeição máxima da rede que é possível medir. O segundo método consiste na utilização de um laser sintonizável que varre espectralmente a rede. A potência do sinal

reflectido ou transmitido pela rede é medida no OSA que funciona como um medidor óptico de potência espectralmente selectivo. É possível obter, assim, resoluções de 5 pm e 0.01 dB respectivamente para o comprimento de onda e para a reflectividade.

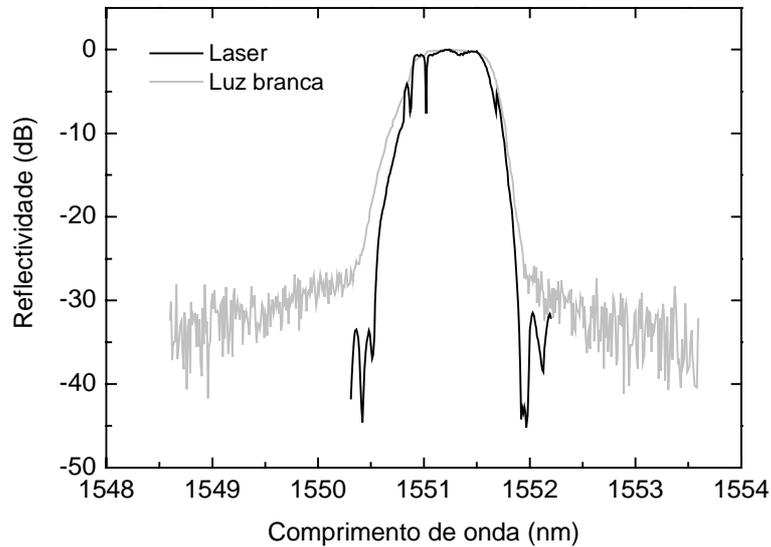


Figura 3.46 – Reflectividade da FBG medida através de dois métodos.

A figura 3.46 mostra os resultados da reflectividade medida, aplicando ambos os métodos. No espectro obtido com o método do laser sintonizável é visível a estrutura fina existente na banda de reflexão. Essa estrutura não é visível na medição realizada com o primeiro método devido à convolução do espectro com a resolução do OSA.

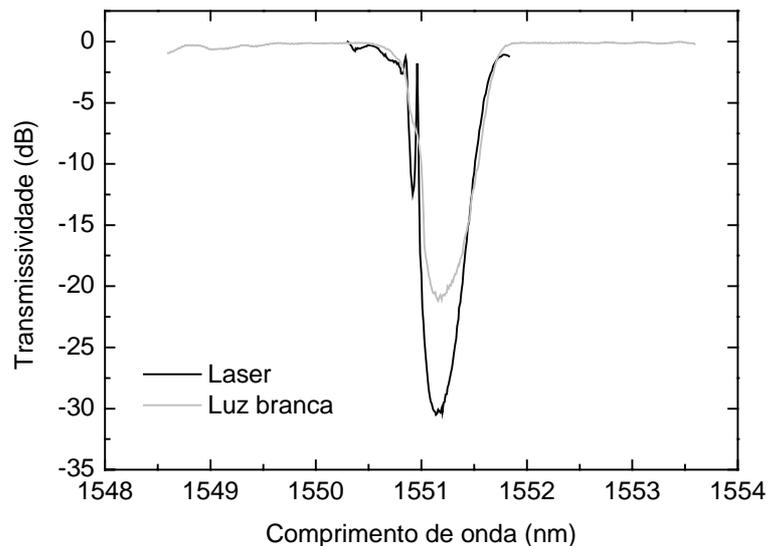


Figura 3.47 – Transmissividade da FBG medida através de dois métodos.

O valor da rejeição para os comprimentos de onda fora da banda rejeitante da rede é superior a 35 dB. Os mesmos métodos de medição foram utilizados para determinar a transmissividade da rede e cujo resultado se encontra na figura 3.47. Nestes resultados também, é visível o efeito da resolução do OSA. As perdas de inserção para o comprimento de onda central são de -32 dB, o valor do comprimento de onda central é de 1551.1 nm (medido à temperatura ambiente) e a reflectividade máxima é de 99.99 %.

Além da reflectividade, outra característica espectral relevante das FBGs é o atraso de grupo sofrido por um impulso reflectido na rede. Vários métodos têm sido reportados para determinar o atraso de grupo, tais com: medidas interferométricas [116,117] e interferometria de baixa coerência [118,119]. Neste caso, foi utilizado o método de desvio diferencial de fase [120], cujo esquema de implementação se encontra na figura 3.48.

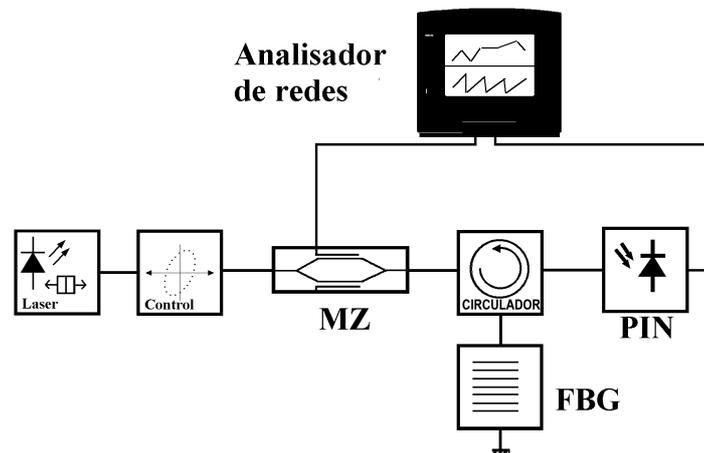


Figura 3.48 – Esquema do sistema utilizado para determinar o atraso de grupo sofrido por um impulso numa FBG, baseado no método do desvio diferencial de fase.

O sinal óptico do laser sintonizável é modulado em amplitude no MZ com o sinal eléctrico proveniente do analisador de redes. O sinal óptico é injectado na FBG através do circulator que, também, é utilizado para remover o sinal reflectido pela rede. O sinal reflectido, após conversão para o domínio eléctrico, é analisado no analisador de redes.

A fibra de saída da FBG foi mergulhada em gel adaptador de índice para eliminar as reflexões de Fresnel. O analisador de redes realiza um varrimento em frequência do sinal eléctrico. Como só é necessária uma única frequência de modulação, foi realizado um varrimento centrado numa frequência f_{mod} , com um intervalo de varrimento de 10 MHz e utilizando 3 pontos. Na análise dos dados só foi considerado o ponto central que

corresponde à frequência f_{mod} . Assim, para cada comprimento de onda a amplitude e a fase do sinal reflectido pela rede são analisados, recorrendo à média de 128 aquisições. O atraso de grupo τ_p , está relacionado com a fase do sinal reflectido ϕ (medida em graus), pela seguinte expressão [95]:

$$\tau_p = \frac{\phi}{360 \cdot f_{mod}} \quad (3.70)$$

A partir desta expressão é possível, por um lado, observar que um aumento na frequência de modulação permite incrementar a resolução na medida do atraso de grupo. Por outro lado, o aumento dessa frequência origina um alargamento espectral do sinal óptico, reduzindo a resolução do varrimento espectral. Existe pois um compromisso entre estas duas resoluções. Neste caso, foi utilizada uma frequência de modulação de 1.00 GHz, o que permite obter uma resolução na medida do atraso de grupo de 0.28 ps e uma resolução espectral de 16 pm.

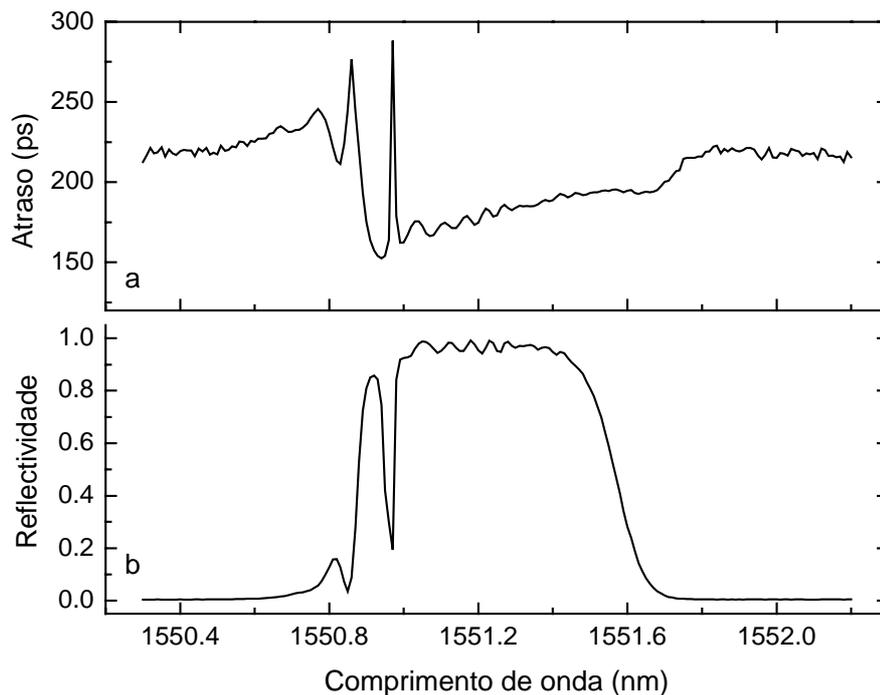


Figura 3.49 – Valores medidos para: a) atraso de grupo e b) reflectividade.

Mediu-se a resposta espectral da rede com um passo do varrimento de 20 pm. Os resultados obtidos para o atraso de grupo e para a reflectividade encontram-se na figura 3.49. Estes dados podem ser comparados com os resultados da figura 3.45,

indicando que nos encontramos na presença de uma rede apodizada e com um perfil gaussiano.

Para verificar a dependência do comprimento de onda central de reflexão da FBG com a temperatura, foi medido o espectro de reflexão de uma rede gravada por um método de máscara de fase (gentilmente cedida pelo INESC-Porto). A rede foi colocada sobre um módulo termoeléctrico, usualmente designado de *Peltier*, e embebida em massa térmica com o objectivo de uniformizar a temperatura da rede e reduzir a resistência térmica entre o módulo de *Peltier* e a fibra. Na figura 3.50 encontra-se o comprimento de onda central de reflexão da rede em função da temperatura na mesma.

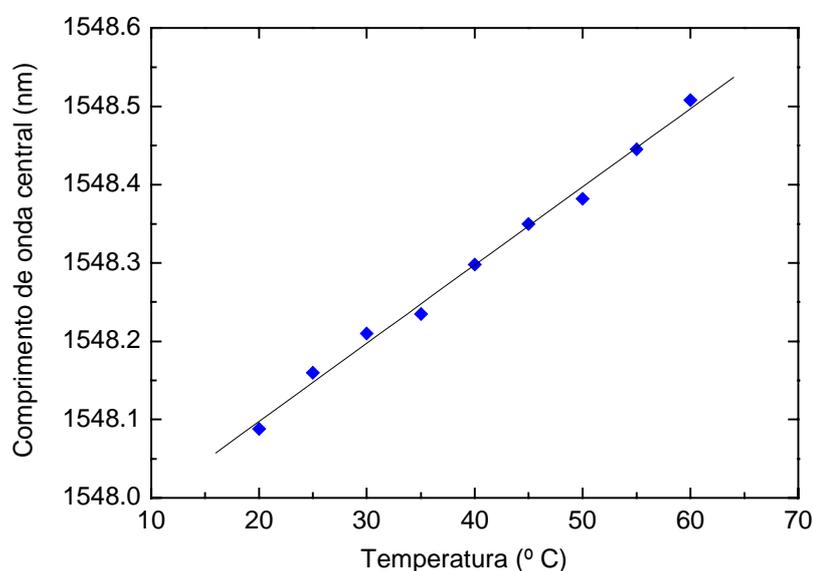


Figura 3.50 – Comprimento de onda central da banda rejeitada da FBG em função da temperatura. Os pontos são dados experimentais e a recta é o respectivo ajuste linear.

O ajuste linear desses dados permite obter um coeficiente de expansão térmico de $9.98 \text{ pm } ^\circ\text{C}^{-1}$ com um coeficiente de correlação de 0.9989. O valor esperado para este coeficiente, recorrendo à expressão (3.69) é de $13.24 \text{ pm } ^\circ\text{C}^{-1}$. Esta discrepância pode estar relacionada com a dependência dos valores das constantes da expressão (3.69) com a temperatura [114].

No capítulo seguinte, no âmbito do estudo de sintonia de nós ópticos de extracção e inserção adição de canais, será, também, estudado o efeito da deformação na variação do comprimento de onda de pico de reflexão da rede de Bragg.

3.7. Conclusão

Neste capítulo, foram apresentados os fundamentos dos componentes optoelectrónicos utilizados em sistemas de comunicações ópticas.

Foram apresentados os modelos teóricos que permitem descrever o funcionamento desses componentes e a partir dos resultados experimentais de caracterização obtiveram-se os parâmetros necessários à aplicação desses modelos.

3.8. Referências

- [1] T. H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature*, vol. 187, n. 4736, pp. 493-494, 1960.
- [2] William F. Brinkman, Thomas L. Koch, David V. Lang, Daniel P. Wilt, The lasers behind the communications revolution, *Bell Labs Technical Journal*, vol. 5, n. 1, pp 150-167, 2000.
- [3] Russel D. Dupuis, III-V Semiconductor Heterojunction Devices Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, n. 6, pp. 1040-1050, 2000.
- [4] J. J. Coleman, Strained-Layer InGaAs Quantum-Well Heterostructure Lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, n. 6, pp. 1008-1013, 2000.
- [5] Syouchi Kakimoto, Hitoshi Watanabe, Threshold Current, Differential Gain, and Relaxation Resonance Frequency of 1.55 μm Bulk and MQW DFB Laser Diodes, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, n. 7, pp. 1231-1239, 1998.
- [6] Rui Fernando Gomes de Sousa Ribeiro, Simulação, Análise e Optimização de Sistemas FSK Ópticos, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1996.
- [7] Shun Lien Chuang, *Physics of Optoelectronics Devices*, John Wiley & Sons, New York, EUA, 1995.
- [8] Donal M. Byrne, Brian A. Keating, A Laser Diode Model Based on Temperature Dependent Rate Equations, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 1, n. 11, pp. 356-358, 1989.
- [9] John C. Cartledge, R. C. Srinivason, Extraction of DFB Laser Rate Equation Parameters for System Simulation Purposes, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 5, pp. 852-860, 1997.
- [10] Leif Bjerkan, Arne Royset, Lars Hafskjaer, Dagfinn Myhre, Measurement of Laser Parameters for Simulation of High-Speed Fiberoptic Systems, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 5, pp. 839-850, 1996.
- [11] Masayuki Ishikawa, Radhakrishnan Nagarajan, Toru Fukushima, John G. Wasserbauer, John E. Bowers, Long Wavelength High-Speed Semiconductor Lasers with Carrier Transport Effects, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n. 10, pp. 2230-2241, 1992.
- [12] Jorge R. A. Pinto, Tiago N. G. Maia, A. Nolasco Pinto, Rui S. Ribeiro, Timing Jitter in an Optical Soliton Source Based on a Gain-Switched Semiconductor Laser, 3rd Conference on Telecommunications - Conftel 2001, pp. 59-63, Figueira da Foz, Portugal, 2001.
- [13] H. M. Salgado, J. M. Ferreira, J. J. O'Reilly, Extraction of Semiconductor Intrinsic Laser Parameters by Intermodulation Distortion Analysis, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, n. 8, pp. 1331-1333, 1997.
- [14] Carla Raquel Castro da Rocha Madureira, Modelação e linearização de laseres semicondutores, Dissertação de mestrado, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1998.

-
- [15] M. M. Freire, H. J. A. da Silva, Estimation of multiple-quantum well laser parameters for simulation of dispersion supported transmission systems at 20 Gbit/s, *IEE Proceedings on Optoelectronics*, vol. 146, n. 2, pp. 93-98, 1999.
- [16] P. S. André, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto e J. Ferreira da Rocha, Extraction of Laser Rate Equations Parameters, *Proceedings of SPIE*, vol. 3572, pp. 141-149, 1999.
- [17] Marian L. Majewski, Dalma Novak, Method for Characterization of Intrinsic and Extrinsic Components of Semiconductor Laser Diode Circuit Model, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 1, n. 9, pp. 246-248, 1991.
- [18] P. A. Morton, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, A. M. Sergent, P. F. Sciortino Jr., D. L. Coblenz, Frequency Response Subtraction for Simple Measurement of Intrinsic Laser Dynamic Properties, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, n.2, pp. 133-136, 1992.
- [19] D. von der Linde, Characterization of the Noise in Continuously Operating Mode Locked Lasers, *AIP Applied Physics B*, vol. 39, pp. 201-217, 1986.
- [20] Hewlett Packard, Lightwave Signal Analyzers measuring relative intensity noise, HP71400C/70401C Application notes, 1996.
- [21] Govind P. Agrawal, Charles M. Bowden, Concept of Linewidth Enhancement Factor in Semiconductor Lasers: Its Usefulness and Limitations, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, n.6, pp. 640-642, 1993.
- [22] Govind P. Agrawal, Niloy K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, 2ª edição, New York, EUA, 1993.
- [23] R. A. Saunders, J. P. King, I. Hardcastle, Wideband Chirp Measurement Technique for High Bit Rate Sources, *IEE Electronics Letters*, vol. 30, n. 16, pp. 1336-1337, 1994.
- [24] Jean Debeau, Benoit Kowalski, Remi Boittin, Simple Method for the Complete Characterization of an Optical Pulse, *OSA Optics Letters*, vol. 23, n. 22, pp. 784-786, 1998.
- [25] Benoit Kowalski, Jean Debeau, Remi Boittin, A Simple and Novel Method for Measuring the Chirp Parameter of an Intensity Modulated Light Source, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n. 6, pp. 700-702, 1999.
- [26] Pedro Miguel Marques Tavares, Recuperação óptica de relógio em redes de elevado débito, *Dissertação de mestrado*, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1999.
- [27] Kam Y. Lau, Short-Pulse and High-Frequency Signal Generation in Semiconductor Lasers, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, n. 2, pp. 400-419, 1989.
- [28] D. M. Pataca, P. Gunning, M. L. Rocha, J. K. Lucek, R. Kashyap, K. Smith, D. G. Moodie, R. P. Davey, R. F. Souza, A. S. Siddiqui, Gain-Switched DFB Lasers, *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, vol. 1, n. 1, pp. 46-63, 1997.
- [29] Armando Humberto Nolasco Pinto, *Análise e Optimização de Sistemas de Comunicação Ópticos Baseados em Solitões*, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1999.
- [30] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, T. Almeida, M. Pousa, Development of a 10 Gb/s Optical Soliton Source, *Proceedings of SPIE*, vol. 4430, pp. 388-397, 2001.
- [31] Shizhuo Yin, Lithium Niobate fibers and waveguides: fabrications and applications, *Lithium Niobate fibers and waveguides: fabrications and applications*, *Proceedings of the IEEE*, vol. 87, n. 11, pp. 1962-1974, 1999.
- [32] Ed L. Wooten, Karl M. Kissa, Alfredo Yi-Yan, Edmond J. Murphy, Donald A. Lafaw, Peter F. Hallemeier, David Maack, Daniel V. Attanasio, Daniel J. Fritz, Gregory J. McBrien, Donald E. Bossi, A Review of Lithium Niobate Modulators for Fiber-Optic Communications Systems, *IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electron.*, vol. 6, n. 1, pp. 69-82, 2000.
- [33] Paul R. Ashley, William S. C. Chang, Chris J. Buchal, Darrel K. Thomas, Guided wave modulators in Ti ion implanted LiNbO₃ waveguides, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, n. 5, pp. 855-862, 1989
-

-
- [34] Hiroshi Miyamoto, Hiroshi Ohta, Kazuhiko Tabuse, Hideto Iwaoka, Yoshihide Miyagawa, A broad band wave Ti:LiNbO₃ optical phase modulator, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 30A, n. 3, pp. 383-385, 1991.
- [35] Sung Kee Kim, Jaehoon Lee, Jichai Jeong, Transmission Performance of 10 Gb/s Optical Duobinary Transmission Systems Considering Adjustable Chirp of Nonideal LiNbO₃ Mach-Zehnder Modulators Due to Applied Voltage Ratio and Filter Bandwidth, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, n.4, pp. 465-470, 2001.
- [36] B. Enning, A Simple Approach to the Simulation of the Polarization Dependence of a LiNbO₃ Mach-Zehnder Modulator, *Journal of Optical Communications*, vol. 21, n. 667-670, pp. 1-3, 2001.
- [37] Tetsuya Kawanishi, Kenji Kogo, Satoshi Oikawa, Masayuki Izutsu, Direct Measurement of Chirp parameters of high-speed Mach-Zehnder-type Optical Modulators, *Optics Communications*, vol. 195, pp. 399-404, 2001.
- [38] M. Schiess, H. Carlden, Evaluation of the Chirp Parameter of a Mach-Zehnder Intensity Modulator, *IEE Electronics Letters*, vol. 30, n. 18, pp. 1524-1525, 1994.
- [39] F. Koyama, K. Iga, Frequency chirping in external modulator, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, n. 1, pp. 87-92, 1988.
- [40] Jichai Jeong, Y. K. Park, Accurate determination of transient chirp parameter in high speed digital lightwave transmitters, *IEE Electronics Letters*, vol. 33, n. 27, pp. 605-606, 1997.
- [41] AT&T Microelectronics, The relationship between chirp and voltage for the AT&T Mach-Zehnder Lithium Niobate modulators, Technical note, 1995.
- [42] Hewlett Packard, Measuring extinction ratio of optical transmitters, Application note 1550-8, 1998.
- [43] P. S. André, J. L. Pinto, Optimising the Operation Characteristics of a LiNbO₃ based Mach - Zehnder Modulator for 10 Gb/s Lightwave Systems, *Journal of Optical Communications*, vol. 22, pp. 767-770, 2001.
- [44] A. H. Gnauck, S. K. Korotky, J. J. Veselka, J. Nagel, C. T. Kemmerer, W. J. Minford, D. T. Moser, Dispersion Penalty Reduction Using an optical Modulator with Adjustable Chirp, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, n. 10, pp. 916-918, 1991.
- [45] Daniel A. Fishman, Design and Performance of Externally Modulated 1.5-um Laser Transmitter in the Presence of Chromatic Dispersion, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, n.4, pp. 624-632, 1993.
- [46] F. Matera, M. Settembre, Role of Q-Factor and of Time Jitter in the Performance Evaluation of Optically Amplified Transmission Systems, *IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, n. 2, pp. 308-316, 2000.
- [47] Sung Kee Kim, et al., Theoretical and experimental study of a 10 Gb/s transmission performance using 1.55 μm LiNbO₃ – based transmitters with adjustable extinction ratio and chirp, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, n. 8, pp. 1320-1325, 1999.
- [48] Y. K. Park, T. V. Nguyen, P. A. Morton, J. E. Johnson, O. Mizuhara, J. Jeong, L. D. Tzeng, P. D. Yeates, T. Fullowan, P. F. Sciortino, A. M. Sergent, W. T. Tsang, R. D. Yadavish, Dispersion-Penalty-Free Transmission Over 130-km Standard Fiber Using a 1.55 um, 10-Gb/s Integrated EA/DFB Laser with Low-Extinction Ratio and Negative Chirp, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, n. 9, pp. 1255-1257, 1996.
- [49] Arkady Kaplan, Shlomo Ruschin, Layout for Polarization Insensitive Modulation in LiNbO₃ Waveguides, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, n. 1, pp. 83-87, 2000.
- [50] Osamu Mitomi, Shunji Nojima, Isamu Kotaka, Kenji Kawano, Mitsuru Naganuma, Chirping Characteristic and Frequency Response of MQW Optical Intensity Modulator, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, n. 1, pp. 71-77, 1992.
- [51] José Maria Longras Figueiredo, Optoelectronic Properties of Resonant Tunneling Diodes, Tese de Doutorado, Universidade do Porto, Porto, Portugal, 2000.
-

- [52] Chris Lawetz, John C. Cartledge, C. Rolland, J. Yu, Modulation characteristics of semiconductor Mach-Zhender optical modulators, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 4, pp. 697-703, 1997.
- [53] Kyo Inoue, Hiromu Toba, Kiyoshi Nosu, Multichannel Amplification Utilizing an Er³⁺ Doped Fiber Amplifier, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, n. 3, pp. 368-370, 1991.
- [54] Yan Sun, Atul K. Srivastava, Jianhui Zhou, James W. Sulhoff, Optical Fiber Amplifiers for WDM Optical Networks, *Bell Labs Technical Journal*, vol. 4, n.1, pp. 187-205, 1999.
- [55] Govind P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, John Wiley & Sons, New York, EUA, 1997.
- [56] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, *Erbium Doped Fiber Amplifiers - Fundamentals and Technology*, Academic Press, San Diego, EUA, 1999.
- [57] William J. Miniiscalco, Erbium doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, n. 2, pp. 234-250, 1991.
- [58] Michael j. Yadlowsky, Evelyn Deliso, Valeria L. da Silva, Optical fibers and amplifiers for WDM systems, *Proceedings of the IEEE*, vol. 85, n. 11, pp. 105-119, 1997.
- [59] C. Randy Giles, Emmanuel Desurvire, Modeling Erbium doped fiber amplifiers, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, n. 2, pp. 271-283, 1991.
- [60] Y. Sun, J. L. Zyskind, A. K. Srivastava, Average Inversion Level, Modeling, and Physics of Erbium-Doped Fiber Amplifiers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, n. 4, pp. 991-1007, 1997.
- [61] E. Desurvire, On the Physical Origin of the 3-dB Noise Figure Limit in Laser and Parametric Optical Amplifiers, *Optical Fiber Technology*, vol. 5, pp. 40-61, 1999.
- [62] Luís Filipe Botelho Ribeiro, *Sistemas de Comunicação com Amplificação Óptica*, Tese de doutoramento, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal, 1995.
- [63] J. Burgmeier, Andreas Cords, Reinhard Marz, Cristian Schaffer, Baldur Stummer, A Black Box Model of EDFA's Operating in WDM Systems, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, n. 7, pp. 1271-1275, 1999.
- [64] Xiupu Zhang, Alan Mitchell, A Simple Black Box Model for Erbium Doped Fiber Amplifiers, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 1, pp. 28-30, 2000.
- [65] Emmanuel Desurvire, Jay R. Simpson, Amplification of Spontaneous Emission in Erbium Doped Single Mode Fibers, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, n. 5, pp. 835-845, 1989.
- [66] D. M. Baney, J. Stimple, WDM EDFA gain characterization with a reduced set of saturating channels, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, n. 12, pp. 1615-1617, 1996
- [67] Morten Nissov, Michael A. Mills, Chinlon Lin, Accurate Measurements of Erbium Doped Fiber Amplifier Gain Spectra, *OFC 2000, WM2-1*, pp. 215-217, Baltimore, EUA, 2000.
- [68] Christian Hentschel, Joachim Vobis, Loren Stokes, Paul Hernday, Val McOmber, Douglas M. Barney, Wayne V. Sorin, Josef Beller, Christopher M. Miller, Stephen W. Hinch, Dennis Derickson (editor), *Fiber Optic Test and Measurement*, Prentice Hall PTR, New Jersey, EUA, 1998.
- [69] Hewlett Packard, HP 71452B Product notes n. 1/2/3, 1996.
- [70] Christian Hentschel, Emmerich Mueller, Edgar Leckel, EDFA noise figure measurements a comparison between optical and electrical techniques, *Lightwave Symposium*, London, Reino Unido, 1994.
- [71] Douglas M. Baney, Philippe Gallion, Rodney S. Tucker, Theory and Measurement Techniques for the Noise Figure of Optical Amplifiers, *Optical Fiber Technology*, vol. 6, n.2, pp. 122-1254, 2000
- [72] António L. J. Teixeira, Mário J. N. Lima, Paulo S. B. André e J. Ferreira da Rocha, Amplificadores de fibra óptica para as bandas C+L, 5º Encontro do Colégio de Electrotecnia da Ordem dos Engenheiros, pp. 267-270, Porto, Portugal, 2001.
- [73] M. Dejneka, B. Samson, Rare Earth Doped Fibers for Telecommunications Applications, *MRS Bulletin*, vol. 24, n. 9, pp. 39-45, 1999.

-
- [74] Motoki Kakui, Tomonori Kashiwada, Masayuki Shigematsu, Masashi Onishi, Masayuki Nishimura, Gain-Flattened Hybrid Silica-Based Er-Doped Fiber Amplifiers Designed for More Than 25 nm Optical Bandwidth, *IEICE Transactions Electronics*, vol. E81-C, n. 8, pp. 1285-1292, 1998.
- [75] Shien-Kuei Liaw, Keang-Po Ho, Kuang-Yu Hsu, Sien Chi, Proposed Power Equalised EDFA Modules Using Fiber Bragg Gratings with Various Reflectivities, *Fiber and Integrated Optics*, vol. 18, n. 4, pp. 297-304, 1999.
- [76] Paul F. Wysocki, Justin B. Judkins, Rolando P. Espindola, Matthew Andrejco, Ashish M. Vengsarkar, Broad-Band Erbium-Doped Fiber Amplifier Flattened Beyond 40 nm Using Long-Period Grating Filter, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, n. 10, pp. 1343-1345, 1997.
- [77] O. Frazão, G. Rego, M. Lima, A. Teixeira, F.M. Araújo, P.S. André, J.F. da Rocha, H.M. Salgado, EDFA Gain Flattening Using Long-Period Fibre Gratings Based on the Electric Arc Technique, 3 rd London Communication Symposium - LCS 2001, Londres, Reino Unido, 2001.
- [78] Ajoy Ghatak, K. Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, Londres, Reino Unido, 1999.
- [79] A. A. Olsson, *Lightwave Systems With Optical Amplifiers*, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, n. 7, pp. 1071-1082, 1989.
- [80] Dan Sadot, Efraim Boimovich, Tunable Optical Filters for Dense WDM Networks, *IEEE Communications Magazine*, vol. 36, n. 12, pp. 50-55, 1998.
- [81] Kenneth A. McCreer, Arrayed Waveguide Gratings for Wavelength Routing, *IEEE Communications Magazine*, vol. 12, n. 12, pp. 62-68, 1998.
- [82] Hechy - Eugene Hecht, *Óptica*, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, Portugal, 1991.
- [83] Banmali S. Rawat, Jie Si, Analysis of N Stage Fabry Perot Filters for Application in Optical Frequency Division Multiplexing Systems, *Journal of Optical Communications*, vol. 19, pp. 1-7, 1998.
- [84] Christi K. Madsen, Jiam H. Zhao, *Optical Filter Design and Analysis, a Signal Processing Approach*, John Wiley & Sons, New York, EUA, 1999.
- [85] Agostini Perinati, Thin Film Technologies for Optoelectronics Components in Fiber Optic Communication, *SPIE Proceedings*, vol. 3175, pp. 21-30, 1998.
- [86] Sung Kee Kim, Jichai Jeong, Transmission Performance on Frequency Response of Recivers and Chirping Shape of Transmitters for 10 Gb/s LiNbO3 modulator Based Lightwave Systems, *Optics Communications*, vol. 175, pp. 1-15, 2000.
- [87] Mário J. N. Lima, António L. J. Teixeira, O. Frazão, Paulo S. André, J. R. Ferreira da Rocha, Redes de Bragg para Telecomunicações Actas de Engenharia 2001 – Inovação e Desenvolvimento, pp. 21-26, Covilhã, Portugal, 2001.
- [88] I. Abe, O. Frazão, P. S. André, J. C. Cardozo da Silva, H. J. Kalinowski, J. L. Pinto, F. M. Araújo, The use of Fibre Bragg Gratings Filters in Optical Communications, 3 rd Conference on Telecommunications - Conftel 2001, pp. 276, Figueira da Foz, Portugal, 2001.
- [89] C. R. Giles, Lightwave applications of fiber Bragg gratings, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1391-1404, 1997.
- [90] Paul Petruzzi, Curt Lowry, Ponniah Silvanesan, Dispersion Compensation Using Only Fiber Bragg Gratings, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, n. 5, pp. 1339-1344, 1999.
- [91] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Thériault, D. C. Johnson, J. Albert, K. Takiguchi, Chirped in fiber Bragg gratings for compensation of optical fiber dispersion, *OSA Optics Letters*, vol. 19, n. 17, pp. 1314-1316, 1994.
- [92] Natalia M. Litchinitser, Benjamin J. Eggleton, David Patterson, Fiber Bragg gratings for dispersion compensation in transmission: Theoretical model and design criteria for nearly ideal pulse recompression, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1303-1313, 1997.
-

- [93] Morten Ibsen, Michael K. Durkin, Michalis N. Zervas, Anatoly B. Grudinin, Richard I. Laming, Costum Design of Long Chirped Bragg Gratings: Application to Gain-Flattening Filter with Incorporated Dispersion Compensation, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 5, pp. 498-500, 2001.
- [94] Jean Luc Archambault, Stephen G. Grubb, Fiber gratings in lasers and amplification, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1378-1390, 1997.
- [95] Raman Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, San Diego, EUA 1999.
- [96] Kenneth O. Hill Gerald Meltz, Fiber Bragg gratings Technology fundamentals and overview, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1263-1276, 1997
- [97] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, Y. Fujii, Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers, *OSA Optics Letters*, vol. 3, n. 2, pp. 66-68, 1978.
- [98] G. Meltz, W. W. Morey, W. H. Glenn, Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method, *OSA Optics Letters*, vol. 14, n. 15, pp. 823-825, 1989
- [99] C. G. Askins, T. E. Tsai, G. M. Williams, M. A. Putnam, M. Bashkansky, E. J. Friebele, Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer pulse, *OSA Optics Letters*, vol. 17, n. 11, pp. 833-835, 1992
- [100] K. O. Hill, B. Mallo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert, Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask, *AIP Applied Physics Letters*, vol. 62, n.10, pp. 1035-1037, 1993.
- [101] Raman Kashyap, *Photosensitive Optical Fibers: Devices and Applications*, Optical Fiber Technology, vol. 1, n. 1, pp. 17-34, 1994.
- [102] B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert, Point-by-point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification technique, *IEE Electronics Letters*, vol. 29, n. 18, pp. 1668-1669, 1993.
- [103] O. Frazão, M. Lima, A. Teixeira, P. André, J. R. F. da Rocha, Estabilidade termica de redes de Bragg em fibras ópticas do tipo I e do tipo IIA, 13ª Conferência Nacional de Física, Évora, Portugal, Setembro 2002.
- [104] R. M. Atkins, P. J. Lemaire, T. Erdogan, V. Mizrahi, Mechanisms of Enhanced UV Photosensitivity via Hydrogen Loading in Germanosilicate, *IEE Electronics Letters*, vol. 29, n. 14, pp. 1234-1235, 1993.
- [105] D. K. W. Lam, B. K. Garside, Characterization of single-mode optical fiber filters, *OSA Applied Optics*, vol. 20, n. 3, pp. 440-445, 1981.
- [106] Francisco Manuel Moita Araújo, *Redes de Bragg em Fibra Óptica*, Tese de Doutoramento, Universidade do Porto, Porto, Portugal, 1999.
- [107] David L. Griscom, Defect structure of glasses, *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 73, pp. 51-77, 1985.
- [108] M. Douay, W. X. Xie, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, p. Cordier, B. poumellec, L. Dong, J. F. Bayon, H. Poignant, E. Delevaque, Densification involved in the UV based photosensitivity of silica glasses and optical fibers, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1329-1342, 1997
- [109] J. Stone, Interactions of Hydrogen and Deuterium with Silica Optical Fibers: A Review, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 5, n. 5, pp. 712-733, 1987.
- [110] C. L. Liou, L. A. Wang, M. C. Ahih, T. J. Chuang, Characteristics of hydrogenated fiber Bragg gratings, *AIP Applied Physics A*, vol. 64, pp. 191-197, 1997.
- [111] Turan Erdogan, Fiber Grating Spectra, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1277-1294, 1997
- [112] Victor Mizrahi, J. E. Sipe, Optical Properties of Photosensitive Fiber Bragg Gratings, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, n. 10, pp. 1513-1517, 1993.
- [113] Karin Ennser, Mikhail N. Zervas, Richard I. Laming, Optimization of Apodized Linearly Chirped Fiber Gratings for optical Communications, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, n. 5, pp. 770-778, 1998.

- [114] Andreas Othonos, Kyriacos Kalli, *Fiber Bragg Gratings Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House, Norwood, Reino Unido, 1999.
- [115] M. R. Shenoy, K. Thyagarajan, Vishnu Priye, N. S. Madhavan, Estimation of the Characteristic parameters of fiber Bragg gratings from spectral measurements, *SPIE Proceedings*, vol. 3666, pp. 94-99, 1999.
- [116] Johannes Skaar, Measuring the group delay of fiber Bragg gratings by use of end reflection interference, *OSA Optics Letters*, vol. 24, n. 15, pp. 1020-1022, 1999.
- [117] S. Barcelos, M. N. Zervas, R. I. Laming, D. N. Payne, L. Reekie, J. A. Tucknott, R. Kashyap, P. F. McKee, F. Sladen, B. Wojciechowicz, High accuracy dispersion measurements of chirped fibre gratings, *IEE Electronics Letters*, vol. 31, n. 15, pp. 1280-1282, 1995.
- [118] Shellee D. Dyer, Kent B. Rochford, Low-Coherence Interferometric Measurements of the Dispersion of Multiple Fiber Bragg Gratings, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, n. 3, pp. 230-232, 2001
- [119] Shellee D. Dyer, Kent B. Rochford, Allen H. Rose, Fast and accurate low-coherence interferometric measurements of fiber Bragg grating dispersion and reflectance, *OSA Optics Express*, vol. 5, n. 11, pp. 262-266, 1999.
- [120] C. Caspar, H. M. Foisel, C. V. Helmolt, B. Strebel, Y. Sugaya, Comparison of the cascability performance of different types of commercially available wavelength (de)multiplexers, *ECOC 97*, pp. 91-94, Edinburgo, Reino Unido, 1997.

Capítulo 4

OADM – Nó óptico de extracção e inserção de canais

4.1. Introdução

A evolução das redes ópticas, com utilização da tecnologia de transmissão WDM, de ligações ponto a ponto para topologias ópticas emalhasadas ou para topologias ópticas em anel requer nós de rede que permitam o acesso local aos sinais no domínio óptico. Esses nós de extracção e inserção de canais são blocos básicos nas arquiteturas de fibras ópticas que empregam configurações de transporte unidirecional ou bidireccional e são, usualmente, designados pelo seu acrónimo em inglês OADM (*Optical Add-Drop Multiplexer*).

Os nós ópticos com funções de OADM são peças essenciais no processo de evolução das topologias das redes ópticas transparentes. A função principal destes nós é a de permitir o acesso local (extracção e inserção) dos canais ópticos do sinal agregado em trânsito. O número de canais ópticos a manipular localmente será, geralmente, bastante inferior ao número de canais em trânsito, podendo a selecção do número e do comprimento de onda dos canais a manipular ser fixa ou configurável. Na sua versão mais simples, em termos de funcionalidades, ter-se-á um componente óptico passivo e fixo que permite o acesso local a um único canal óptico. Na sua versão mais complexa, ter-se-á um nó flexível

e configurável em número e comprimentos de onda dos canais a aceder e com possibilidade local de gestão.

Os OADM convencionais consistem em MUXs e DEMUXs ópticos, interligados através de padrões pré-definidos, por forma a realizar as operações de extracção e inserção de canais numa forma fixa. Este tipo de OADM não tem a possibilidade de se rearranjar, limitando, por isso, a flexibilidade de reconfiguração das redes. Os OADM reconfiguráveis, além da reconfiguração dos canais a extrair e a inserir, podem, ainda, converter a frequência óptica dos canais, e desta forma, aumentar a protecção e a flexibilidade de reencaminhamento da rede.

O desenvolvimento de sistemas de comunicações ópticas baseados em fibra óptica e utilizando a tecnologia WDM fomentou a investigação e desenvolvimento de dispositivos ópticos integrados. Entre estes, as FBGs atingiram uma maturidade que permite uma utilização vulgarizada em sistemas comerciais. Uma das possíveis aplicações da FBG é como elemento de filtragem óptica, tal como foi proposto e realizado no capítulo 3, podendo ser utilizadas na implementação de um OADM. A implementação de um OADM baseado em FBG e circuladores ópticos permite a realização de um elemento com baixas perdas, baixo custo e elevada rejeição espectral entre canais.

Na secção 4.2 faz-se a especificação da arquitectura de um OADM a implementar na secção 4.3.

Na secção 4.4 descreve-se a implementação de um OADM selectivo, baseado num processo de sintonia híbrido de uma FBG.

A secção 4.5 aborda a simulação, implementação e teste de um protótipo de OADM, projectado para uma rede óptica comercial multicomprimento de onda.

4.2. Especificação de uma arquitectura para o OADM

Diferentes arquitecturas de OADM têm sido propostas, recorrendo a diferentes tecnologias de filtragem, tais como: filtros acusto-ópticos [1], acopladores de fibra com redes de Bragg impressas na região de acoplamento [2], moduladores MZ em tecnologia

integrada com redes de Bragg fotoimpressas nos braços do interferómetro [3,4], filtros Fabry-Perot [5], matrizes de cristais líquidos ferroeléctricos [6], filtros baseados em ressoadores ópticos [7] e agregados de guias de onda integrados [8-10]. Porém, sem dúvida que a tecnologia mais utilizada é baseada em FBGs. Estas redes são utilizadas em interferómetros MZ [11,12], em conjugação com circuladores ópticos [13], em conjugação com acopladores passivos de potência [14], ou ainda, com circuladores ópticos e filtros Fabry-Perot [15]. Outra opção amplamente estudada é a conjugação de FBG com circuladores ópticos multiporta (> 3) para a obtenção de nós compactos, com baixa diafonia [16], sintonizáveis [17] ou bidirecionais [18].

A opção de implementação física escolhida consiste num OADM de um canal, baseado numa FBG em que a selecção do canal a extrair é feita por reflexão deste na rede e posterior extracção com um circulador óptico. Os canais que não sofrem desvio mantêm a sua integridade e atravessam a rede. Em seguida, ser-lhes-á inserido, recorrendo a outro circulador óptico, o canal local. Na figura 4.1 encontra-se um esquema dessa configuração. Caso se pretenda extrair mais do que um canal, tem-se que encadear vários destes dispositivos, tendo cada um deles uma rede de Bragg ajustada ao comprimento de onda do canal a remover.

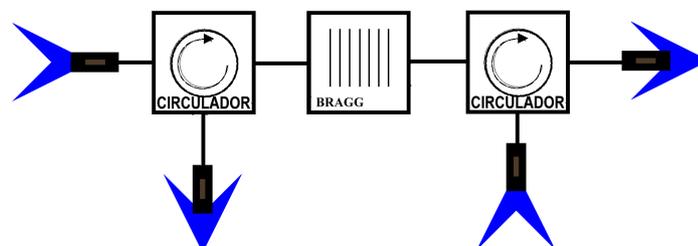


Figura 4.1 – Esquema de um OADM baseado numa FBG.

A principal fonte de diafonia heterodina para o canal removido nesta configuração provém da rede de Bragg que não apresenta uma rejeição perfeita entre o canal reflectido e os restantes canais. O valor médio da rejeição é de tipicamente 30 dB. A principal fonte de diafonia homodina resulta da remoção incompleta do canal filtrado na rede de Bragg o que irá degradar o desempenho do canal adicionado localmente com o mesmo comprimento de onda. Tipicamente, a rejeição do canal reflectido é de 30 dB.

4.3. Implementação e teste do OADM

Foi implementado o OADM descrito anteriormente, utilizando uma FBG, transparente em relação ao número total dos canais em trânsito e com capacidade para extrair um único canal. Os canais em trânsito têm um espaçamento entre si de 200 GHz, baseado na tabela de frequências da ITU (Anexo D). A escolha da implementação foi feita tendo por base a transparência desta arquitectura ao número de canais em trânsito, ao espaçamento entre os canais, à possibilidade de sintonia e ao baixo custo de implementação. Na figura 4.2 encontra-se um esquema do OADM com capacidade de configuração através do interruptor óptico, permitindo executar ou não a operação de extracção e inserção do canal especificado pelo comprimento de onda central da rede de Bragg. Foi incluído um atenuador variável para equalizar os canais de passagem com o canal central na operação em que este é reintroduzido. Em relação à arquitectura da figura 4.1, o circulador de saída foi substituído por um acoplador passivo de potência, o que permite reduzir o custo de implementação mantendo as características espectrais.

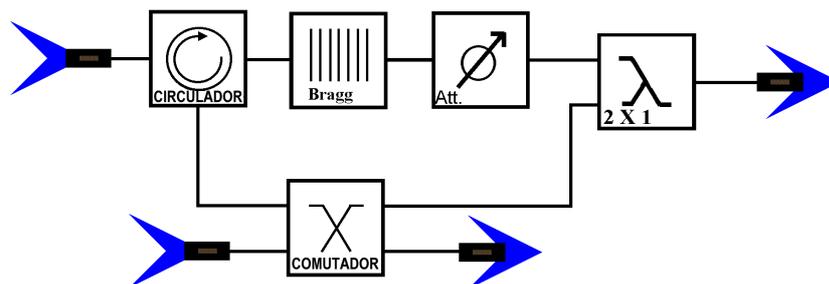


Figura 4.2 - Esquema do OADM implementado.

O conjunto constituído pela rede de Bragg e pelo circulador óptico foi caracterizado, utilizando para o efeito o ruído de emissão espontânea de um amplificador óptico, como fonte de elevada largura espectral. Na figura 4.3 mostra-se a reflectividade do conjunto, onde se observa que a rejeição medida a 200 GHz do canal reflectido é superior a 28.3 dB.

Para se verificar a fiabilidade da arquitectura proposta, o OADM foi introduzido num sistema WDM ponto a ponto, com três canais ópticos espaçados entre si de 200 GHz. Cada um dos canais é modulado externamente a um ritmo de STM-16 com um formato NRZ. Na figura 4.4 encontra-se o esquema simplificado do sistema com o OADM.

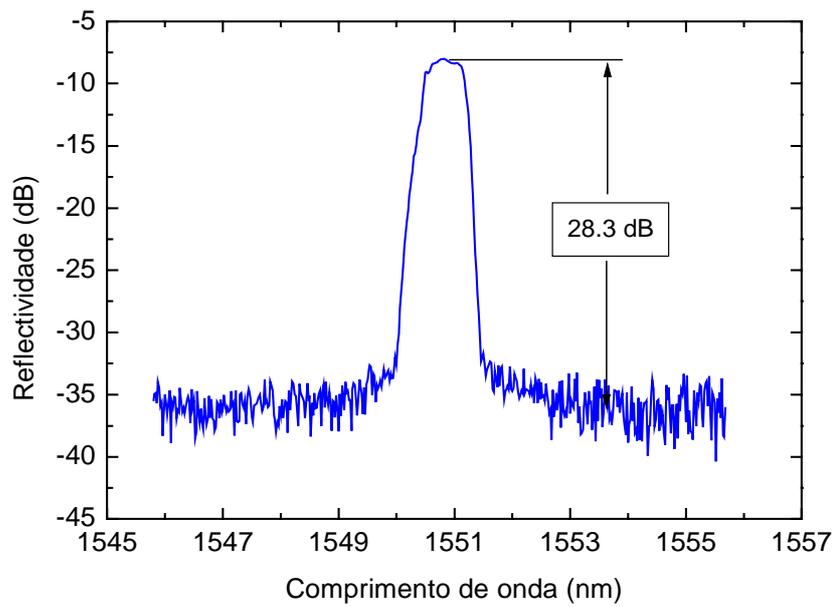


Figura 4.3 – Reflectividade do conjunto rede de Bragg e circulador óptico.

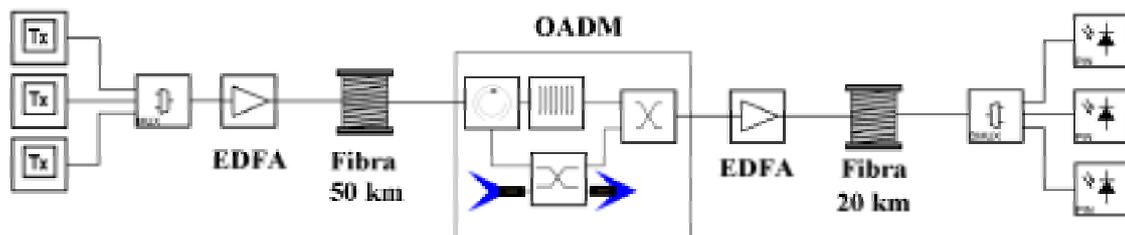


Figura 4.4 – Esquema implementado experimentalmente do sistema WDM com o OADM.

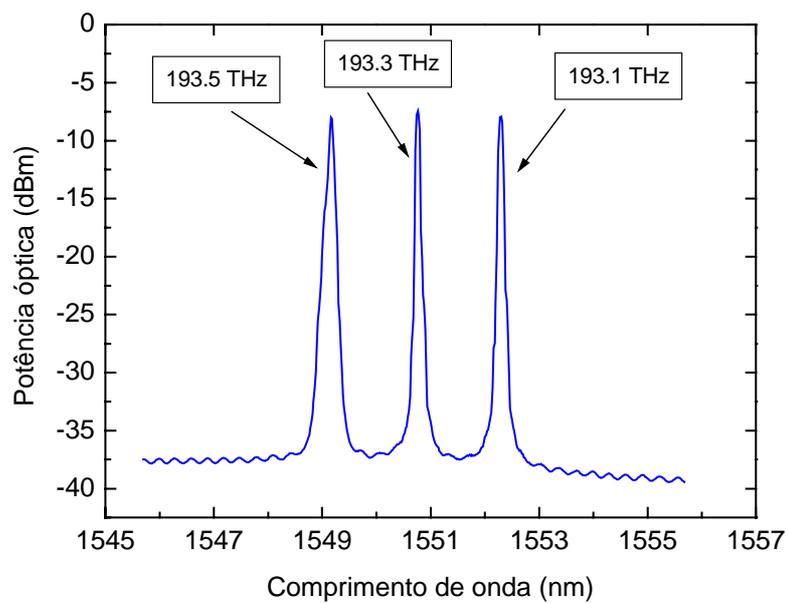


Figura 4.5 – Espectro óptico à entrada do OADM.

Foram medidos os espectros ópticos nas diferentes portas do OADM. Na figura 4.5 encontra-se o espectro óptico à entrada do OADM, após a propagação dos sinais em 50 km de fibra. As frequências das portadoras encontram-se, também, indicadas no gráfico.

O espectro óptico do canal extraído, com uma frequência da portadora de 193.3 THz, encontra-se na figura 4.6. Neste espectro são visíveis os resíduos de potência correspondentes aos canais laterais. A supressão aos canais adjacentes no OADM é de 28.1 dB. Esta rejeição aos canais adjacentes não é infinita, contribuindo para a existência de diafonia heterodina.

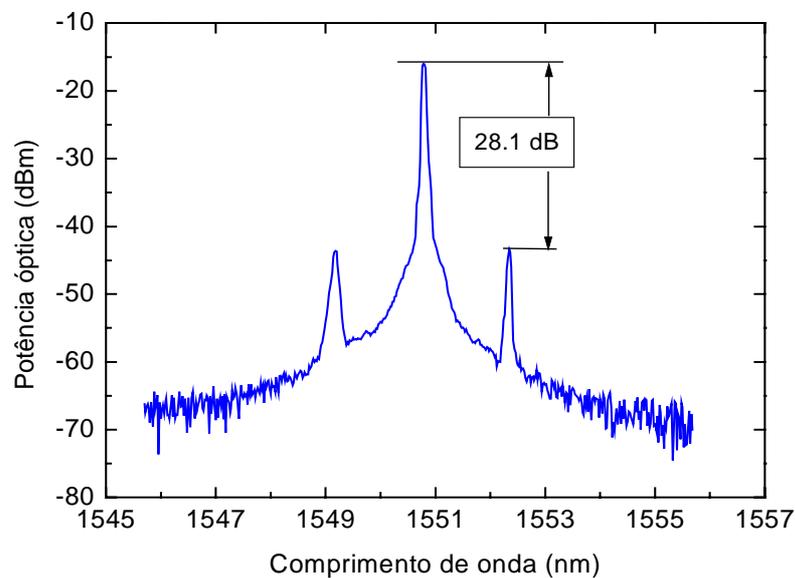


Figura 4.6 – Espectro óptico do sinal extraído no OADM

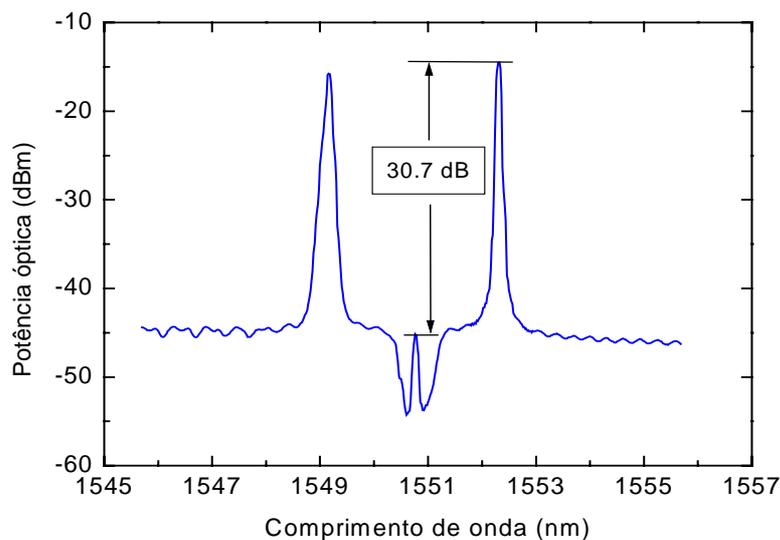


Figura 4.7 – Espectro óptico do sinal transmitido pela rede de Bragg.

Na figura 4.7 mostra-se o espectro transmitido pela rede de Bragg medido antes do acoplador de potência óptica de saída. É visível a rejeição finita da rede de Bragg ao canal central (30.7 dB). A componente residual do canal extraído, presente na saída da rede, irá induzir diafonia homodina, quando se adicionar à saída do OADM o novo canal com a mesma frequência do canal extraído. Após a inserção do novo canal, com a mesma frequência do canal extraído, obtém-se à saída do OADM o espectro óptico da figura 4.8.

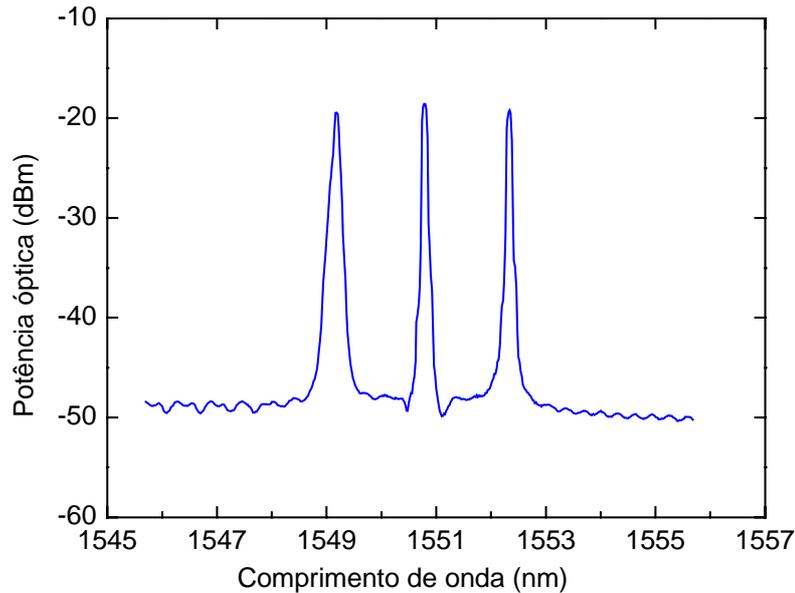


Figura 4.8 – Espectro óptico à saída do OADM, após a inserção do novo canal.

As características de inserção do OADM vão depender, principalmente, das propriedades espectrais da rede de Bragg, do acoplador óptico, do circulador óptico e do atenuador óptico. A tabela 4.1 mostra as características de inserção do OADM.

Tabela 4.1 – Características do OADM.

Característica	Valor
Perdas do canal removido	4 dB
Perdas do canal adicionado	7 dB
Perdas dos canais de passagem	11 dB

Foi analisada a BER do canal removido no OADM, em função da potência óptica no receptor e após propagação em 50 km de fibra. O resultado é comparado na figura 4.9, com a BER obtida à entrada do OADM para o mesmo canal. Na mesma figura é mostrada,

também, a BER de referência medida através de uma ligação directa entre o emissor e o receptor (*back-to-back*).

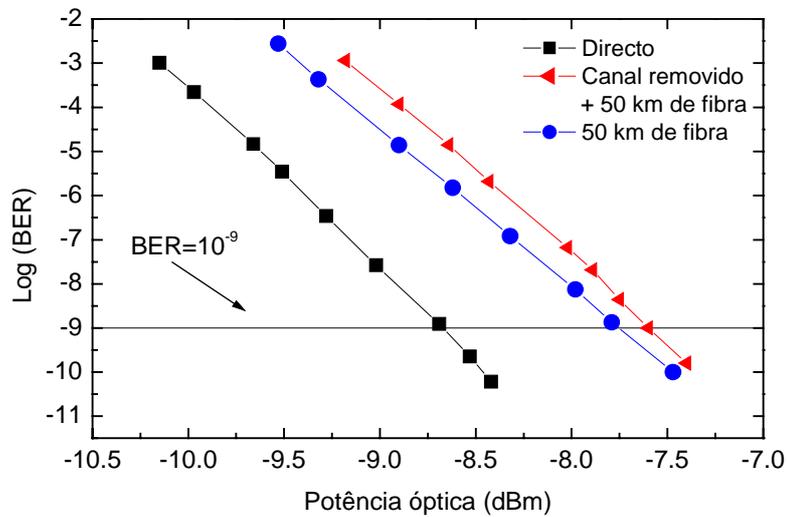


Figura 4.9 – BER do canal removido em função da potência óptica no receptor. As linhas são guias visuais.

Os resultados mostram que a penalidade de potência para uma BER de 10^{-9} é de 0.17 dB, indicando uma degradação do desempenho muito baixa. Esta degradação, tal como já foi referido, é devida à diafonia heterodina induzida pelos canais adjacentes ao canal removido.

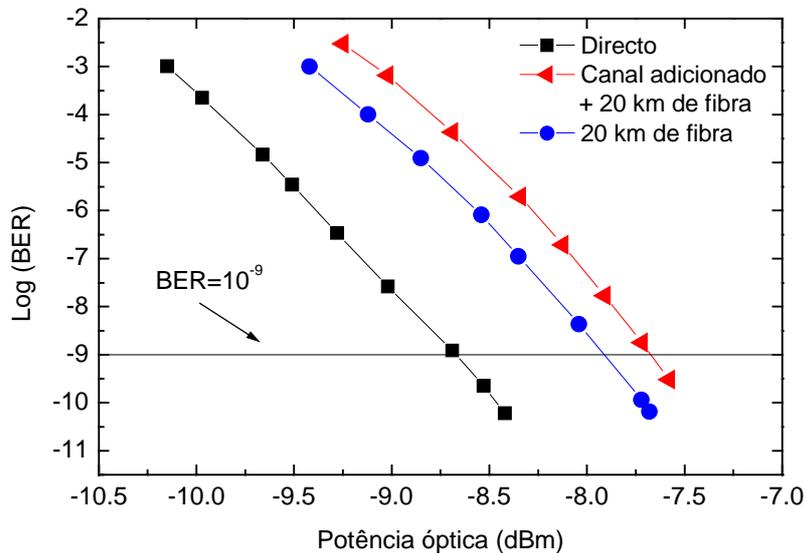


Figura 4.10 – BER do canal adicionado em função da potência óptica no receptor. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

Foi, também, analisada a BER para o canal adicionado localmente no OADM, em função da potência no receptor, após propagação em 20 km de fibra. Este resultado é

apresentado na figura 4.10 e é comparado com o obtido para a transmissão em apenas 20 km de fibra e para a ligação directa. É possível verificar que a penalidade de potência, para uma BER de 10^{-9} é de 0.27 dB, que resulta da diafonia homodina induzida pela rejeição finita do canal reflectido.

Foi investigada a influência do espaçamento entre canais no desempenho deste sistema com o OADM. Na figura 4.11 mostra-se a montagem utilizada [19]. O canal central é mantido fixo e sintonizado com o comprimento de onda central da banda de reflexão da FBG, enquanto que os comprimentos de onda dos canais laterais são deslocados, reduzindo, assim, o espaçamento entre canais.

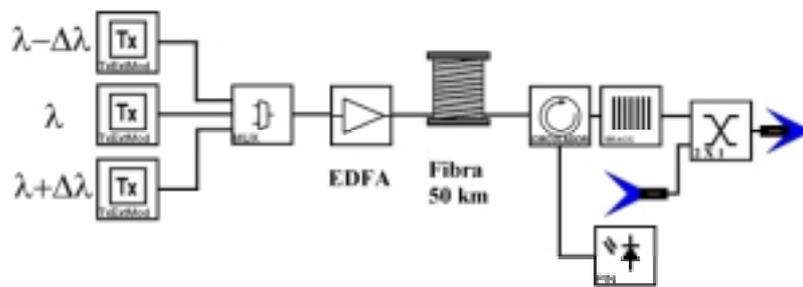


Figura 4.11 – Montagem experimental utilizada para investigar a influência do espaçamento entre canais no desempenho do OADM.

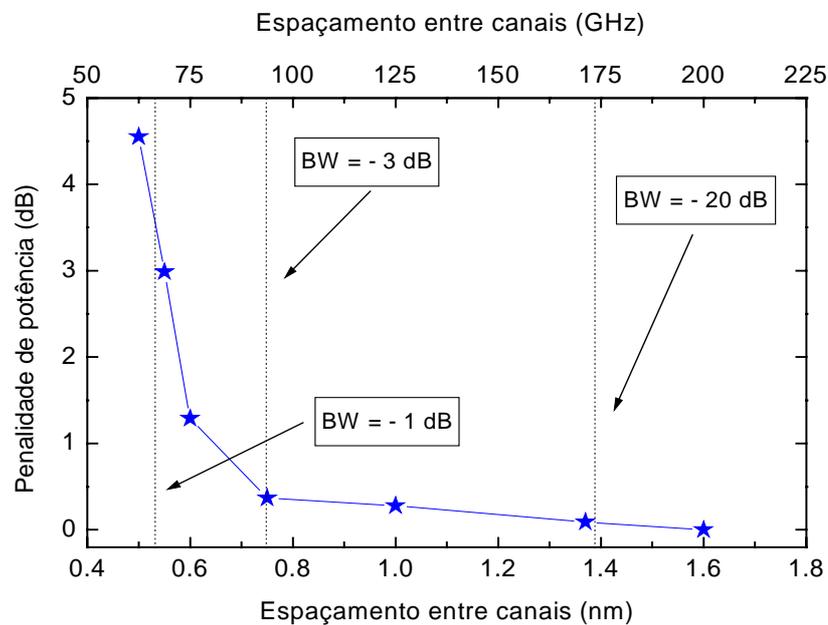


Figura 4.12 – Penalidade de potência em função do espaçamento entre canais. Encontra-se assinalada a largura espectral a -1 dB, -3 dB, e -20 dB da rede de Bragg (BW). A linha que une os pontos é um guia visual.

Na figura 4.12 encontra-se a penalidade de potência medida para uma BER de 10^{-9} do canal removido, devido ao afastamento dos canais laterais. Considerou-se que a penalidade de potência é nula para um espaçamento entre canais de 1.6 nm (200 GHz). No gráfico da figura 4.12 encontra-se, também, assinalado o valor da largura espectral da FBG medida a -1 dB, -3 dB e -20 dB.

Foi avaliado o impacto da dessincronização do comprimento de onda do sinal óptico a ser extraído e inserido, em relação ao comprimento de onda central da rede de Bragg. Na figura 4.13 mostra-se a montagem utilizada [19].

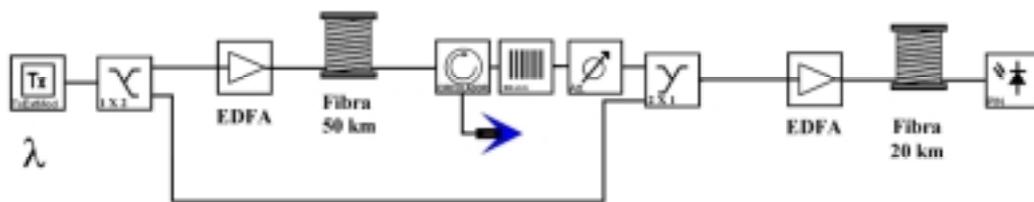


Figura 4.13 – Montagem utilizada para investigar a influência da dessincronização do comprimento de onda do sinal óptico e da banda central da FBG.

Neste estudo, desprezou-se a influência da diafonia heterodina, visto esta ser menos penalizante do que a diafonia homodina. Assim, o aumento da dessincronização resulta numa redução da rejeição da rede ao canal a ser extraído e a um aumento da diafonia, quando o canal local é inserido.

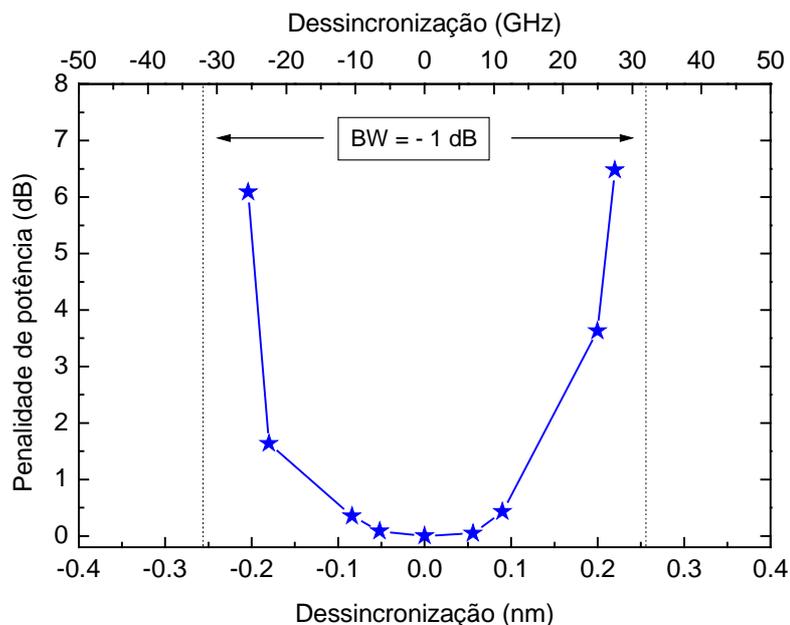


Figura 4.14 – Penalidade de potência em função da dessincronização. Encontra-se assinalada a largura espectral a -1 dB da rede de Bragg (BW). A linha que une os pontos é um guia visual.

Na figura 4.14 encontra-se a penalidade de potência do canal removido, devido à dessincronização do canal extraído/inserido em relação ao comprimento de onda central da rede de Bragg. Considerou-se que a penalidade de potência é nula quando não existe dessincronização. No gráfico da figura 4.14 encontra-se assinalado o valor da largura espectral medida a -1 dB da rede de Bragg.

A partir dos dados das figuras 4.12 e 4.14, verifica-se que o OADM apresenta uma elevada tolerância ao espaçamento entre canais. Este OADM foi especificado para funcionar num sistema WDM com um espaçamento entre canais de 200 GHz mas a sua utilização num sistema com um espaçamento menor é, também, tolerada. Por exemplo, para um espaçamento entre canais de 100 GHz a penalidade de potência do canal removido é inferior a 0.3 dB. Esta é uma indicação da transparência do OADM ao espaçamento entre canais.

Porém, a dessincronização do canal central em relação ao comprimento de onda central da rede de Bragg, origina uma maior diminuição da tolerância do OADM. Verifica-se que para uma dessincronização de ± 10 GHz a penalidade de potência é de 0.5 dB, crescendo rapidamente à medida que a dessincronização aumenta. Esta baixa tolerância impõe um rigoroso controlo da frequência central de emissão dos lasers utilizados e das FBGs.

4.4. OADM selectivo

Um OADM sintonizável tem a vantagem de oferecer uma eficiência maior em termos de custo de implementação, pois permite seleccionar qualquer comprimento de onda sem necessidade de alteração física do nó óptico.

Para que a transparência do sistema seja obtida, é necessário que o OADM possa seleccionar o comprimento de onda do sinal a remover. A implementação de um OADM selectivo baseado em FBGs é possível, através da selecção mecânica da FBG correspondente ao canal a remover [20], ou através da sintonia da FBG para o comprimento de onda pretendido. Tal como foi referido no capítulo anterior, o

comprimento de onda central da FBG depende de factores externos, sendo possível utilizar esses factores na sintonia da rede e, subsequentemente, na sintonia do OADM.

O desvio do comprimento de onda central da rede pode ser realizado através da modificação do índice de refração da rede ou da variação do período desta. Estes efeitos podem ser induzidos térmicamente ou por acção de uma deformação mecânica. O desvio realizado por deformação mecânica tem a vantagem de permitir um elevado intervalo de sintonia (usualmente > 44 nm) e elevada velocidade de sintonia (> 20 nm/ms) [21]. No entanto, apresenta uma baixa repetibilidade, devido às tolerâncias mecânicas do sistema e ao desgaste mecânico. A sintonia por temperatura tem como vantagens ser mais repetível, de provocar um menor desgaste e de compensar as variações térmicas exteriores. Como desvantagens, pode-se referir uma baixa velocidade de sintonia (< 0.1 nm/s) e um baixo intervalo de sintonia (< 1 nm) [22].

O primeiro termo do segundo membro da expressão (3.67) representa o efeito da deformação na rede. Este efeito corresponde a uma variação do espaçamento das franjas e à alteração induzida no índice de refração pela tensão. Recorrendo à expressão (3.68), este efeito pode ser descrito por:

$$\Delta\lambda_{BD} = \lambda_B \cdot (1 - p_e) \cdot \varepsilon_z \quad (4.1)$$

onde ε_z é a distensão relativa da fibra e p_e é a constante efectiva do efeito óptico induzido pela tensão e que apresenta um valor típico de 0.22. A utilização destes valores para um comprimento de onda de Bragg de 1550 nm resulta num desvio de 1.2 pm no comprimento de onda central da FBG, quando esta é sujeita à distensão de 1 $\mu\varepsilon$ (1 micro-strain corresponde a uma distensão de 1 μm numa fibra com 1 m de comprimento).

Um método de sintonia híbrido, apresenta as vantagens da sintonia por temperatura, associadas a um intervalo de sintonia mais elevado [23]. Este método híbrido foi implementado numa rede de Bragg (INESC Porto). A rede foi colocada e presa nas extremidades de um tubo de Alumínio com 5 cm de comprimento, cujo interior foi preenchido com massa térmica. Assim, o aquecimento do tubo de Alumínio origina a sua expansão térmica, o que induz uma distensão na rede. Além disso, rapidamente a rede ficará em equilíbrio térmico com o tubo. O efeito da temperatura e da deformação vão

contribuir para o desvio do comprimento de onda central da banda de reflexão da FBG. O esquema do sistema de sintonia híbrido é mostrado na figura 4.15.

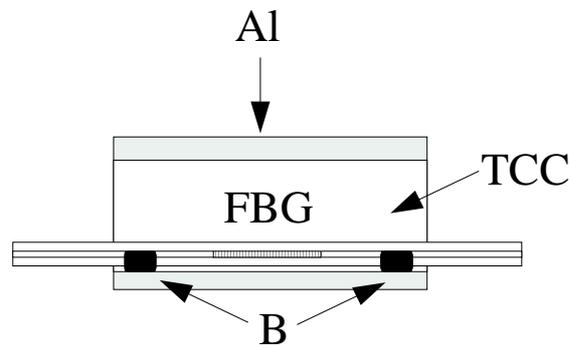


Figura 4.15 – Esquema do sistema de sintonia híbrido. Sendo Al - Tubo de Alumínio, B – pontos de fixação da fibra ao tubo de Alumínio, FBG – rede de Bragg e TCC – Massa térmica.

A deformação mecânica da rede é proporcional ao coeficiente de expansão térmica do Alumínio, $\alpha_{CTE} = 22.0 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, através de [24]:

$$\varepsilon_z = \alpha_{CTE} \cdot \Delta T \quad (4.2)$$

Assim, o desvio total do comprimento de onda obtido por este sistema híbrido será dado por [23]:

$$\Delta\lambda = \lambda_B \cdot [(1 - p_e) \cdot \alpha_{CTE} + (\alpha_\Lambda + \alpha_n)] \cdot \Delta T \approx \lambda_B \cdot 26.31 \times 10^{-6} \cdot \Delta T \quad (4.3)$$

Para um comprimento de onda de 1550 nm, o coeficiente de sintonia será de aproximadamente $41 \text{ pm } ^\circ\text{C}^{-1}$, o que é cerca de quatro vezes superior ao obtido só com a utilização da temperatura para a sintonia da rede de Bragg.

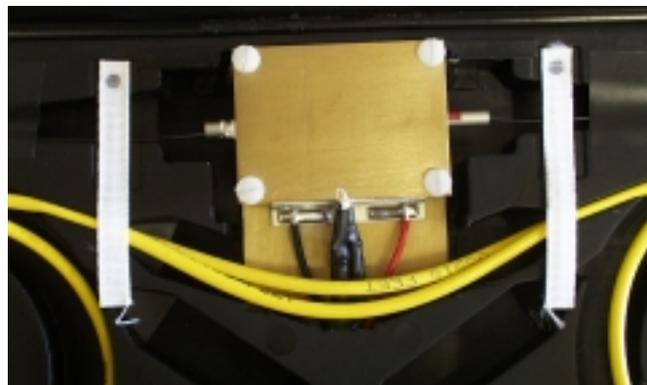


Figura 4.16 – Fotografia do sistema de sintonia híbrido.

A alteração da temperatura no tubo de Alumínio que envolve a rede é realizada através de um módulo de *Peltier*. O tubo de Alumínio encontra-se envolto por um bloco de latão que permite minorar as alterações de temperatura local, devido à difusão e radiação térmica. A figura 4.16 mostra uma fotografia do sistema de sintonia, onde são visíveis as extremidades do tubo de Alumínio fora do bloco de latão.

Foi testado o sistema de sintonia com a variação da temperatura. Na figura 4.17 mostra-se a variação do comprimento de onda central da rede em função do aumento de temperatura entre 10°C e 60 °C. O coeficiente de sintonia do comprimento de onda central calculado é de $44.37 \text{ pm } ^\circ\text{C}^{-1}$, com um erro inferior a 1%. Este valor tem um desvio de 8 % em relação ao valor teórico previsto pela expressão (4.3). Na mesma figura são mostrados os dados obtidos pela sintonia da rede, utilizando apenas o efeito da variação da temperatura, provando assim que o efeito da distensão é o principal responsável pelo desvio do comprimento de onda central da rede. A intersecção dos dados da figura 4.17 para uma temperatura de $\approx 26 \text{ }^\circ\text{C}$, indica que para esta temperatura a rede apresenta um distensão nula. Para temperaturas inferiores regista-se uma compressão da fibra.

Para diversas temperaturas, do sistema entre 22°C e 55°C, mediu-se a resposta espectral em reflexão da FBG, cuja reflectividade se encontra na figura 4.18.

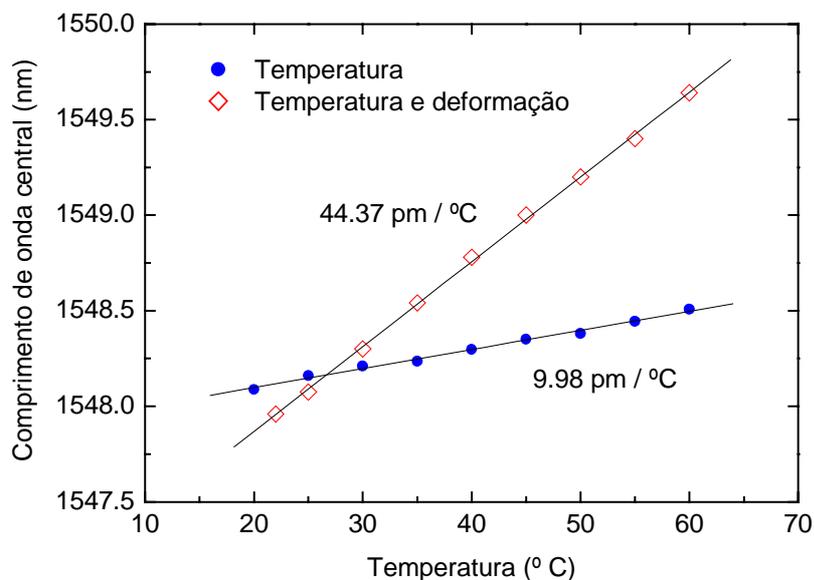


Figura 4.17 – Variação do comprimento de onda central em função da temperatura da rede de Bragg. Os pontos são dados experimentais e as rectas são os respectivos ajustes lineares.

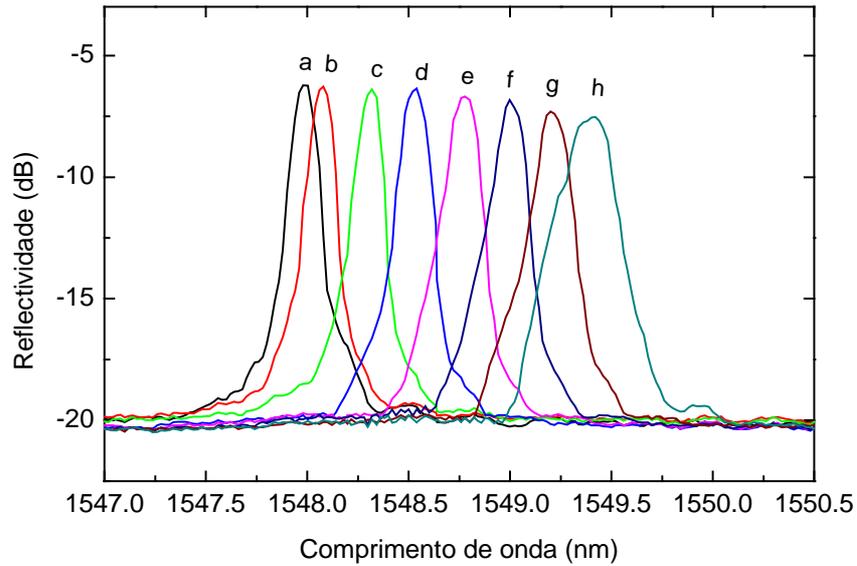


Figura 4.18 – Espectros de reflexão para diversas temperaturas: a) 22 °C, b) 25°C, c) 30 °C, d) 35 °C, e) 40 °C, f) 45 °C, g) 50 °C e h) 55 °C.

É evidente, a partir do gráfico anterior, que a reflectividade bem como a largura espectral da rede sofrem alterações ao longo do processo de sintonia. Estas alterações podem ser visualizadas no gráfico da figura 4.19, onde se apresenta a largura espectral a -3 dB e a -10 dB e a reflectividade máxima da rede para diversas temperaturas de sintonia.

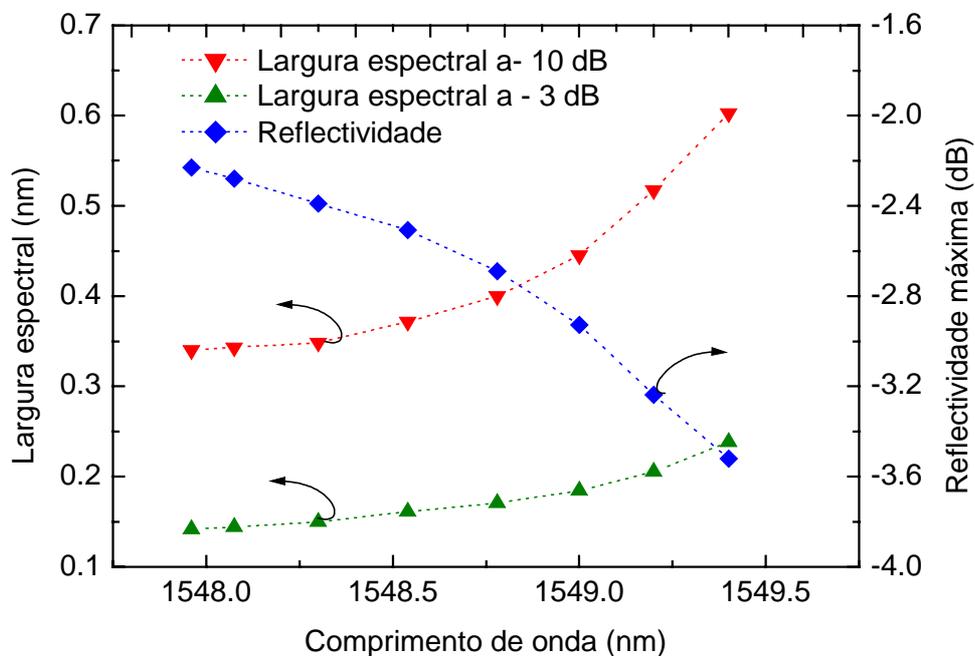


Figura 4.19 –Largura espectral e reflectividade máxima em função da variação de temperatura da rede de Bragg. As linhas são guias visuais.

O alargamento espectral e a diminuição da reflectividade devem-se à existência de uma segunda rede parasita. No espectro óptico da figura 4.18, medido com uma resolução de 0.1 nm, só é visível a convolução das respostas destas duas redes [23].

Este OADM sintonizável foi testado num sistema WDM de 3 canais, idêntico ao da figura 4.4 mas com um espaçamento entre canais de 50 GHz. Nas figuras 4.20 a), b), c) e d), encontram-se respectivamente os espectros ópticos à entrada do OADM e do canal removido com uma temperatura de 30°C, 40°C e 50° C. Observa-se que num intervalo térmico de 20 °C é possível aceder aos 3 canais do sistema WDM. O período temporal necessário à sintonia e estabilização entre os estados das figuras 4.20 b) e 4.20 d) é de 2 s. Este período temporal é aceitável, se considerarmos que a reconfiguração do OADM não necessita de ser dinâmica.

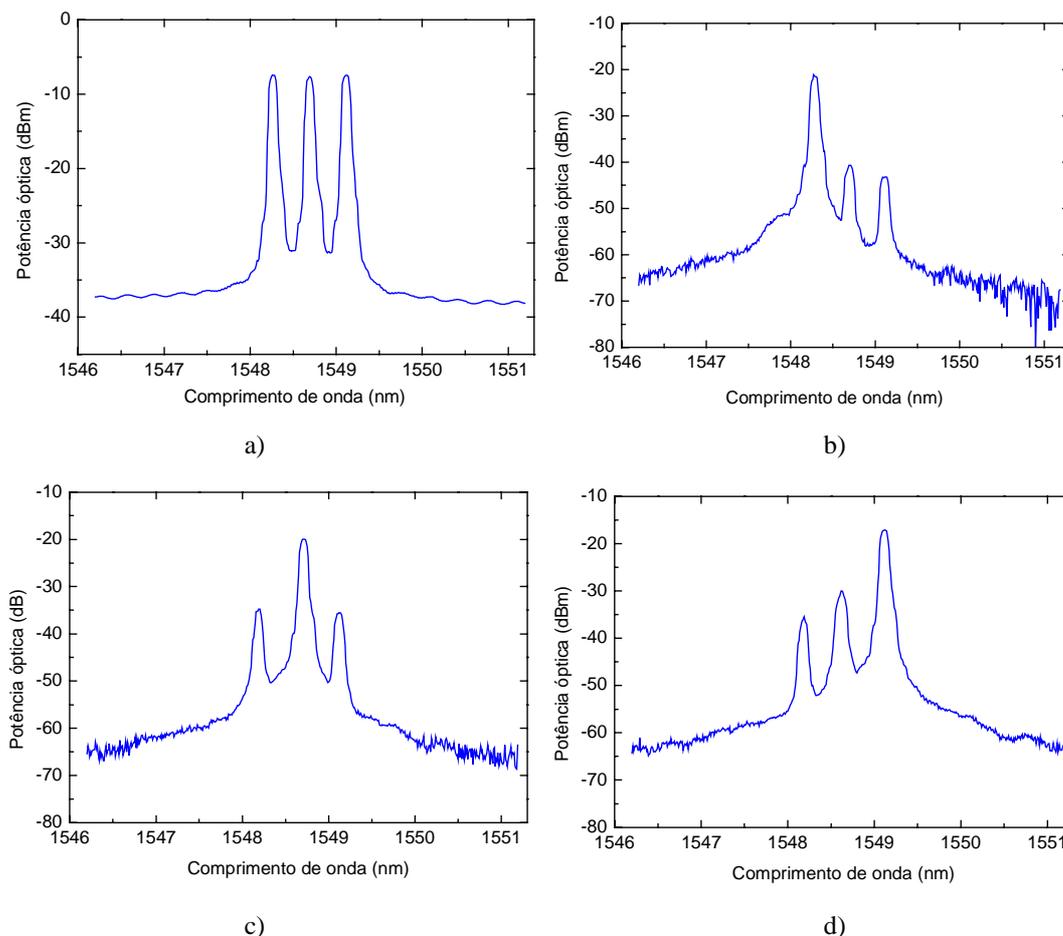


Figura 4.20 – Espectros ópticos a) à entrada do OADM e dos diversos canais removidos para as temperaturas de: b) 30 °C, c) 40 °C e d) 50 °C.

Foi medida a BER em função da potência óptica para dois canais removidos. Os resultados são comparados, na figura 4.21, com a BER obtida à entrada do OADM e da ligação directa.

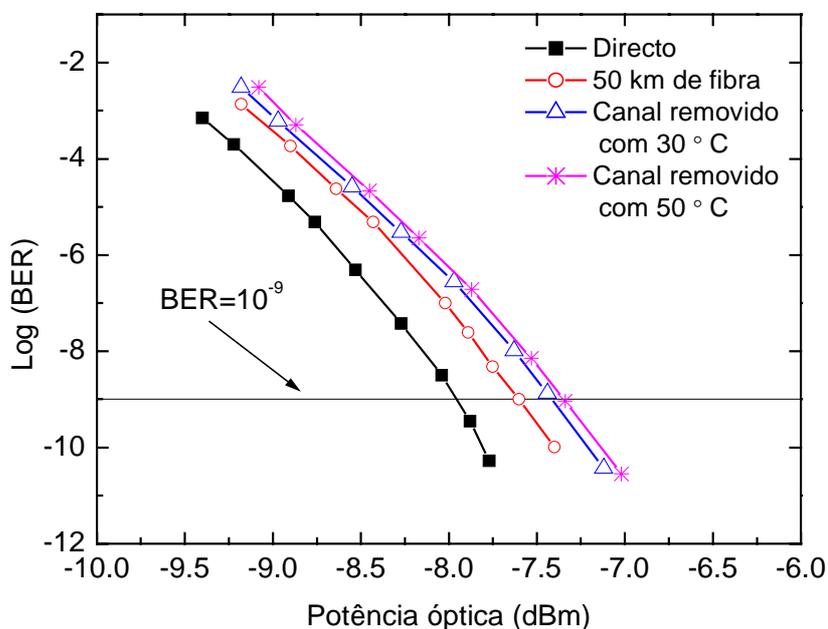


Figura 4.21 – BER do canal removido, em função da potência óptica no receptor. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

De referir que usualmente a deformação das FBGs é feita no sentido da compressão, pois a resistência da Sílica é superior nesse sentido [21]. Sistemas de sintonia idênticos a este têm sido reportados, onde se utilizava a expansão relativa entre duas lâminas bimetálicas com coeficientes de expansão térmica de sinal oposto [24].

4.5. Protótipo de um OADM

Esta secção descreve a especificação de um nó óptico de rede com função de OADM. A especificação dará origem à implementação e teste de um protótipo laboratorial a ser utilizado num sistema comercial de comunicações por fibra óptica [25].

Inicialmente, serão especificadas as características espectrais requeridas para o OADM. As propriedades requeridas ao OADM e, conseqüentemente, à FBG serão obtidas por simulação numérica, utilizando para o efeito um simulador fotónico, *VPI Transmission Maker* ©.

4.5.1. Definição do cenário de simulação

O cenário da simulação utilizando pretende representar com fidelidade um sistema comercial já implementado. Trata-se de um sistema WDM com 16 canais, espaçados entre si de 100 GHz, operando a um ritmo de transmissão de STM-16 com um código corrector de erros, o que resulta num ritmo de transmissão de 2.66250 Gbit/s. No entanto, o ritmo de transmissão considerado na simulação será de 2.5 Gbit/s. A distância de transmissão máxima do sistema é de 60 km, sem a utilização de amplificação óptica e em fibra de dispersão padrão. O OADM será colocado a meio da distância de propagação (30 km).

O emissor é constituído por 16 lasers semicondutores modulados directamente com sequências PRBS de ordem variável e com formato NRZ. O sinal eléctrico de modulação apresenta uma densidade espectral de ruído de 10^{-12} A Hz^{-1/2} e tempos de subida de 150 ps. Os lasers emitem com uma potência óptica média de 2 mW e uma largura espectral em contínuo de 2 GHz. O desvio máximo da frequência instantânea de emissão quando modulado é de 25 GHz. O índice de modulação eléctrico é de 0.92.

Os 16 canais são acoplados através de um MUX de 16 canais espaçados entre si de 100 GHz, sendo a frequência do primeiro canal de 192.1 THz. A largura de banda passante do MUX é de 49.64 GHz medida a -3 dB e as perdas de inserção de cada canal são de 3 dB.

O modelo utilizado na simulação da fibra óptica considera todos os efeitos não lineares da fibra mas não tem em conta a birrefringência da mesma. Tal abordagem é válida, considerando a distância e o ritmo de transmissão em causa. Os parâmetros físicos utilizados nos troços de fibra são os valores medidos e apresentados no capítulo 2.

O receptor óptico assenta num fotodetector do tipo PIN, com perdas ópticas de inserção de 3.9 dB, responsividade de 0.8 A/W, densidade espectral de ruído térmico de 6.5×10^{-12} A Hz^{-1/2} e uma corrente de escuro de 10 nA. Foi ainda considerado o ruído quântico do fotodíodo e a largura de banda do filtro eléctrico do receptor cujo valor é de 1.8 GHz. A sensibilidade do receptor para um BER de 10^{-12} é de -21 dBm. A BER, é estimada, partindo da assunção que o ruído predominante é do tipo gaussiano. O receptor é antecedido por um DEMUX que separa espectralmente os diversos canais e que apresenta as mesmas características espectrais do MUX utilizado no emissor.

Na simulação do OADM, utilizaram-se dois circuladores ópticos com perdas por inserção de 0.75 dB e um isolamento de 40 dB, segundo o esquema da figura 4.1. Estes parâmetros são idênticos aos dos circuladores que serão utilizados no protótipo. As características da FBG serão obtidas através de simulações, onde foi utilizado um modelo funcional que representa todas as características da mesma.

4.5.2. Características requeridas para o OADM

Pretende-se verificar qual a dependência do desempenho do OADM com a largura espectral da FBG. Para tal, mediu-se a BER do canal, com uma frequência de 192.8 THz, extraído localmente após propagação em 30 km de fibra. As restantes características da FBG foram mantidas constantes e com os seguintes valores: perdas de inserção de 0.5 dB, frequência central da banda rejeitante de 192.8 THz, rejeição dos canais adjacentes de 25 dB e perdas do canal removido de 30 dB. A largura espectral medida a -3 dB foi variada entre 17.75 GHz e 149.5 GHz. Na figura 4.22 encontra-se a penalidade de potência em relação à situação directa (*back-to-back*) do canal removido para uma BER de 10^{-12} e em função da largura espectral da FBG.

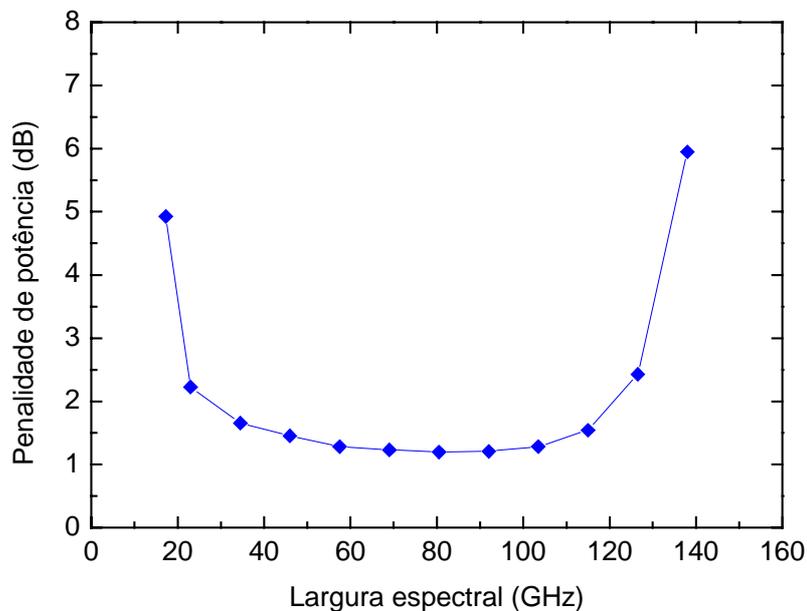


Figura 4.22 – Penalidade de potência do canal removido em função da largura espectral da FBG. A linha é um guia visual.

Verifica-se que existe um intervalo óptimo para a largura de banda rejeitante da FBG, onde a penalidade de potência é mínima. Para valores da largura espectral pequenos, esta não é suficiente para reflectir toda a banda espectral do sinal. Esta filtragem espectral origina deformações temporais dos impulsos. Para larguras espectrais elevadas são, também, reflectidas as bandas espectrais dos canais próximos vizinhos, o que origina degradação do sinal devido a diafonia heterodina. O intervalo de larguras espectrais onde a penalidade de potência é menor do que 1.5 dB está compreendido entre 50 GHz e 110 GHz.

Verificou-se a dependência do desempenho do OADM com a dessincronização entre a banda rejeitante da FBG e o comprimento de onda do canal a remover. Para tal, mediu-se a BER do canal removido localmente, após propagação em 30 km de fibra. As restantes características da FBG foram mantidas constantes e com os valores descritos anteriormente. Neste caso, considerou-se que a largura espectral é de 50 GHz. A frequência central da banda rejeitante foi variada por forma a que a dessincronização (entre esta e o comprimento de onda do canal a remover) estivesse compreendida entre ± 20 GHz. A penalidade de potência do canal removido, em relação à situação directa e em função da dessincronização para uma BER de 10^{-12} , encontra-se na figura 4.23.

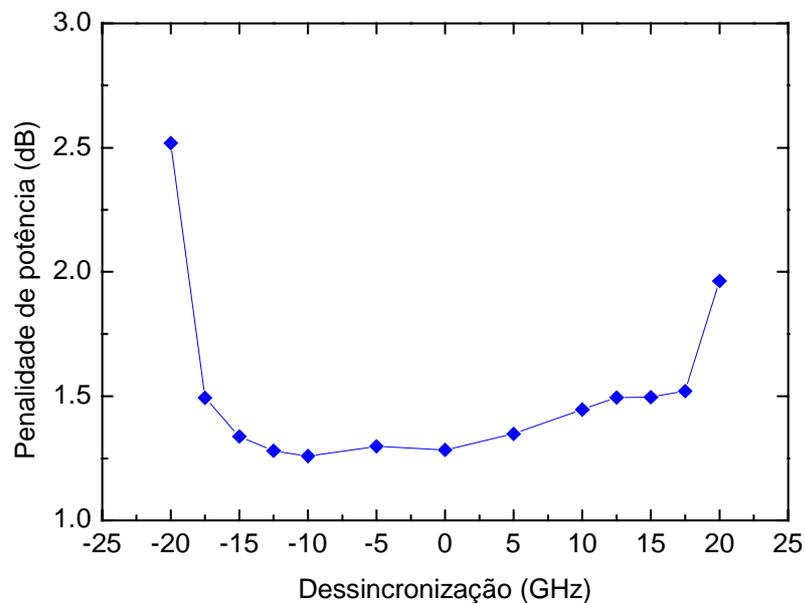


Figura 4.23 – Penalidade de potência do canal removido em função da dessincronização. A linha é um guia visual.

A partir da figura anterior, verifica-se que a penalidade de potência é inferior a 1.5 dB num intervalo compreendido entre $\approx \pm 15$ GHz. Para valores superiores, os canais próximos vizinhos são também reflectidos e detectados. A gama de valores bastante reduzida permitida para a dessincronização obriga a um controlo rigoroso da temperatura da FBG. O comprimento de onda da banda rejeitante tem uma taxa de variação com a temperatura de ≈ 1.25 GHz $^{\circ}\text{C}^{-1}$, pelo que é necessário manter a temperatura da FBG estável, dentro de um intervalo de $\pm 12^{\circ}$ C, sendo necessária a aplicação de um sistema passivo ou activo de estabilização da temperatura.

Outro parâmetro do qual depende o desempenho do OADM é a rejeição da FBG aos canais adjacentes à banda rejeitante. Esta dependência foi verificada medindo-se a BER do canal removido localmente, após propagação em 30 km de fibra. As características da FBG foram mantidas constantes, com os valores descritos anteriormente e considerando uma dessincronização nula. A rejeição aos canais adjacentes foi variada entre 15 dB e 30 dB.

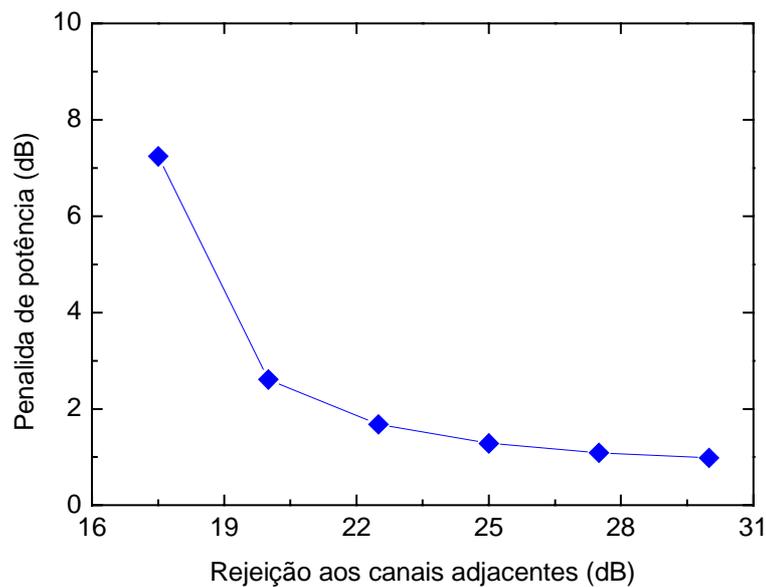


Figura 4.24 – Penalidade de potência do canal removido em função da rejeição aos canais adjacentes da FBG. A linha é um guia visual.

A penalidade de potência para uma BER de 10^{-12} do canal removido, em relação à situação directa e em função da rejeição da FBG, encontra-se na figura 4.24. A partir da figura verifica-se que a penalidade de potência decresce com a rejeição dos canais adjacentes. Para valores superiores a 25 dB de rejeição, a penalidade de potência é inferior

a 1 dB. Para valores inferiores de rejeição, existe uma degradação não desprezável do sinal devido à diafonia heterodina induzida pelos canais adjacentes ao canal removido.

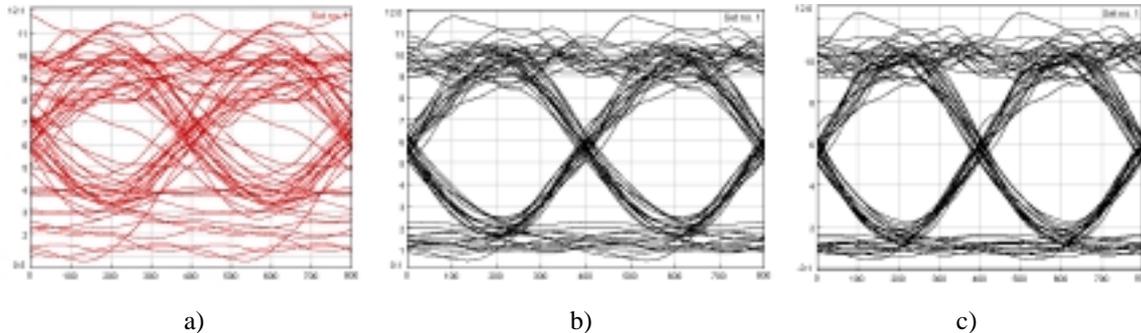


Figura 4.25 – Diagrama de olho do canal removido localmente para diversos valores de rejeição da FBG aos canais adjacentes: a) 15 dB, b) 20 dB e c) 25 dB. O eixo das ordenadas representa a corrente eléctrica (ua) e o eixo das abcissas representa o tempo (ps).

Nas figuras 4.25 a), b) e c) encontram-se os diagramas de olho do canal removido localmente para diversos valores de rejeição da FBG. Esses valores são de respectivamente de 15 dB, 20 dB e 25 dB, os diagramas de olho foram obtidos com um potência óptica no receptor de -15 dBm.

Por fim, verificou-se a dependência do desempenho do OADM com as perdas de inserção da FBG à banda rejeitante. Para tal, mediu-se a BER do canal inserido localmente, após propagação em 30 km de fibra. As características da FBG foram mantidas constantes e com os valores descritos anteriormente.

A penalidade de potência para uma BER de 10^{-9} do canal removido em relação à situação directa e em função da rejeição do canal reflectido encontra-se na figura 4.26. Na simulação não foi possível obter uma BER inferior a 10^{-9} . No entanto, a utilização de um código corrector de erros no sistema real permite ultrapassar este constrangimento. Verifica-se que a penalidade de potência decresce com a rejeição do canal extraído. Para valores superiores a 30 dB da rejeição a penalidade de potência é inferior a 1 dB, podendo ser considerada comportável. Para valores inferiores de rejeição, existe uma degradação não desprezável do sinal devido à diafonia homodina induzida pela remoção incompleta do canal extraído localmente.

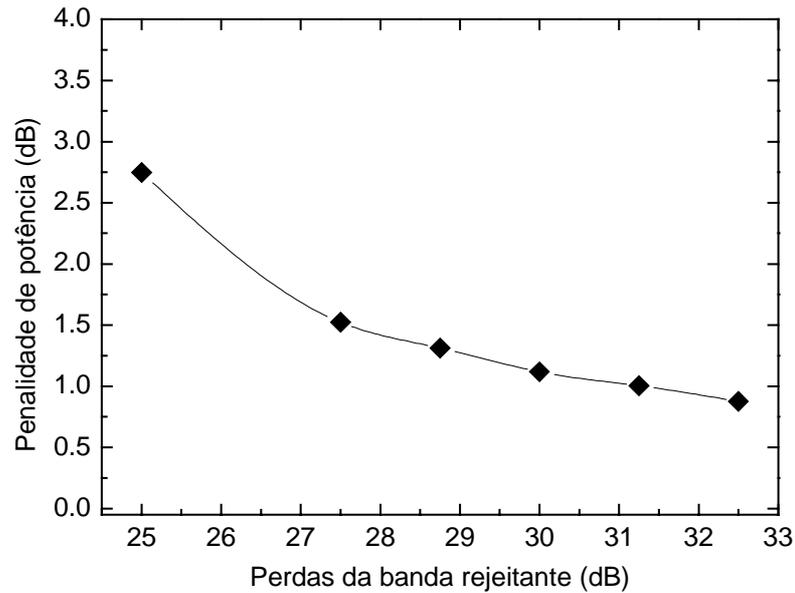


Figura 4.26 – Penalidade de potência do canal removido em função das perdas da banda rejeitante da FBG. A linha é um guia visual.

4.5.3. Implementação e testes de caracterização do protótipo

O protótipo definido anteriormente e cuja fotografia se encontra na figura 4.27 foi implementado, utilizando uma rede de Bragg gravada na PUC - Rio de Janeiro, Brasil, e gentilmente cedida para o efeito. No protótipo foi incluído um circuito de controlo de temperatura activo que permite estabilizar a temperatura da FBG num intervalo inferior a ± 0.1 °C.

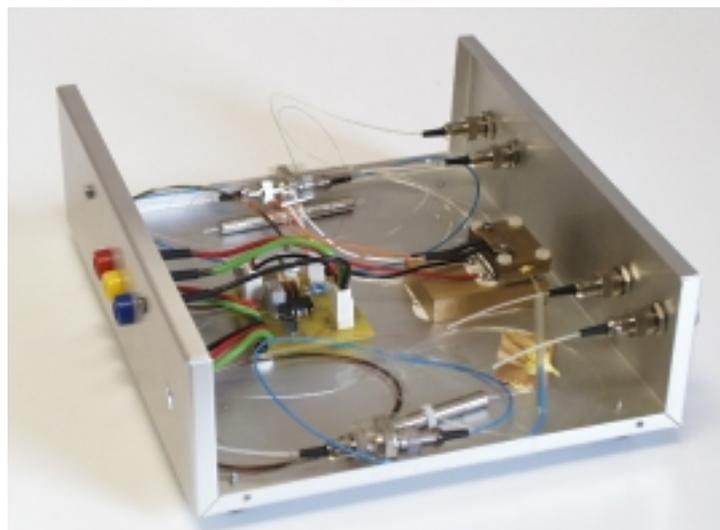


Figura 4.27 – Fotografia do protótipo implementado.

As características de inserção do OADM foram medidas com um laser sintonizável, e encontram-se na tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Características espectrais do protótipo implementado.

Designação	Valor
Largura de banda a -3 dB do canal removido	0.25 nm
Comprimento de onda central a 20° C	1550.92 nm
Perdas de inserção do canal removido	0.46 dB
Rejeição do canal removido	26.38 dB
Perdas de inserção dos canais de passagem (+/- 100 GHz)	0.99 dB
Perdas de inserção dos canais de passagem (+/- 200 GHz)	1.00 dB
Perdas do canal adicionado	1.7 dB
Rejeição aos canais adjacentes (+/- 100 GHz)	26.03 dB
Rejeição aos canais não adjacentes (+/- 200 GHz)	31.16 dB

O protótipo foi implementado numa rede óptica de teste idêntica aquela para que foi especificado e cujo esquema se encontra na figura 4.28. Trata-se um sistema ponto a ponto, com 70 km e sem amplificação óptica intermédia. Este sistema conta somente com 3 canais mas devido à transparência já demonstrada desta configuração ao número de canais de passagem não existe adulteração dos resultados. As características dos emissores e dos receptores são, também, ligeiramente diferentes do cenário da simulação.

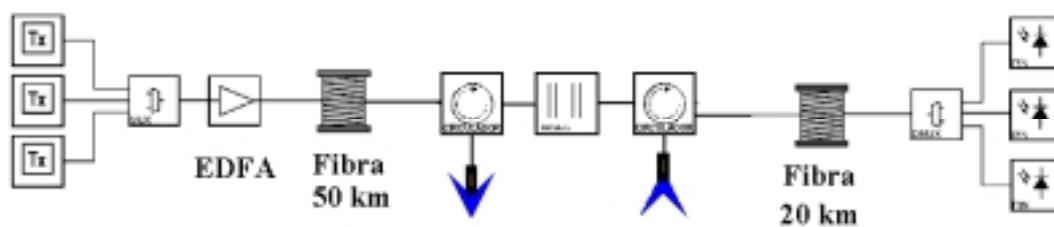


Figura 4.28 – Esquema do sistema onde o OADM foi testado

Nas figuras 4.29 a), b), c) e d) encontram-se respectivamente os espectros ópticos à entrada do OADM, do canal removido, a saída da rede de Bragg antes da adição do canal local e à saída do OADM.

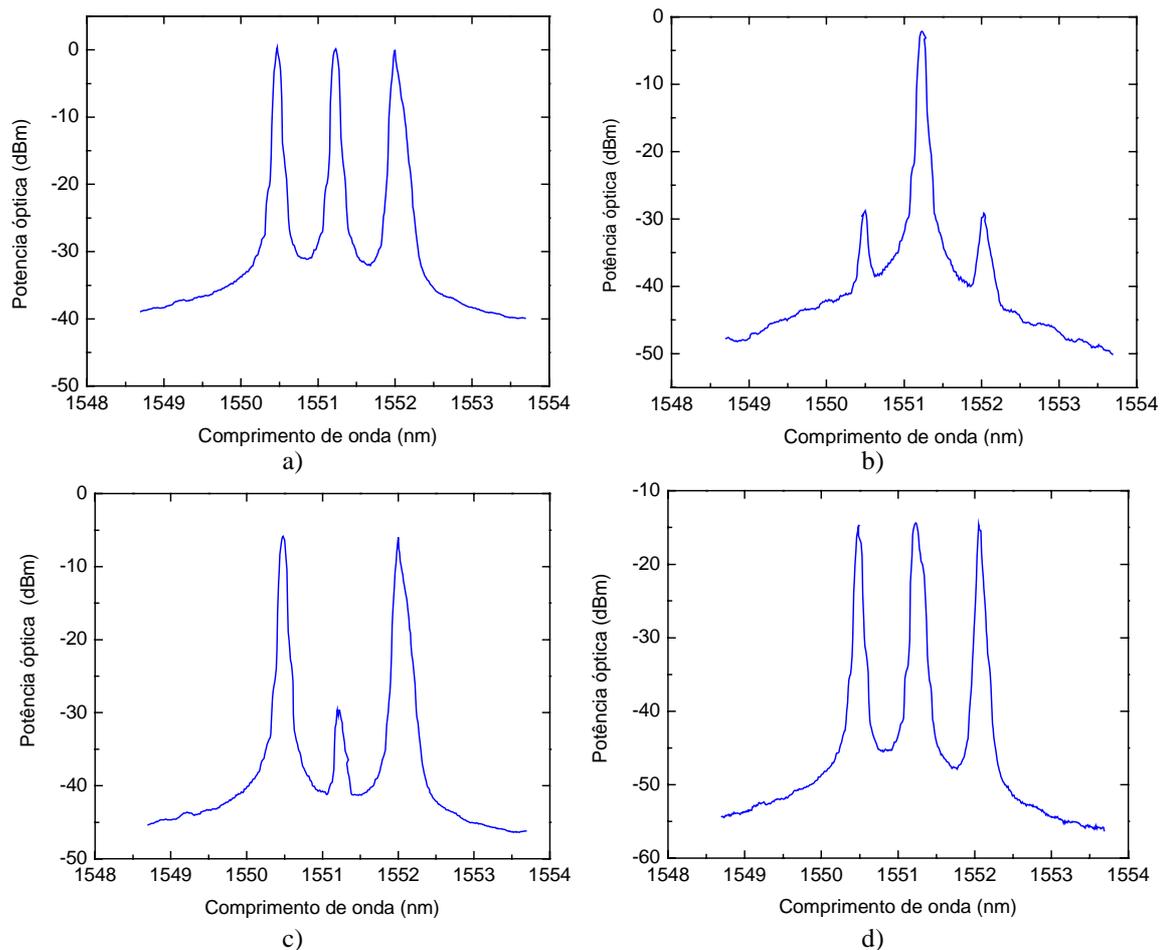


Figura 4.29 – Espectros ópticos no OADM: a) entrada, b) canal removido, c) antes da adição do canal local e d) saída do OADM.

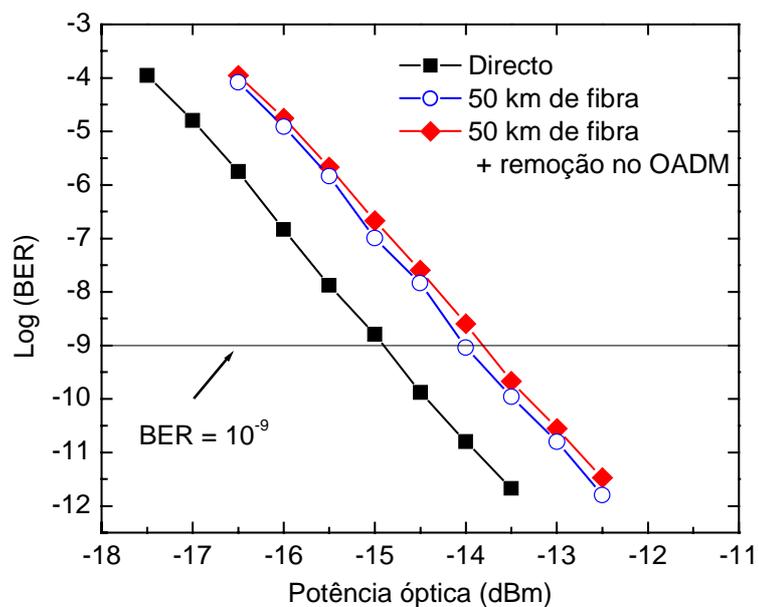


Figura 4.30 – BER do canal removido em função da potência óptica no receptor. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

O desempenho do canal removido localmente foi aferido, através da medição da BER em função da potência óptica no receptor. Na figura 4.30 é possível observar esses dados para o canal removido localmente, bem como para o mesmo canal à entrada do OADM. É, ainda, mostrada a situação directa. A penalidade de potência para qualquer taxa de erros entre o canal removido e o mesmo canal à entrada do OADM é muito baixa, podendo mesmo ser comparada aos erros de leitura associados, indicando uma baixa diafonia heterodina por parte dos canais adjacentes ao canal removido.

Por fim, é de referir que várias demonstrações de redes ópticas em anel com utilização de OADM para aceder à informação têm sido reportadas [26], nomeadamente por empresas comerciais, tais como a *Lucent* [27], *NTT* [28] e *Fujitsu* [29].

4.6. Conclusão

Foi estudada, implementada e testada uma solução para um OADM fixo e susceptível de ser utilizado numa rede óptica WDM. Foi proposta, também, uma solução híbrida para a sintonia de um OADM. Esta solução foi testada numa rede com um espaçamento entre canais de 50 GHz.

As soluções tecnológicas estudadas resultaram num protótipo de um OADM desenvolvido e dimensionado especificamente para uma rede óptica transparente.

4.7. Referências

- [1] Nabeel A. Riza, Jian Chen, Ultrahigh -47 dB optical drop rejection multiwavelength add-drop filter using spatial filtering and dual bulk acousto-optic tunable filters, *OSA Optics Letters*, vol. 23, n. 12, pp. 945-947, 1998.
- [2] Youngtark, Taesang Park, Sangpil Han, Hankyo Seo, Jeongu Jeon, Kitae Jeong, Kyungshik Lee, Hybrid rype Add Drop Multiplexer Using Twincore Fiber and PLC, *ECOC 99*, pp. 803-804, Nice, França, 1999.
- [3] Takashi Mizuochi, Tadayoshi Kitayama, Katsuhiko Shimizu, Katsuyoshi Ito, Interferometric Crosstalk Free Optical Add Drop Multiplexer Using Mach Zhender Based Fiber Gratings, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, n. 2, pp. 265-276, 1998.
- [4] Yung-Kuang Chen, Chia-Hsiung Chang, Yi-Lung Yang, I-Yu Kuo, Tsair-Chun Liang, Mach Zhender Fiber Grating Based Fixed and Reconfigurable Multichannel Optical Add Drop Multiplexers for DWDM Networks, *Optics Communications*, vol. 169, pp. 245-262, 1999.

-
- [5] Kazuhiro Oda, Hiromu Toba, An Optical FDM Add Drop Multiplexing Ring Network Utilizing Fiber Fabry Perot Filters and Optical Circulators, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, n. 7, pp. 825-828, 1993.
- [6] Nabeel A. Riza, Shifu Yuan, Reconfigurable Wavelength Add Drop Filtering Based on A Banyan Network Topology and Ferroelectric Liquid Crystal Fiber Optic Switches, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, n. 9, pp. 1575-1584, 1999.
- [7] M. J. Khan, C. Manolatou, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, H. A. Haus, J. D. Joannopoulos, Mode Coupling Analysis of Multipole Symmetric Resonant Add/Drop Filters, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, n. 10, pp. 1451-1460, 1999.
- [8] W. D. Zhong, S. Dods, J. P. R. Lacey, R. S. Tucker, Reconfigurable multichannel add-drop multiplexer with improved performance, *IEE Electronics Letters*, vol. 32, n. 16, pp. 1477-1478, 1996.
- [9] Yoshiaki Tachikawa, Yasuyuki Inoue, Motohaya Ishii, Toshinori Nozawa, Arrayed waveguide grating multiplexer with loop back optical paths and its applications, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 6, pp. 977-984, 1996.
- [10] C. H. Kim, Chang-Lee, Y. C. Chung, A Novel Bidirectional Add/Drop Amplifier (BADA), *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, n. 8, pp. 1118-1120, 2000.
- [11] Kwang No Park, Young Tak Lee, Min Hyung Kim, Kyung Shik Lee, Yong Hyub Won, All Fiber Drop Pass Filters with Fiber Bragg Gratings, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, n. 4, pp. 555-557, 1998.
- [12] F. Bilodeau, D. C. Johson, 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, n. 4, pp. 388-390, 1995.
- [13] K. P. Jones, M. S. Chaudhry, D. Simeonidou, N. H. Taylor, P. R. Morkel, Optical wavelength add-drop multiplexer in installed submarine WDM network, *IEE Electronics Letters*, vol. 31, n. 24, pp. 2117-2118, 1995.
- [14] Beatriz Ortega, Liang Dong, Laurence Reekie, All Fiber Optical Add Drop Multiplexer Based on a Selective Coupler and a Single Fiber Bragg Grating, *OSA Applied Optics*, vol. 37, n. 33, pp. 7712-7717, 1998.
- [15] Beatriz Ortega, José Capmany, José L. Cruz, Wavelength division multiplexing all-fiber hybrid devices based on Fabry-Perot's gratings, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, n. 7, pp. 1241-1247, 1999.
- [16] An Van Tran, Wen De Zhong, Rodney C. Tucker, Richard Lauder, Optical Add-Drop Multiplexers with Low Crosstalk, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, n. 6, pp. 582-584, 2001.
- [17] Y. K. Chen, J. Hu, C. C. Lee, K. M. Feng, M. K. Lu, C. H. Chang, Y. K. Tu, S. L. Tzeng, Low Crosstalk and Compact Optical Add-Drop Multiplexer Using a Multiport Circulator and Fiber Bragg Gratings, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 10, pp. 1394-1396, 2000.
- [18] Jungho Kim, Byoungho Lee, Bidirectional Wavelength Add Drop Multiplexer Using Multiport Optical Circulators and Fiber Bragg Gratings, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 5, pp. 561-563, 2000.
- [19] F. Bakhti, F. Bruyère, X. Daxhelet, X. Shou, J. Da Loura, S. Lacroix, P. Sansonetti, Grating assisted Mach Zehnder OADM using photosensitive cladding fibre for cladding mode coupling reduction, *IEE Electronics Letters*, vol. 35, n. 12, pp. 1013-1014, 1999.
- [20] S. K. Liaw, Y. K. Chen, C. C. Lee, Chung Hwa, System demonstration of wavelength tunable multiple ITU WDM channel add/drop multiplexer using an optical switch pair and fiber Bragg gratings, *OFC 98, WM39*, pp. 224-226, San José, EUA, 1998.
- [21] Alessandro Iocco, Hans Georg Limberger, René Paul Salathé, Lorna A. Overall, Karen E. Chisholm, John A. R. Williams, Ian Bennion, Bragg grating fast tunable filter for wavelength division multiplexing, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, n. 7, pp. 1217-1221, 1999.
-

-
- [22] John A. Rogers, Benjamin J. Eggleton, Rebecca J. Jackman, Glen R. Kowack, Thomas A. Strasser, Dual on Fiber Thin Film Heaters for Fiber Gratings with Independently Adjustable Chirp and Wavelength, *OSA Optics Letters*, vol. 24, n. 19, pp. 1328-1330, 1999.
- [23] 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, n. 3, pp.32-45, 2001.
- [24] H. Mavoori, S. Jin, R. P. Espindola, T. A. Strasser, Enhanced thermal and magnetic actuations for broad-range of fiber Bragg gratings - based reconfigurable add - drop devices, *OSA Optics Letters*, vol. 24, n. 11, pp. 714-176, 1999.
- [25] P. S. André, Armando Nolasco Pinto, J. L. Pinto, Teresa Almeida, M. Pousa, Tunable Transparent and Cost Effective Optical Add-drop Multiplexer based on Fiber Bragg Grating for DWDM Networks, *IEEE/LEOS Summer Topical Meetings*, pp. 27-28, Copper Mountain, EUA, 2001.
- [26] Manish Sharma, Hiroyuki Ibe, Takeshi Ozeki, WDM Ring Network Using a Centralized Multiwavelength Light Source and Add-Drop Multiplexed Filters, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 6, pp. 917-929, 1997.
- [27] C. Randy Giles, Magaly Spector, The wavelength add/drop multiplexer for lightwave communications networks, *Bell Labs Technical Journal*, vol. 4, n. 1, pp. 207-228, 1999.
- [28] Hitoshi Obara, Hiroji Masuda, Kazuo Aida, Transmission over a 200 Km single fiber bidirectional ring network with reconfigurable WDM add drop repeaters, *ECOC 97*, pp. 448, Edinburgo, Reino Unido, 1997.
- [29] Terumi Chikama, Hiroshi Onaka, Satoshi Kuroyanagi, Photonic Networking Using Optical Add Drop Multiplexers and Optical Cross-Connects, *Fujitsu Scientific Technological Journal*, vol. 35, n. 1, pp. 46-55, 1999.

Capítulo 5

OXC – Nó óptico de cruzamento de canais

5.1. Introdução

A tecnologia WDM surge como a evolução natural para as redes de transporte actuais, possibilitando um aumento imediato da capacidade disponível nas infra-estruturas ópticas actuais, bem como sua utilização gradual à medida das necessidades. Ao permitir várias portadoras ópticas na mesma fibra vem, também, possibilitar a optimização da infra-estrutura óptica por partilha do meio físico. Até hoje, a tecnologia WDM tem um uso restrito a sistemas de transmissão ponto a ponto, enquanto que as funcionalidades de comutação são, essencialmente, realizadas nos elementos da camada digital da rede.

Nas redes de telecomunicações actuais, com tecnologia WDM, o cruzamento de sinais é realizado no domínio eléctrico, através da conversão do sinal óptico para o domínio eléctrico e, após este ter sido encaminhado, é reconvertido novamente para o domínio eléctrico. Nas futuras redes ópticas, o cruzamento de canais será realizado directamente no domínio óptico [1]. Assim, estes nós de rede são utilizados em sistemas WDM, onde é necessário interligar várias portas de entrada com várias portas de saída, permitindo cruzar qualquer comprimento de onda de uma entrada para uma saída. Terão,

ainda, funcionalidades locais de inserção/remoção de canais e de conversão de comprimento de onda.

A introdução de funcionalidades completamente ópticas pode providenciar, em termos de desempenho e custos, uma solução vantajosa. Para concretizar o objectivo de uma rede óptica reconfigurável e multicomprimento de onda é necessário o emprego de determinadas soluções, tais como os nós ópticos de extracção e inserção de canais e nós ópticos de cruzamento de canais [2]. Estes últimos nós são, usualmente, designados pelo seu acrónimo em inglês OXC (*optical cross connect*). Os nós ópticos permitem que as redes ópticas sejam reconfiguráveis, otimizando o tráfego e providenciando funções de encaminhamento que simplificam o crescimento da rede e melhoram a sua sobrevivência [3].

Neste capítulo, descreve-se o desenho, simulação, implementação e teste de um OXC não bloqueante no sentido estrito, isto é, um nó onde qualquer entrada pode ser interligada a qualquer saída, independentemente do número de ligações já existentes e da forma como estas foram realizadas.

Na secção 5.2 são especificadas as funcionalidades do OXC a implementar, bem como as suas propriedades de comutação.

A secção 5.3 descreve as propriedades do demonstrador implementado, nomeadamente, as perdas de inserção, as características de comutação e a capacidade de configuração. Seguidamente, o nó será introduzido numa rede óptica de teste e o desempenho analisado em termos de degradação da relação sinal/ruído óptica e de degradação da BER, em função da comutação dos sinais.

Os dados experimentais foram comparados com resultados de simulação numérica, tendo-se observado uma boa concordância entre eles, tal como será apresentado na secção 5.4.

5.2. Especificação das funcionalidades do OXC a implementar

A implementação de um OXC baseia-se em dois componentes essenciais: elementos de filtragem e elementos de comutação óptica. Actualmente, são utilizados primordialmente comutadores opto-mecânicos ou comutadores integrados [4,5]. Os primeiros apresentam a vantagem de terem um isolamento elevado entre a entrada e a saída óptica (> 50 dB) mas têm tempos de comutação elevados (≈ 10 ms). O segundo tipo tem tempos de comutação inferiores (≈ 10 ns), no entanto, apresentam um baixo isolamento (< 30 dB) e uma dificuldade inerente de integração em circuitos fotónicos, resultante do cruzamento de guias de onda requerido para algumas arquitecturas de comutação [4].

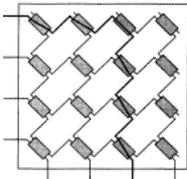
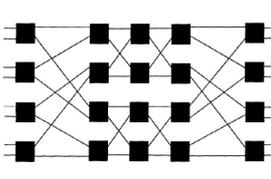
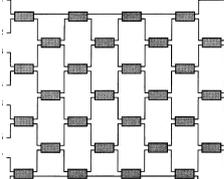
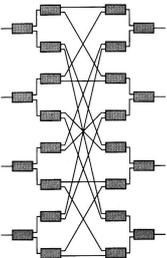
Os elementos filtrantes mais utilizados em OXCs são os agregados de guias de onda [6-8] e as redes de Bragg gravadas em fibras ópticas [9-12]. Nestas últimas, têm sido exploradas as vantagens da sua sintonia, como forma de obter OXCs sintonizáveis [13-15]. Com o aumento do número de comprimentos de onda transmitidos em cada fibra e o aumento do número de fibras a comutar, torna-se clara a necessidade de construção de nós compactos. Este requerimento pode ser satisfeito através de sistemas electro-mecânicos micrométricos (MEM) em Sílica, estando esta promissora tecnologia ainda num estágio de desenvolvimento [16-19].

Várias arquitecturas para os OXCs foram propostas, estando baseadas em dois esquemas de comutação óptica: comutação espacial e comutação dos comprimentos de onda [20,21]. Para cada um desses esquemas, diferentes arquitecturas podem ser utilizadas [22,23]. Não é viável determinar uma solução geral ideal, porque esta solução depende das aplicações específicas. No entanto, é possível afirmar que um OXC baseado na comutação espacial providencia um melhor desempenho à custa de uma completa modularidade do nó [22]. A utilização de OXCs estritamente não bloqueantes é necessária porque o estabelecimento ou restabelecimento de um percurso óptico não deve ter efeito em percursos previamente estabelecidos.

Vários OXC foram propostos recorrendo a arquitecturas não bloqueantes, utilizando matrizes de comutação espacial baseadas nos seguintes esquemas: *Crossbar*, *Benes*, *Spanke-Benes* e *Spanke* [23]. Por definição, o OXC aqui proposto é estritamente não bloqueante e transparente ao ritmo e ao formato de codificação, devido à sua

implementação completamente óptica. As propriedades de várias arquitecturas não bloqueantes são resumidas na tabela 5.1, onde são, ainda, mostrados os esquemas dessas arquitecturas de comutação [24].

Tabela 5.1 – Propriedades das arquitecturas de comutação não bloqueantes. N é o número de canais.

Propriedade	<i>Crossbar</i>	<i>Benes</i>	<i>Spanke-Benes</i>	<i>Spanke</i>
Classificação	Não-bloqueante no sentido amplo	Rearranjável	Rearranjável	Não-bloqueante no sentido restrito
Tipo de comutadores	2×2	2×2	2×2	1×2
Número de comutadores	N^2	$(N/2) (2 \log_2 N - 1)$	$(N/2) (N-1)$	$2 N (N-1)$
Perdas máximas	$2 N - 1$	$2 \log_2 N - 1$	N	$2 \log_2 N - 1$
Perdas mínimas	1	$2 \log_2 N - 1$	$N/2$	$2 \log_2 N - 1$
Descrição da classificação	Qualquer entrada não utilizada pode ser ligada a qualquer saída não utilizada, sem necessidade de rearranjar as ligações.	É possível ligar qualquer entrada não utilizada a qualquer saída não utilizada, desde que se rearranjem as ligações existentes.	É possível ligar qualquer entrada não utilizada a qualquer saída não utilizada, desde que se rearranjem as ligações existentes	Qualquer entrada pode ser ligada a qualquer saída independentemente do número de ligações já existentes e da forma como estas foram realizadas.
Esquema				

O OXC a implementar terá as seguintes funcionalidades: duas portas de entrada, duas portas de saída, um canal tributário e não terá conversão de comprimento de onda.

Este OXC é espacialmente modular mas não é modular ao número de comprimentos de onda [25], pois é possível adicionar novas portas de entrada e de saída, sem necessidade de alteração completa do dispositivo. No entanto, a adição de novos comprimentos de onda requer uma alteração dramática do dispositivo, nomeadamente, a substituição dos desmultiplexadores.

Uma ligação extremo-a-extremo numa rede óptica pode ser suportada por um único comprimento de onda, designado, usualmente, pelo seu acrónimo em Inglês (WP – *Wavelength Path*) ou por vários comprimentos de onda ao longo da transmissão (VWP – *Virtual Wavelength Path*). Neste último caso, a alocação dos comprimentos de onda é realizado em cada troço, sendo necessário o uso de conversores de comprimento de onda nos nós de interligação [20].

A implementação do nó óptico de encaminhamento de canais estritamente não bloqueantes com as funcionalidades aqui descritas, requer a utilização de 5 blocos ópticos funcionais, nomeadamente, filtragem, comutação, conversão de comprimento de onda, multiplexagem e amplificação óptica [25].

Dada a especificação feita para o OXC, não se consideraram as funções de conversão de comprimento de onda. No futuro, é possível implementar um bloco que permite a conversão de comprimento de onda completamente no domínio óptico [26]. Também, devido a este constrangimento e para permitir o teste completo das capacidades de configuração do OXC sem que existam problemas de bloqueio assume-se que os comprimentos de onda existentes nas portas de entrada são todos diferentes. Por causa desta limitação este OXC é classificado como WP.

A matriz de comutadores utilizada é construída a partir de comutadores duplos 1×2 solidários (2×4). As características de transparência, configuração e conectividade dos OXC estão intimamente ligadas às propriedades da configuração da matriz de comutadores ópticos.

O OXC, cujo esquema se encontra na figura 5.1, é constituído por 2 DEMUXs que filtram os dois comprimentos de onda (λ_1, λ_2 e λ_3, λ_4) das duas portas de entrada (*Fin1* e *Fin2*), permitindo obter quatro comprimentos de onda independentes. Estes quatro comprimentos de onda, mais o comprimento de onda do canal tributário adicionado localmente (*Fadd*), entram numa matriz de comutadores que os distribui por três acopladores de potência, correspondentes às duas fibras de saída (*Fout1* e *Fout2*) e ao canal tributário removido localmente (*Fdrop*). A amplificação óptica é realizada na saída do OXC, através de dois EDFAs (não mostrados no esquema da figura 5.1).

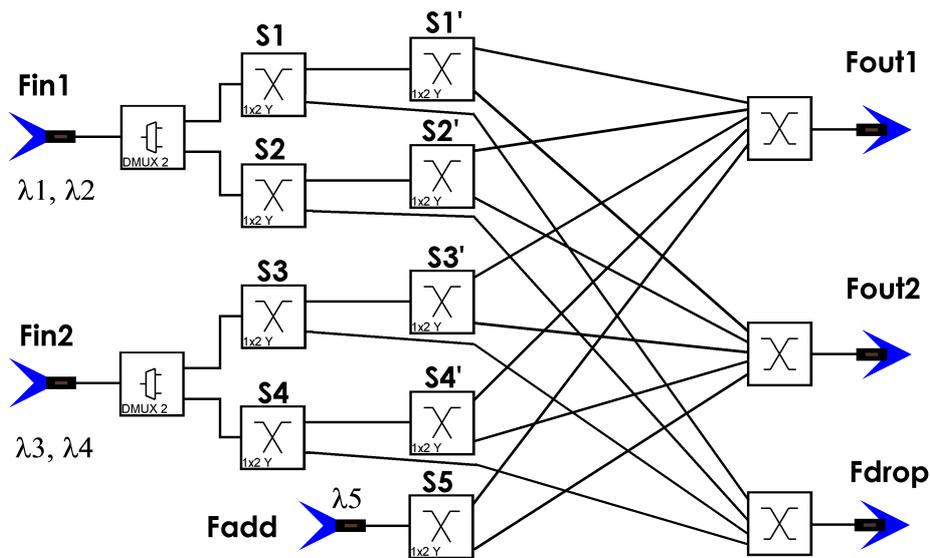


Figura 5.1 – Esquema do OXC implementado.

Para um melhor entendimento do funcionamento da matriz de comutadores da figura 5.1, é conveniente utilizar uma notação apropriada e que identifique inequivocamente cada um dos comutadores, bem como o seu estado. Na figura 5.2 encontra-se o esquema de um comutador óptico 1×2 . O sinal de entrada (*IN*) é encaminhado para a saída *OUT1* se o comutador estiver activo (sob tensão eléctrica – estado 1) ou para a saída *OUT0* se o comutador estiver inactivo (sem tensão eléctrica – estado 0).

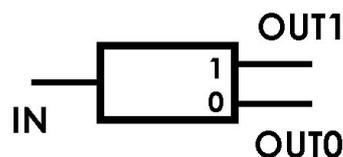


Figura 5.2 – Esquema de um comutador óptico, onde *OUT1* e *OUT0* denotam respectivamente a saída activa quando o comutador se encontra sob tensão ou sem tensão eléctrica aplicada.

Através de uma matriz de transferência, é possível determinar os canais (comprimento de onda) existentes em cada uma das saídas, em função do estado de cada um dos comutadores, devendo-se para tal substituir o estado do comutador (0 ou 1) na matriz de comutação. O estado de saída do OXC é determinado pela seguinte matriz de transferência [25]:

$$\begin{bmatrix} Fout1 \\ Fout2 \\ Fdrop \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S1 \cdot S1' & S2 \cdot S2' & S3 \cdot S3' & S4 \cdot S4' & S5 \\ S1 \cdot (1 - S1') & S2 \cdot (1 - S2') & S3 \cdot (1 - S3') & S4 \cdot (1 - S4') & (1 - S5) \\ (1 - S1) & (1 - S2) & (1 - S3) & (1 - S4) & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \\ \lambda_4 \\ \lambda_5 \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Efectuando-se o cálculo, supondo que os estados dos comutadores são os descritos na tabela 5.2.

Tabela 5.2 – Estado lógico utilizado como teste para os comutadores.

Comutador	S1	S2	S3	S4	S5	S1'	S2'	S3'	S4'
Estado	1	1	0	1	1	1	0	1	0

O resultado da aplicação à matriz (5.1) dos estados da tabela 5.2, é apresentado na tabela 5.3.

Tabela 5.3 – Resultado do encaminhamento obtido para os estados da tabela 5.2.

Saída	Sinais
<i>Fout1</i>	$\lambda_1 + \lambda_5$
<i>Fout2</i>	$\lambda_2 + \lambda_4$
<i>Fdrop</i>	λ_3

A arquitectura utilizada para a matriz de comutadores não permite que o canal adicionado localmente seja removido localmente. No entanto, é possível coexistirem vários comprimentos de onda, na saída local. A matriz de transferência anterior permite obter o estado de saída do OXC em função do estado de cada comutador. Porém, a situação mais usual traduz-se na determinação do estado de cada comutador para uma saída desejada no OXC. Para tal, é necessário recorrer a uma matriz de configuração, sendo útil utilizar outra notação para a identificação de cada comutador e do respectivo estado. Assim, agrupam-se os comutadores por pares, cada um correspondente a uma linha (S_i passará a representar os comutadores S_i e S_i' , com $i = 1, 2, 3, 4, 5$) da figura 5.1. A seguir, será denotado o estado do primeiro e do segundo comutador. Por exemplo, S210 significa que $S2 = 1$ e $S2' = 0$. O estado do comutador $S5'$ é sempre considerado como 1 devido à sua inexistência.

Para calcular o estado de cada comutador em função do estado desejado para a saída do OXC, considerou-se a matriz de três dimensões da figura 5.3 que pode ser encarada como o encadeamento de cinco matrizes de configuração bidimensionais (M1-M5).

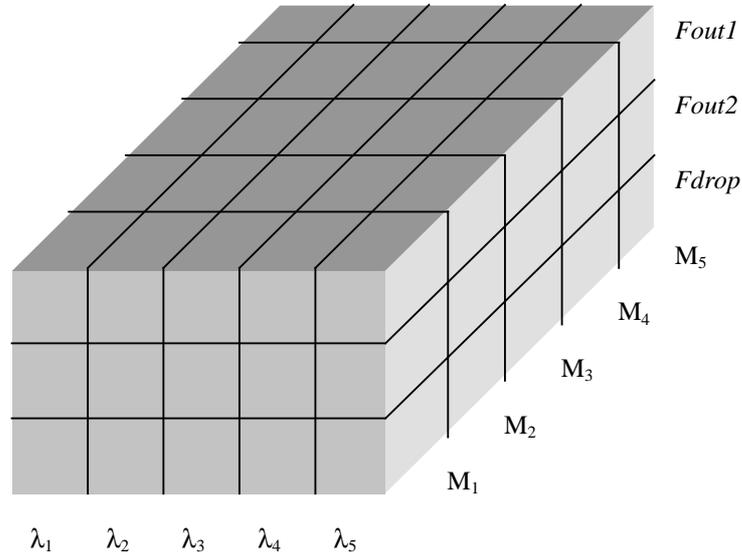


Figura 5.3 – Matriz de configuração do OXC

Cada coluna das matrizes bidimensionais corresponde a um comprimento de onda e cada linha corresponde a uma saída. As várias matrizes de configuração, M1 a M5, são as seguintes:

$$M_1 = \begin{bmatrix} S_{111} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ S_{110} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ S_{101} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

$$M_2 = \begin{bmatrix} 0 & S_{211} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_{210} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_{201} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

$$M_3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{311} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{310} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{301} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

$$M_4 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & S411 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S410 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S401 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

$$M_5 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & S511 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S501 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

Para utilizar a matriz de configuração, tem-se de construir uma matriz bidimensional que represente o estado de saída do OXC. Por exemplo, a saída descrita na tabela 5.3, terá a seguinte matriz de saída:

$$\begin{array}{c} \lambda_1 \quad \lambda_2 \quad \lambda_3 \quad \lambda_4 \quad \lambda_5 \\ \begin{array}{l} Fout1 \\ Fout2 \\ Fdrop \end{array} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \end{array} \quad (5.7)$$

A matriz 5.7 será multiplicada célula a célula por cada uma das matrizes de configuração (M1 a M5). O resultado final das multiplicações será somado, também, célula a célula, o que resulta em:

$$\begin{bmatrix} S111 & 0 & 0 & 0 & S511 \\ 0 & S210 & 0 & S410 & 0 \\ 0 & 0 & S301 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

que é correspondente ao estado dos comutadores designados inicialmente na tabela 5.2.

Os comutadores ópticos 1×2 utilizados são duplos, ou seja, são dois comutadores 1×2 solidários, onde só um deles é utilizado. É, assim, possível utilizar o segundo comutador e, desta forma, eliminar o acoplador de potência do canal removido localmente, reduzindo as suas perdas de inserção. No entanto, este processo tem a desvantagem de as perdas de inserção do canal removido não serem uniformes em função do comprimento de onda.

Na figura 5.4 encontra-se o esquema de interligação dos comutadores que substituem o acoplador de potência do canal removido localmente. Em cinzento encontram-se os comutadores solidários ($S2^*$ denota o acoplador solidário com $S2$).

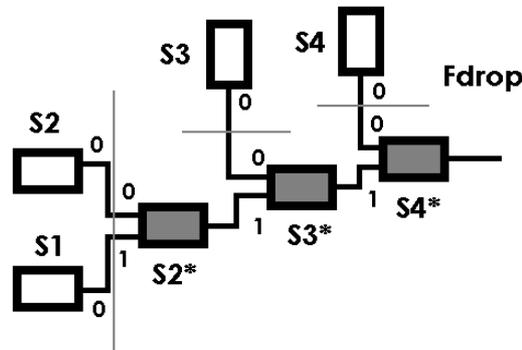


Figura 5.4 – Esquema de interligação dos comutadores que substituem o acoplador de potência da saída local.

As vantagens da utilização da arquitectura de comutadores implementada, baseada no esquema de *Spanke*, para a matriz de comutadores ópticos, tornam-se evidentes pela análise das figuras 5.5 e 5.6.

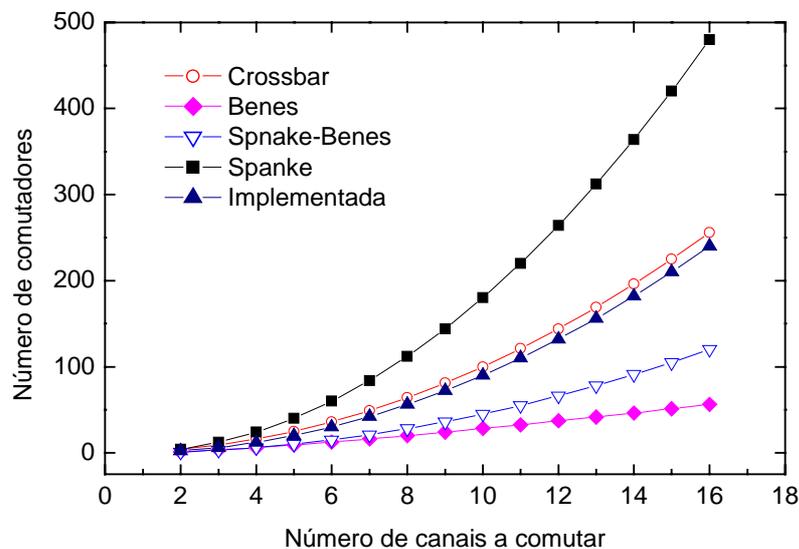


Figura 5.5 – Número de comutadores necessários em função do número de canais a comutar, para vários esquemas de comutadores. As linhas são guias visuais.

Na figura 5.5 mostra-se o número de comutadores necessários em função do número de canais a comutar e onde se estabelece a comparação entre as diferentes arquitecturas não bloqueantes referidas na tabela 5.1 e a arquitectura implementada. A

arquitectura usada é classificada como estritamente não-bloqueante, requerendo um número de comutadores menor do que a de *Spanke* que tem a mesma classificação.

Na figura 5.6 apresentam-se as perdas previstas, em função do número de canais a comutar, para as diversas arquitecturas. Também neste caso, a arquitectura escolhida tem vantagens em relação às restantes, devido à uniformidade e as baixas perdas.

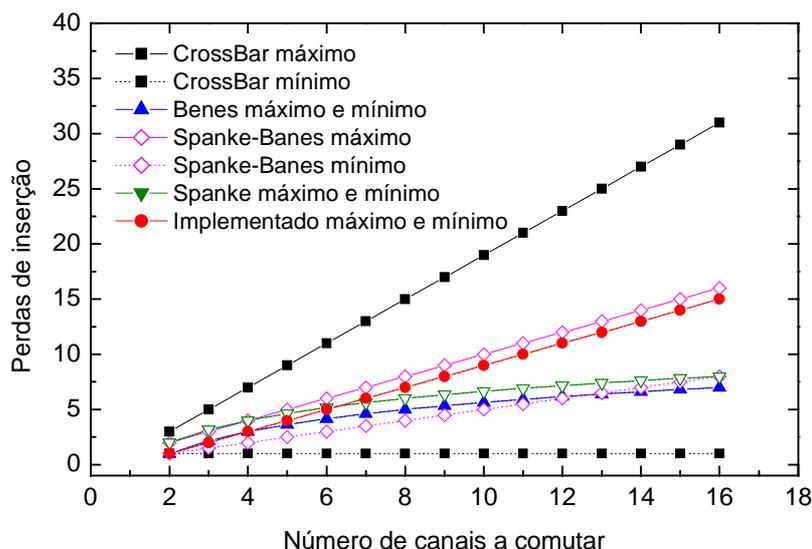


Figura 5.6 – Perdas de inserção máximas e mínimas da matriz de comutadores em função do número de canais a comutar e para vários esquemas de comutação. As linhas são guias visuais.

Durante os últimos anos, vários demonstradores de nós OXC reconfiguráveis têm sido relatados. Entre estes, encontram-se alguns protótipos comerciais [27-29], bem como vários projectos de investigação (OPEN-ACTS [30]), que estudaram os conceitos que se espera venham a constituir a base da construção de uma futura rede de comunicações ópticas de alto débito, flexível e completamente no domínio óptico.

5.3. Implementação física do OXC

O OXC especificado foi implementado laboratorialmente. Nesta secção, são descritos os testes realizados. Na figura 5.7 mostra-se uma fotografia do demonstrador implementado.

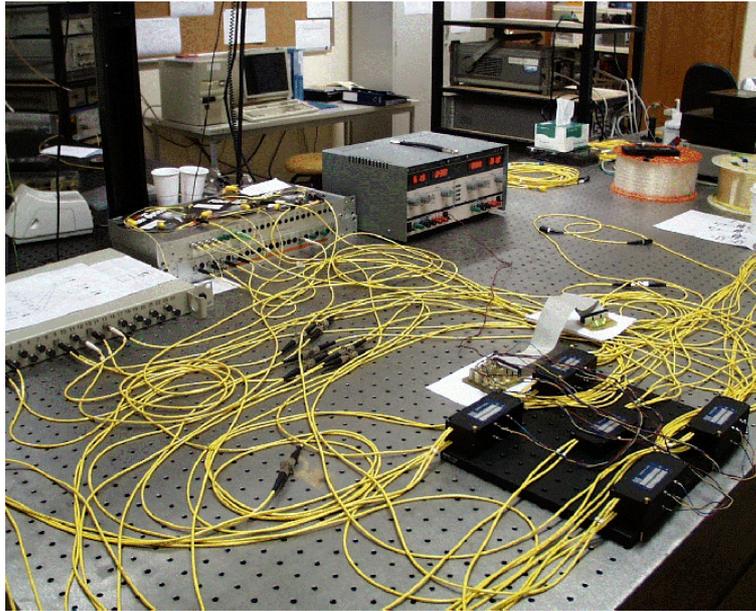


Figura 5.7 – Fotografia do demonstrador implementado.

5.3.1. Tempo de configuração

O tempo de reconfiguração é imposto pelas características eléctricas dos comutadores optomecânicos. O valor especificado para o tempo de comutação de cada um dos comutadores é de 12 ms. Na figura 5.8 é apresentada a resposta de um comutador a um sinal eléctrico em forma de degrau, onde é possível verificar que o tempo de resposta da saída síncrona deste comutador é de 18 ms.

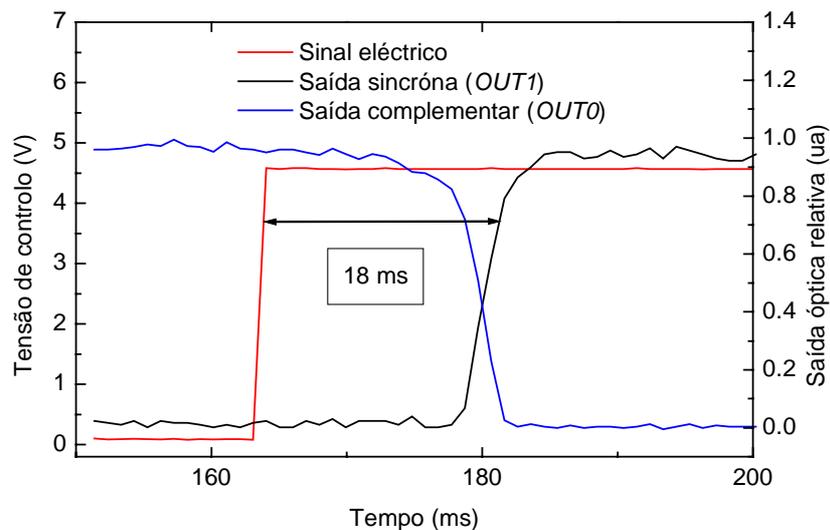


Figura 5.8 – Resposta dos comutadores ópticos a um degrau de tensão.

O tempo de subida (10 % - 90 %) e de descida (90 % - 10 %) da saída síncrona é respectivamente de 4.16 ms e 2.71 ms. A saída complementar apresenta tempos de subida e de descida respectivamente de 2.90 ms e 7.69 ms. O tempo de resposta do comutador é limitado pelo atraso verificado entre a resposta da saída óptica e o sinal de controlo eléctrico. Este tempo de reconfiguração, inferior a 20 ms, é suficiente para a operação de reconfiguração não dinâmica da rede e de restabelecimento de uma ligação [20].

O controlo de um elevado número de comutadores é de complexa realização manual, como tal foi desenvolvido um equipamento que permite o controlo dos comutadores por um computador. O tempo de resposta do equipamento a um sinal de reconfiguração é de 30 μ s, valor bastante inferior à resposta dos comutadores.

5.3.2. Perdas de inserção

O número de componentes ópticos atravessados pelos sinais determinam as perdas ópticas ou a atenuação do OXC. Podem-se definir dois tipos de atenuação: a atenuação máxima e a atenuação diferencial, referente à diferença entre a atenuação máxima e a atenuação mínima. A atenuação diferencial é mais degradante do que a atenuação máxima, pois esta última pode ser compensada através da utilização de um amplificador óptico, enquanto que uma elevada atenuação diferencial reduz a relação sinal/ruído para alguns canais.

Os valores para a atenuação máxima, média e diferencial dos quatro canais para as três saídas são apresentados na tabela 5.4.

Tabela 5.4 – Perdas de inserção do OXC.

	F_{out1} (dB)	F_{out2} (dB)	F_{drop} (dB)
Atenuação máxima	15.52	13.73	4.49
Atenuação média	14.96	13.13	2.31
Atenuação diferencial	1.42	1.04	2.29

A atenuação do canal adicionado localmente é de respectivamente 4.4 dB e 4.0 dB para as saídas 1 e 2.

Apesar de a atenuação diferencial prevista para os canais comutados para as saídas 1 e 2 ser nula, experimentalmente, obtiveram-se valores residuais não nulos. Estes valores residuais podem ser explicados pelas características espectrais não uniformes dos vários componentes ópticos utilizados e pela natureza não integrada do OXC. A diferença de atenuação média dos canais comutados para a saída 1 e para a saída 2 deve-se à utilização de um acoplador 4×4 na saída 1 com conectores ópticos tipo FC/APC, sendo, necessário utilizar uma transição óptica tipo FC/APC – FC/PC que introduz perdas adicionais. Estes valores de atenuação podem ser facilmente compensados, através dos amplificadores ópticos de saída.

5.3.3. Capacidade de configuração

A completa capacidade de configuração do OXC implementado foi testada experimentalmente. Para tal, utilizou-se o ruído de emissão espontânea de dois amplificadores ópticos de fibra dopada com Érbio, como sinais de entrada do nó. Foram testadas todas as possíveis configurações de comutação dos canais, das duas fibras de entrada para as duas fibras de saída. Deste modo, não se testaram as configurações que envolviam os canais removidos e adicionados localmente.

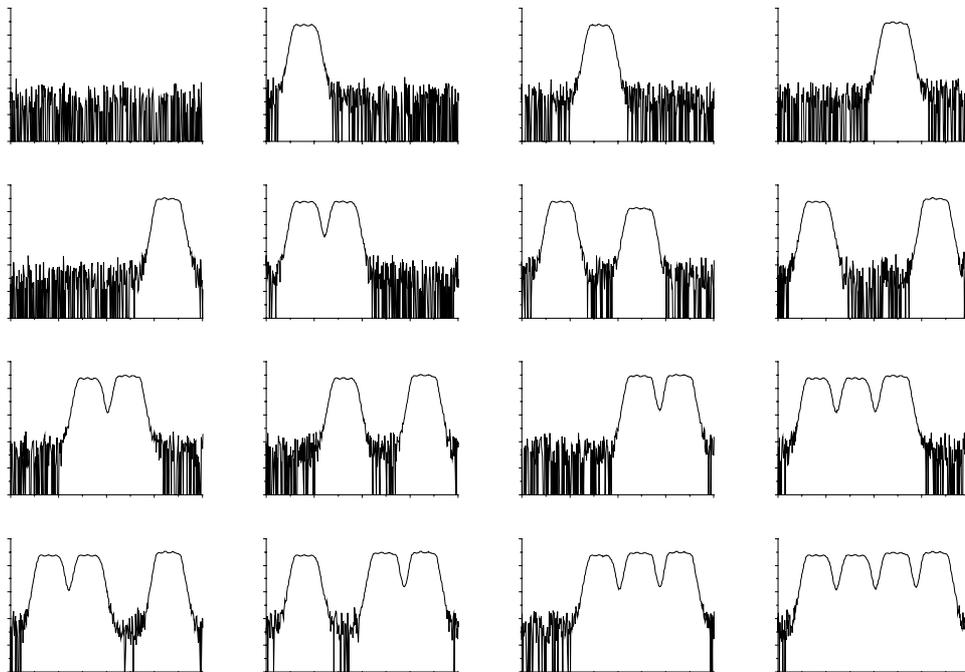


Figura 5.9 – Combinações de comutação de canais no OXC para a saída 1. A escala do eixo das ordenadas está compreendida entre -40 dBm e -90 dBm, a escala do eixo das abcissas está compreendida entre 1545 nm e 1555 nm.

Na figura 5.9 encontram-se os espectros ópticos obtidos na saída 1, para todas as configurações possíveis de comutação dos comutadores ópticos (descritos na tabela 5.5). Os valores de potência óptica, dos eixos das ordenadas dos gráficos das figuras 5.9, 5.10 e 5.11 são meramente indicativos. Na figura 5.10 encontram-se os espectros ópticos obtidos na saída 2, para as configurações dos comutadores ópticos da tabela 5.5.

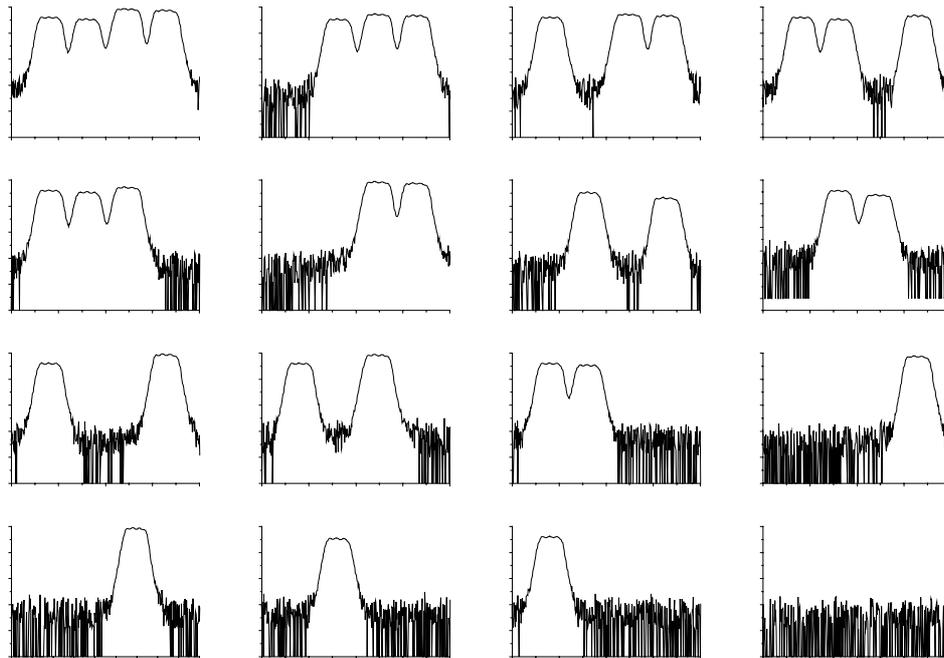


Figura 5.10 – Combinações de comutação de canais no OXC para a saída 2. A escala do eixo das ordenadas está compreendida entre -40 dB e -90 dB e a escala do eixo das abcissas está compreendida entre 1545 nm e 1555 nm.

A configuração de cada um dos comutadores ópticos, utilizada para obter os espectros das figura 5.9 e 5.10 encontra-se na tabela 5.5 Os diagramas são designados da esquerda para a direita e de cima para baixo.

A figura 5.11 mostra os espectros ópticos obtidos na saída local, designados da esquerda para a direita e de cima para baixo, para as configurações dos comutadores ópticos da tabela 5.6.

Conclui-se que a operação de cruzamento, encaminhamento e remoção de canais pode ser realizada através da configuração dos comutadores, sendo possível obter todas as configurações possíveis de cruzamento.

Tabela 5.5 – Estado dos comutadores utilizados nas configurações das figuras 5.9 e 5.10. O valor lógico dos comutadores S1 a S4 foi omitido, pois apresentam um valor constante igual a 1.

Diagrama	S1'	S2'	S3'	S4'
1	0	0	0	0
2	0	0	0	1
3	0	0	1	0
4	0	1	0	0
5	1	0	0	0
6	0	0	1	1
7	0	1	0	1
8	1	0	0	1
9	0	1	1	0
10	1	0	1	0
11	1	1	0	0
12	0	1	1	1
13	1	0	1	1
14	1	1	0	1
15	1	1	1	0
16	1	1	1	1

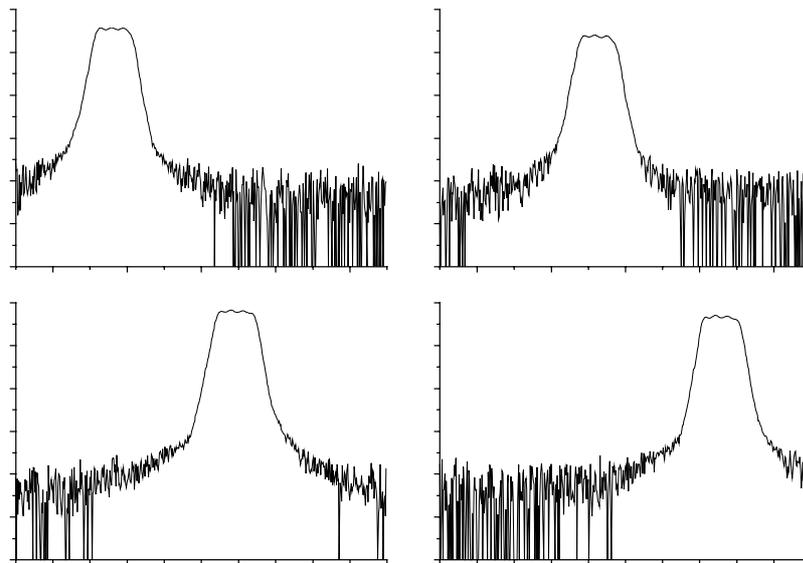


Figura 5.11 – Combinações de comutação de canais no OXC para a saída local. A escala do eixo das ordenadas está compreendida entre -40 dBm e -90 dBm e a escala do eixo das abscissas está compreendida entre 1545 nm e 1555 nm.

Tabela 5.6 – Estados dos comutadores utilizados nas configurações da figura 5.11. Omitiu-se o estado lógico dos comutadores S1' a S4' por este ser irrelevante.

Diagrama	S1	S2	S3	S4
1	1	1	1	0
2	1	1	0	1
3	1	0	1	1
4	0	1	1	1

5.3.4. Degradação da relação sinal/ruído óptica

A relação sinal/ruído óptica (OSNR) pode ser entendida como um parâmetro de verificação do funcionamento do sistema. A OSNR considerada neste estudo refere-se à relação entre a potência do sinal e a potência do ruído, medida com uma resolução de 0.1 nm num analisador de espectros ópticos.

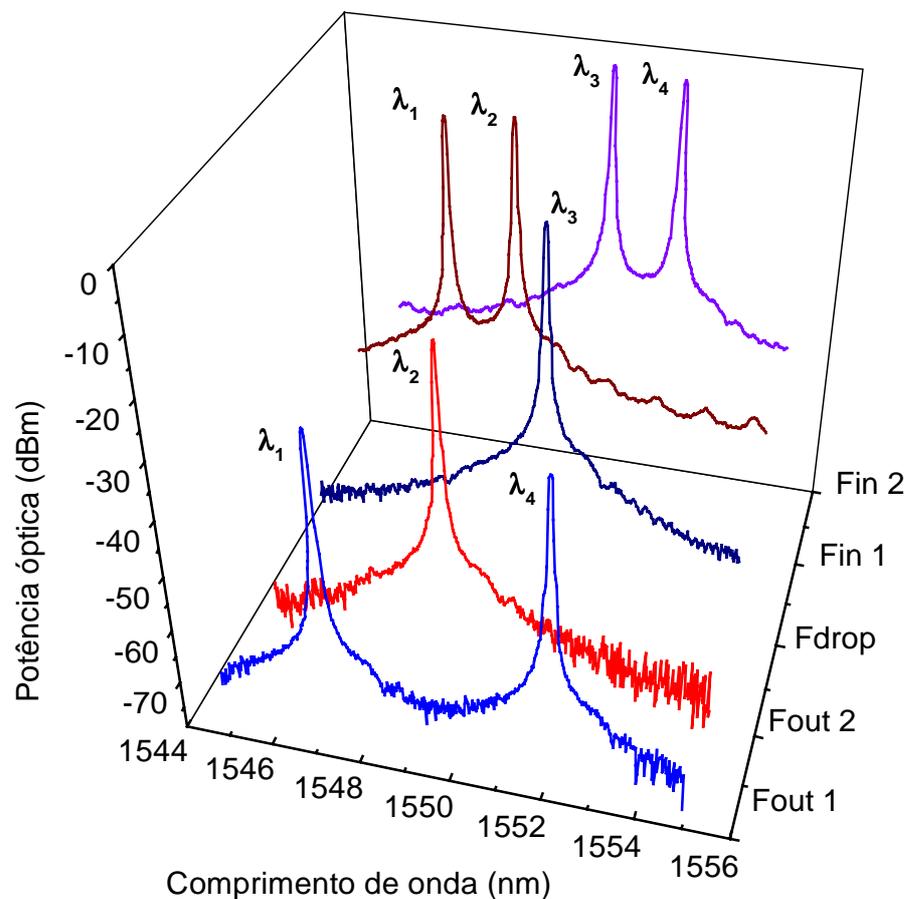


Figura 5.12 – Espectros ópticos obtidos numa configuração de teste do OXC.

Na figura 5.12 encontram-se os espectros ópticos numa perspectiva tridimensional de uma configuração de teste do OXC. Tem-se o canal 1 (1547.92 nm) e o canal 2 (1549.32 nm) na entrada 1 e os canais 3 (1550.92 nm) e 4 (1552.52 nm) na entrada 2. O canal 3 é removido localmente, o canal 2 é encaminhado para a saída 2 e os canais 1 e 4 são encaminhados para a saída 1.

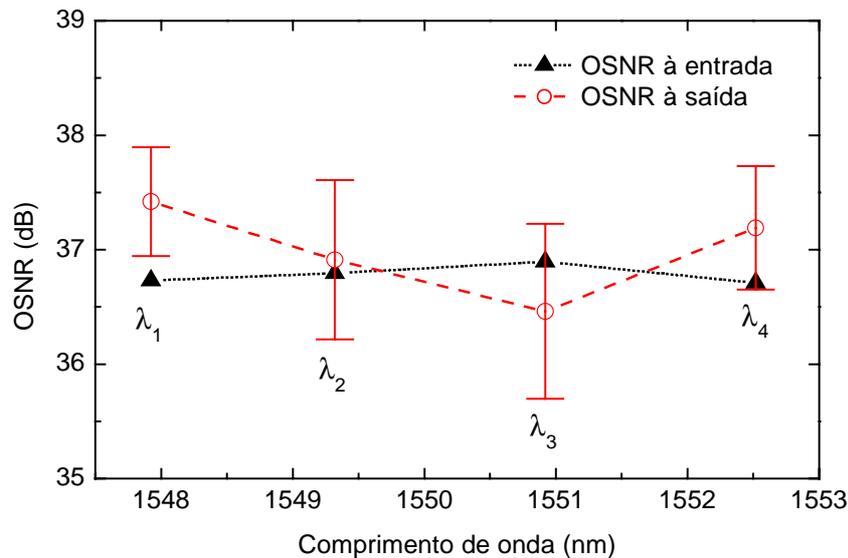


Figura 5.13 – Valores médios da OSNR, medidos para todas as configurações de comutação. As barras de erro representam o desvio padrão. As linhas são guias visuais.

Mediu-se a OSNR de todos os canais comutados e para todas as configurações de comutação possíveis. Estes resultados de degradação da OSNR foram obtidos a partir de espectros ópticos medidos à saída do OXC, sem contabilizar, portanto, o ruído do amplificador óptico de saída (figura 5.13).

Pode-se afirmar que, dentro dos valores de incerteza experimental, não existe degradação do OSNR. Os canais extremos da figura 5.13 sofrem uma melhoria da OSNR quando comparados com os valores de entrada, atendendo à filtragem a que foram sujeitos no processo de demultiplexagem [9]. Os resultados da figura 5.13 foram obtidos só considerando a comutação de canais e não contabilizando a adição e remoção local de canais. O mesmo estudo foi realizado para o canal tributário. Estes resultados de degradação da OSNR são resumidos na tabela 5.7

Tabela 5.7 – Degradação da OSNR

Canal	Entrada	Saída	Local
1	36.78	37.42	36.51
2	36.80	36.91	36.52
3	36.90	36.46	36.66
4	36.71	37.19	36.48
Local	36.50	36.13	-

Tal como foi referido anteriormente, a OSNR diminui para algumas configurações do OXC. Tal facto não significa que o desempenho de um determinado canal aumentou, mas sim que a potência do ruído integrada para uma determinada largura espectral onde se mediu a OSNR diminuiu, devido à existência de elementos filtrantes.

5.3.5. Degradação da taxa de erro do bit

Para determinar a degradação da BER devido à inclusão do OXC num sistema de comunicações ópticas, foi implementada uma rede óptica WDM esquematizada na figura 5.14. Esta rede é composta por duas ligações ponto a ponto com 25 km + 12 km e 25 km + 20 km, interligadas pelo OXC, resultando em 5 nós: 2 nós emissores, 2 nós receptores e um nó de cruzamento de canais. Cada ligação ponto a ponto transporta dois canais multiplexados segundo a grelha da ITU de 200 GHz (Anexo D).

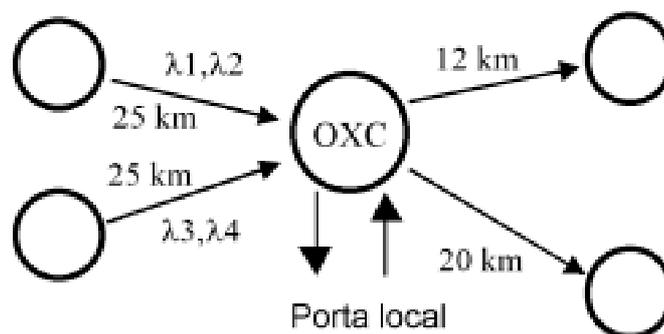


Figura 5.14 – Diagrama da rede WDM utilizada nos testes do OXC.

As principais fontes de degradação da qualidade do sinal no OXC são a diafonia heterodina induzida no DEMUX durante a separação dos canais e a diafonia homodina induzida pelo isolamento finito dos comutadores ópticos. Além disso, é de considerar,

também, o ruído de emissão espontânea dos amplificadores ópticos de saída do nó. No presente caso, o isolamento dos comutadores é superior a 55 dB, a rejeição do DEMUX aos canais adjacentes é superior a 35 dB e a figura de ruído dos amplificadores utilizados é de 4.5 dB. Cada nó emissor é constituído por 2 lasers semicondutores DFB a funcionarem em CW, com uma largura espectral de 50 MHz. Os sinais são modulados por moduladores externos a um ritmo de transmissão de STM-16, com sequências PRBS de $2^{15}-1$ bits e um formato NRZ. Assim, tem-se à saída do nó 1 os seguintes comprimentos de onda: 1547.72 nm e 1549.32 nm e no nó 2 tem-se: 1550.92 nm e 1552.52 nm. Os nós receptores são constituídos por filtros ópticos centrados no comprimento de onda do canal a recuperar. As restantes características dos receptores foram descritas na secção 3.5.

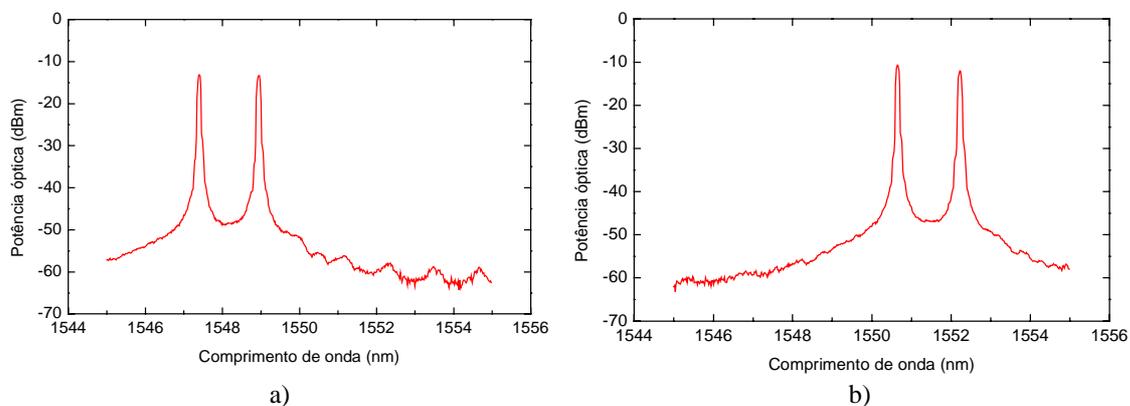


Figura 5.15 – Espectros ópticos à saída do OXC: a) nó 1 e b) nó 2.

Nas figuras 5.15 a) e b) apresentam-se respectivamente os espectros ópticos à saída do nó 1 e do nó 2. Após propagação em 25 km de fibra padrão, os canais 1 e 4 são removidos local e independentemente no OXC. Nas figuras 5.16 a) e b) tem-se respectivamente os espectros ópticos dos canais removidos localmente no OXC.

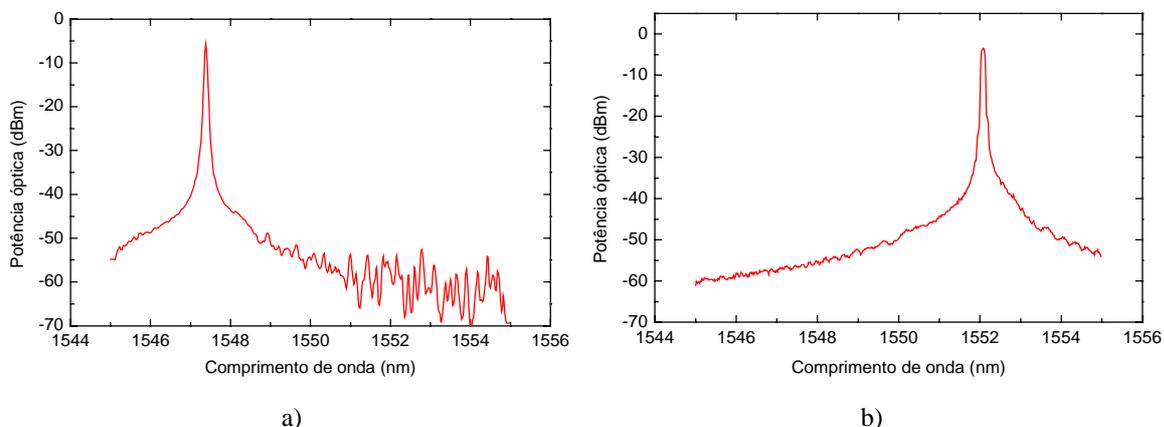


Figura 5.16 – Espectros ópticos dos canais removidos localmente no OXC: a) canal 1 e b) canal 4.

O diagrama de olho do canal 4 removido para uma BER de 10^{-9} é apresentado na figura 5.17.

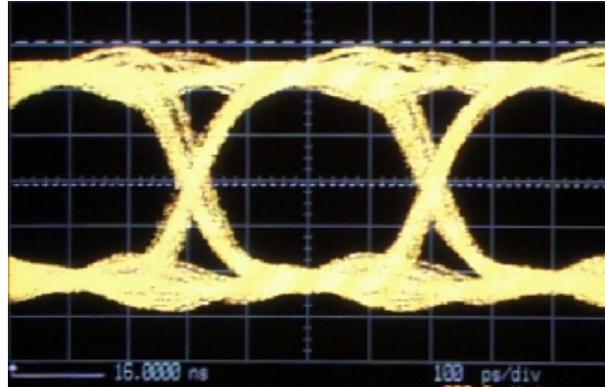


Figura 5.17 – Diagrama de olho do canal 4 removido localmente para uma BER de 10^{-9} .

Na figura 5.18 encontra-se a BER em função da potência óptica no receptor, para o canal 4 removido localmente no OXC. A BER para o mesmo canal à entrada do OXC e para a situação directa é, também, mostrada. A penalidade de potência para uma BER de 10^{-9} do canal removido no OXC e do mesmo canal detectado à entrada do OXC é inferior a 0.1 dB.

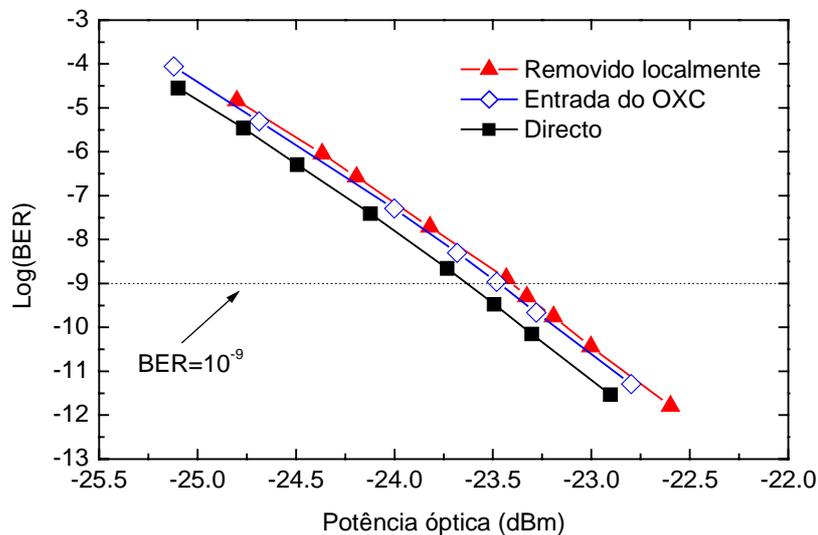


Figura 5.18 – BER do canal 4 removido localmente no OXC. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

Numa segunda fase de testes, os canais 1 e 2 presentes na entrada 1 do OXC são comutados para a saída 2 e propagam-se por 20 km de fibra. Os canais 3 e 4 situados na entrada 2 do OXC são comutados para a saída 1 e propagam-se por 12 km de fibra. Nas

figuras 5.19 a) e b) apresentam-se respectivamente os espectros ópticos no nó receptor 1 (canais 3 e 4) e no nó receptor 2 (canais 1 e 2).

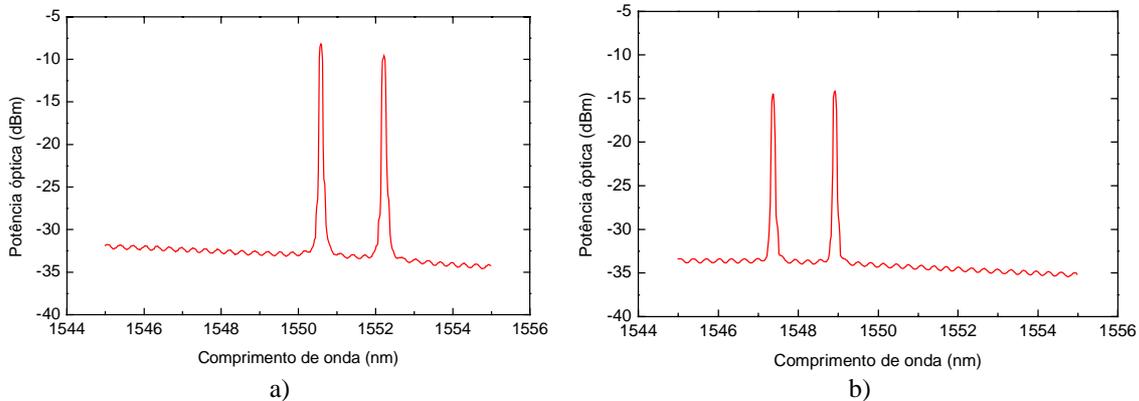


Figura 5.19 – Espectros ópticos nos nós receptores dos canais comutados no OXC: a) nó 1 e b) nó 2.

Na figura 5.20 mostra-se a BER em função da potência no receptor para o canal 2 comutado no OXC e após propagação num total de 45 km de fibra. A BER para o mesmo canal, após propagação em 45 km de fibra, num sistema ponto a ponto sem o OXC e para a situação directa são, também, mostradas. A penalidade de potência para uma BER de 10^{-9} entre o canal encaminhado no OXC e o mesmo canal propagado numa distância de fibra equivalente mas sem OXC é inferior a 0.1 dB.

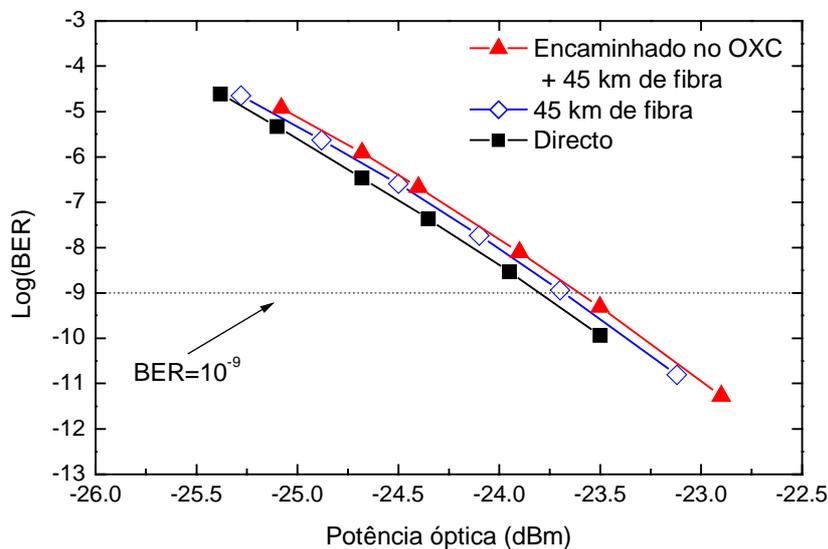


Figura 5.20 – BER do canal 2 detectado no nó receptor 2. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

5.4. Simulação do OXC

A rede óptica implementada laboratorialmente foi simulada num simulador fotónico, com o objectivo de modelar os resultados experimentais. Foi construído um modelo do OXC que implementa todas as características espectrais dos componentes utilizados.

A sensibilidade considerada para o receptor é de -16.9 dBm, para uma BER de 10^{-12} . Os espectros ópticos simulados foram obtidos com uma resolução de 12.5 GHz o que corresponde à resolução de 0.1 nm utilizada nos testes laboratoriais.

A simulação realizou-se com uma largura de banda óptica de 1280 GHz e foram utilizados 1024 bits a uma ritmo de transmissão de 2.5 Gbit/s. A estimativa da taxa de erro baseou-se numa assunção gaussiana para o ruído.

5.4.1. Taxa de erro do bit

Na figura 5.21 apresenta-se o diagrama de olho do canal 4 removido localmente, para uma BER de 10^{-9} , numa situação idêntica à da figura 5.17.

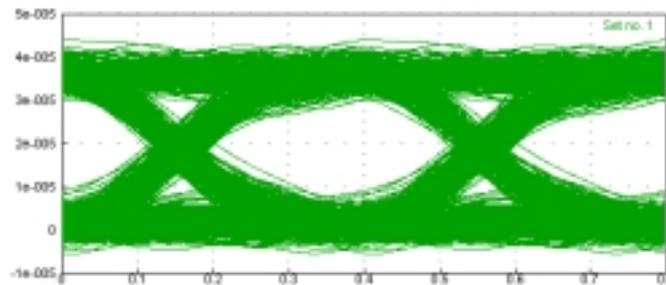


Figura 5.21– Diagrama de olho do canal removido localmente no OXC. O eixo das ordenadas corresponde à corrente eléctrica no receptor (ua) e o eixo das abcissas corresponde ao tempo (ns).

Na figura 5.22 encontra-se a taxa de erro do bit em função da potência óptica no receptor para o canal 4 removido localmente no OXC. A BER para o mesmo canal à entrada do OXC e para a situação directa são também mostradas.

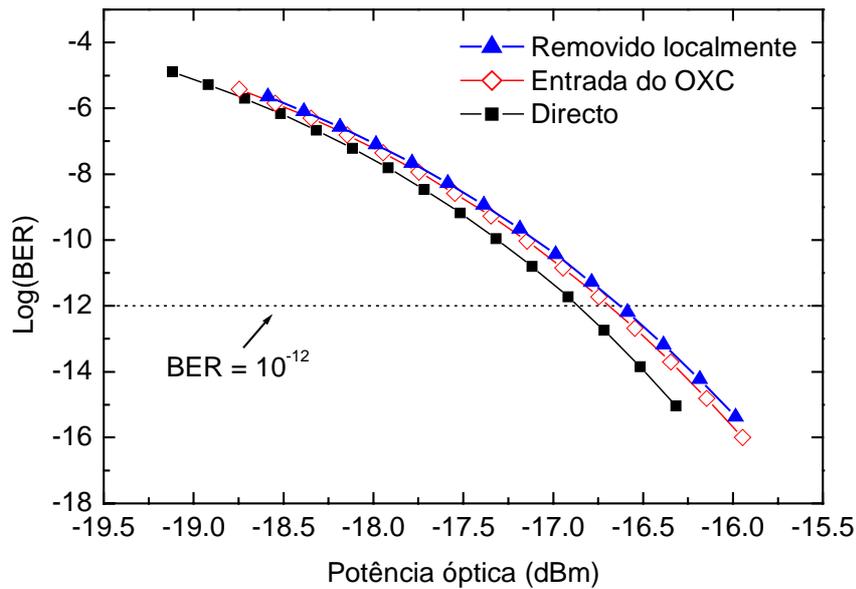


Figura 5.22 – BER do canal 4 removido localmente no OXC. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

Tal como nos teste laboratoriais, os canais 1 e 2 presentes na entrada 1 do OXC são comutados para a saída 2 e propagam-se por 20 km de fibra. Os canais 3 e 4 situados na entrada 2 do OXC são comutados para a saída 1 e propagam-se por 12 km de fibra. O canal 2 é considerado como canal de teste e a respectiva BER analisada. Na figura 5.23 mostra-se o espectro óptico no nó receptor 2.

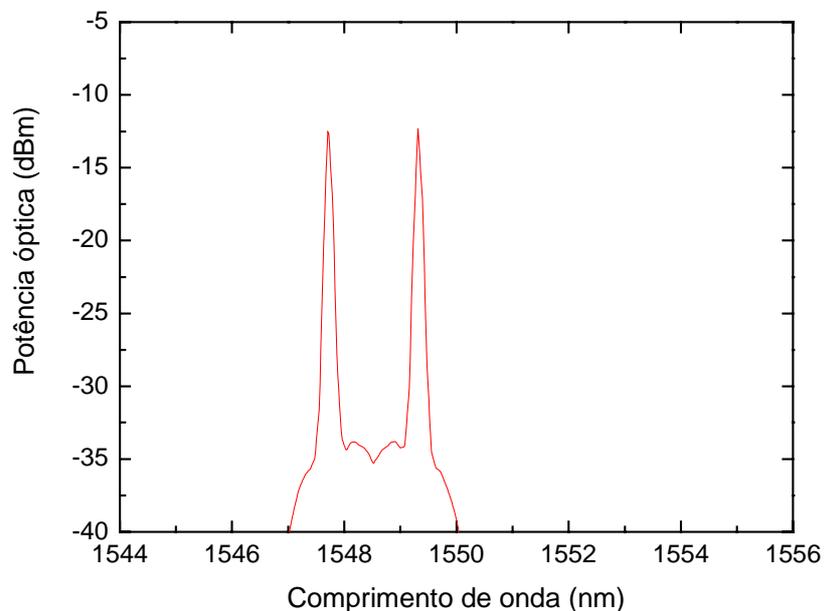


Figura 5.23 – Espectro óptico no nó receptor 2 dos canais comutados no OXC.

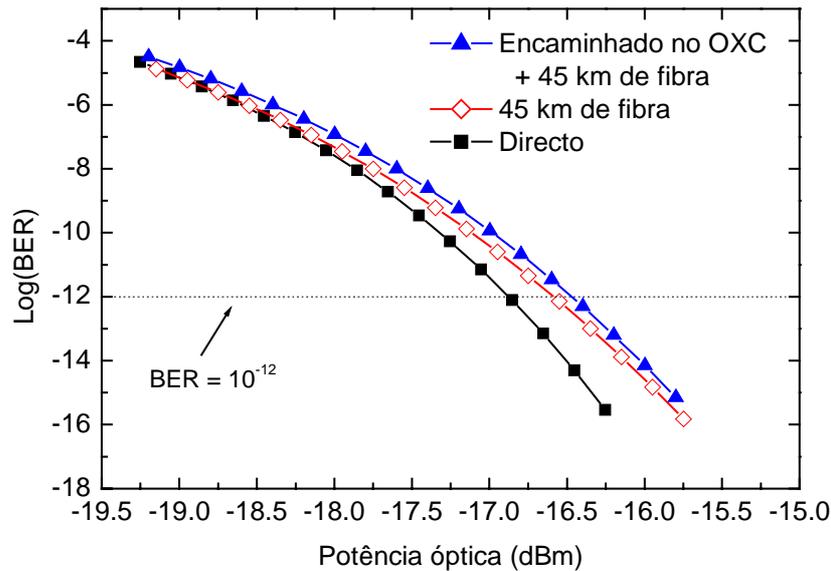


Figura 5.24 – BER do canal 3, detectado no nó receptor 1. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

Na figura 5.24 encontra-se a BER em função da potência óptica para o canal 2 comutado no OXC e após propagação num total de 45 km de fibra. A BER é, também, mostrada para o mesmo canal após propagação em 45 km de fibra num sistema sem OXC e para a situação directa.

5.4.2. Encadeamento

Para investigar o desempenho da arquitectura considerada, foi estudado, por simulação, o encadeamento de OXCs num circuito óptico de recirculação. Considerou-se um sistema idêntico ao anterior onde o canal 2 é encaminhado para a saída 1. Cada OXC encontra-se ligado ao seguinte por um troço de 50 km de fibra. Como apenas se pretende estudar o efeito resultante do encadeamento dos nós, os troços de fibra foram substituídos por um atenuador com uma atenuação equivalente (10 dB). Assim, o sinal não sofre distorções resultantes dos efeitos não lineares e da dispersão cromática da fibra óptica e só está sujeito à diafonia no OXC e à acumulação de ruído de emissão espontânea produzido nos amplificadores ópticos. Na figura 5.25 é apresentada a BER em função da potência óptica incidente no detector do canal 2, para vários OXC encadeados.

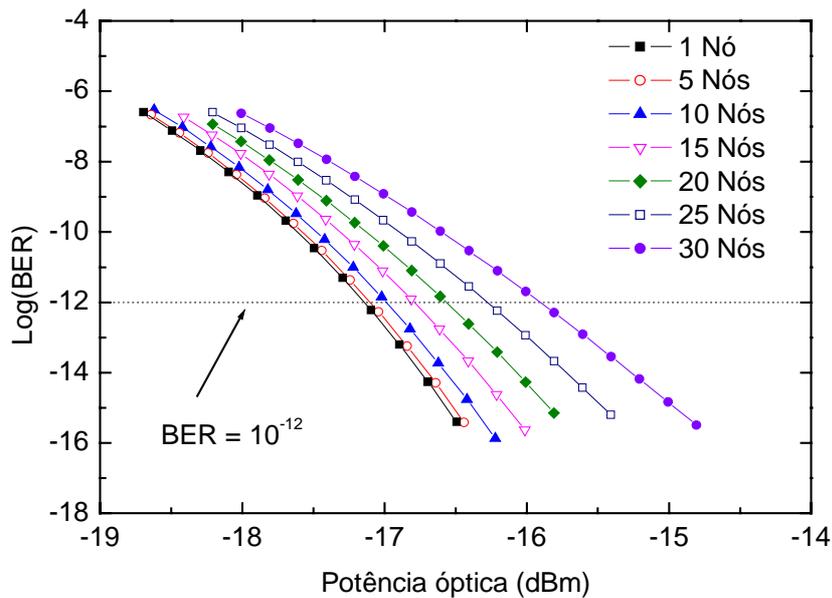


Figura 5.25 – BER do canal 2 para diversos números de nós encadeados. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

A penalidade de potência para uma BER de 10^{-12} em função do número de OXC encadeados é mostrada na figura 5.26. A penalidade de potência de 1 dB reportada para o encadeamento de 20 nós OXC, baseados em agregados de guias de onda [31], é comparável aos valores obtidos neste trabalho. Os resultados aqui encontrados são inferiores aos reportados para outras arquiteturas [32]. Este desempenho deve-se ao elevado isolamento dos componentes ópticos utilizados e à baixa figura de ruído dos amplificadores ópticos [33].

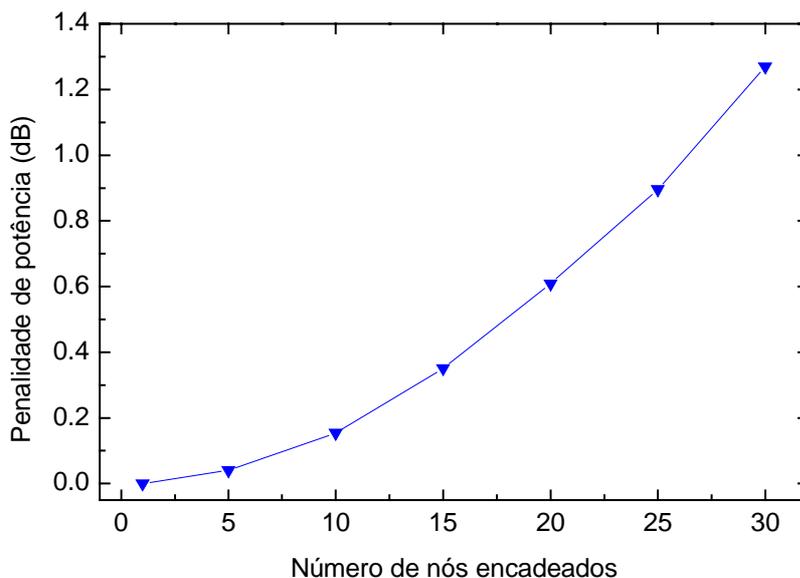


Figura 5.26 – Penalidade de potência para uma BER de 10^{-12} do canal 2 em função do número de OXC encadeados. A linha é um guia visual.

Nas figuras 5.27 e 5.28 encontram-se respectivamente os diagramas de olho e uma sequência de bits do canal 2, para 1 e 30 nós encadeados respectivamente a) e b) e para uma BER de 10^{-12} .

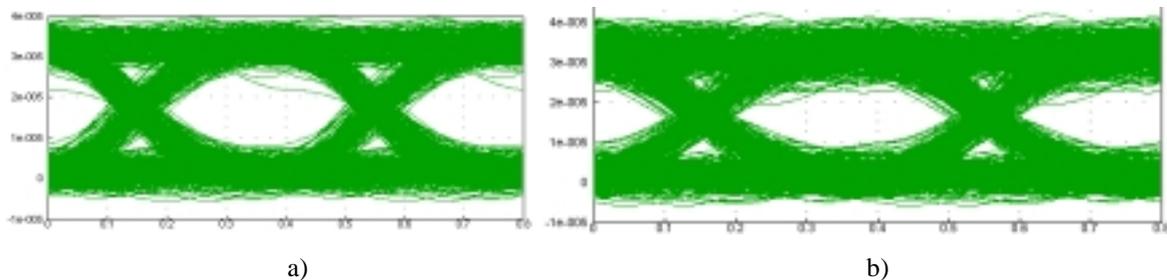


Figura 5.27 – Diagrama de olho do canal 2, para vários OXC encadeados: a) 1 e b) 30. O eixo das ordenadas corresponde à corrente eléctrica no receptor (ua) e o eixo das abcissas corresponde ao tempo (ns).

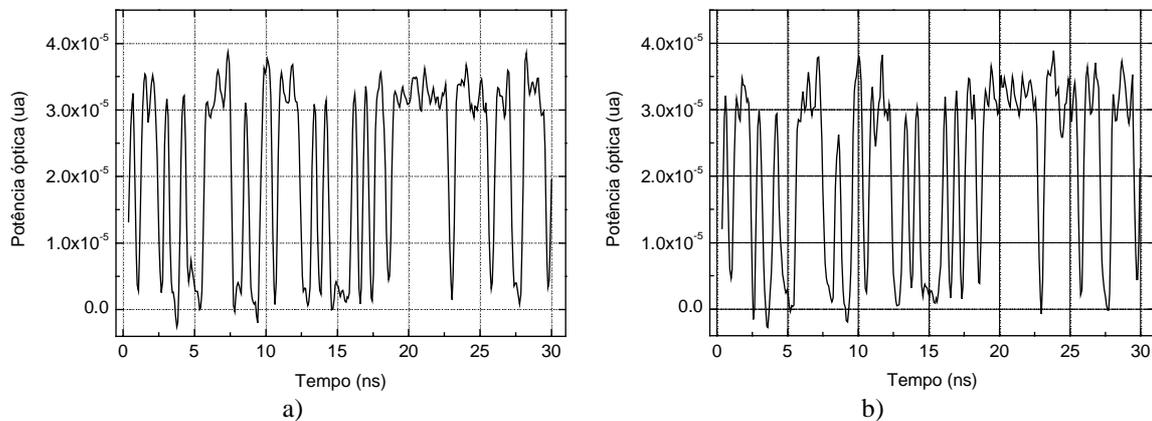


Figura 5.28 – Sequência detectada do canal 2 para vários OXC encadeados: a) 1 e b) 30.

Estes resultados mostram uma insignificante degradação do sinal devido à comutação no OXC, indicando que a qualidade do sinal é praticamente independente do número de nós.

5.5. Conclusão

O nó óptico de cruzamento de canais implementado apresenta características importantes, tais como uma baixa diafonia, baixas perdas diferenciais, modularidade espacial e baixo custo, mesmo quando comparado com dispositivos comerciais [34]. Tal indica que a arquitectura proposta é exequível, utilizando componentes ópticos discretos e actualmente disponíveis comercialmente. Os resultados da simulação indicam, também, uma elevada fiabilidade e capacidade de encadeamento.

5.6. Referências

- [1] A. Jourdan, F. Masetti, M. Garnot, G. Soulage, M. Soton: Design and implementation of a fully reconfigurable all optical crossconnect high capacity multiwavelength transport network, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 6, pp. 1198-1206, 1996.
- [2] Satoru Okamoto, Masafumi Koga, Hiro Suzuki, Kenji Kawai, Robust Photonic Transport Network Implementation with Optical cross-Connect Systems, *IEEE Communications Magazine*, vol. 38, n. 3, pp. 94-103, 2000.
- [3] P. A. Perrie, M. Chbat, A. Jourdan, T. Olsen, P. M. Kjeldsen, B. Landousies, D. Vercauteren: All-optical crossconnects make it to the field, *PennWell Lightwave Magazine*, vol. 15, no. 9, 1998.
- [4] Hirochika Nakajima, Development on Guided Wave Switch Arrays, *IEICE Transactions Communications*, vol. E82B, n. 2, pp. 349-356, 1999.
- [5] R. F. Kalman, L. G. Kazovski, J. W. Goodman, Space Division Switches based on Semiconductor Optical Amplifier, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, n. 9, pp. 1048-1051, 1992.
- [6] Sangin Kim, Jungho Kim, Byoungho Lee, Optical Cross-connect structures for interleaved multiwavelength bidirectional ring networks, *IEE Electronics Letters*, vol. 37, n. 18, pp. 1129-1130, 2001.
- [7] Haifeng Li, Chau Han Lee, Shan Zhong, Yung Jui Chen, M. Dagenais, D. Stone, Multiwavelength integrated 2 X 2 optical cross connect switch and lambda paryitioner with 2 X N phased array waveguide grating in self loopback configuration, *OFC 98, TuN4*, pp. 79-80, San José, EUA, , 1998.
- [8] Kenneth A. McGreer, Arrayed Waveguide Gratings for Wavelength Routing, *IEEE Communications Magazine*, vol. 36, n. 12, pp. 62-68, 1998.
- [9] Yung Kuang Chen, Shien Kuei Liaw, Chien Chung Lee, Dynamically selective multiwavelength cross connect based on fibre Bragg gratings and mechanical optical switches, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 121-127, 1998.
- [10] Shien-Kuei Liaw, Keang-Po Ho, Sien Chi, Multichannel add/drop and cross-connect using fibre Bragg gratings and optical switches, *IEE Electronics Letters*, vol. 34, n. 16, pp. 1601-1603, 1998.
- [11] Shien-Kuei, Keang-Po Ho, Lian K. Chen, Frank Tong, Sien Chi, High Dynamics Range Optical Cross Connect Device using Fiber Bragg Gratings, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n. 8, pp. 1054-1056, 1999.
- [12] Xiangnong Wu, Yunfeng Shen, Chao Lu, T. H. Cheng, M. K. Rao, Fiber Bragg Gratings-Based Rearrangeable Nonblocking Optical Cross Connects Using Multiport optical Circulator, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n.6, pp. 696-698, 2000.
- [13] Y. W. Song, Z. Pan, D. Starodubov, V. Grubsky, E. Salik, S. A. Havstad, Y. Xie, A. E. Willner, J. Feinberg, All-Fiber WDM Optical Crossconnect Using Ultrastrong Widely Tunable FBG, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, n. 10, pp. 1103-1105, 2001.
- [14] Jungho Kim, Jaehoon Jung, Sungehul Kim, Byoungho Lee, Reconfigurable optical cross-connect using WDM MUX/DEMUX pair and tunable fibre Bragg gratings, *IEE Electronics Letters*, vo. 36, n. 1, pp. 67-69, 2000.
- [15] Shien-Kuei Liaw, Keang-po Ho, Chinlon Li, Sien Chi, Experimental investigation of wavelength-tunable WADM and OXC devices using strain-tunable fiber Bragg gratings, *Optics Communications*, vol. 169, pp. 75-80, 1999.
- [16] Paul M. Hagelin, Uma Krishnamoorthy, Jonathan P. Heritage, Olav Solgaard, Scalable Optical Cross-Connect Switch using Micromachined Mirrors, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n.7, pp. 882-884, 2000.
- [17] Lih-Yuan Lin, Evan L. Goldstein, Robert W. Tkach, On the Expandability of Free-Space Micromachined Optical Cross Connects, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, n.4, pp. 482-488, 2000.

-
- [18] L. Y. Lin, E. L. Goldstein, R. W. Tkach, Free Space Micromachined Optical Switches for Optical Networking, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, n.1, pp. 4-9, 1999.
- [19] Armand Neukermans, Rajiv Ramaswami, MEMS Technology for Optical Networking Applications, *IEEE Communications Magazine*, vol. 39, n. 1, pp. 62-69, 2001.
- [20] Satoru Okamoto, Atsushi Watanabe, Ken-Ichi Sato, Optical Path Cross Connect Node Architectures for Photonic Transport Network, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 6, pp. 1410-1422, 1996.
- [21] Atsushi Watanabe, Satoru Okamoto, Ken-iChi Sato, Optical Path Cross-Connect System Architecture Suitable for Large Scale Expansion, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n.10, pp. 2162-2171, 1996.
- [22] E. Iannone, R. Sabella: Optical path technologies: A comparison among different cross-connect architectures, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 10, pp. 2184-2196, 1996.
- [23] A. Stavdas, H. Avramopoulos, E. N. Protonotarios, J. E. Midwinter: An AOXC Architecture Suitable for High Density WDM Wavelength Routed Networks, *Photonics Network Communications*, vol. 1, n. 1, pp 77-88, 1999.
- [24] H. Scott Hinton, *An Introduction to Photonic Switching Fabrics*, Plenum Press, New York, EUA, 1993.
- [25] P. S. André, J. L. Pinto, A. J. Teixeira, A. Nolasco Pinto, T. Almeida, F. Morgado, M. Pousa, Strictly Non-Blocking All-Optical-Cross-Connect Platform Demonstrator for WDM Wavelength Path Networks, *Photonics Network Communications*, vol. 4, n. 1, pp. 63-72, 2002.
- [26] Takasi Simoyama, Takeski Kwai, Norio Sakaida, Hiroshi Yasaka, Hiroyuki Ishii, Masafumi Koga, Virtual wavelength path cross connect based on optoelectronic wavelength conversion, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol.16, n. 9, pp. 1537-1545, 1998.
- [27] Mitsuhiro Teshima, Takeshi Kawai, Norio Sakaida, Hiroyuki Ishii Masafumi Koga, Demonstration of virtual wavelength path cross connect, *ECOC 97*, pp. 59-62, Edinburg, Reino Unido, 1997.
- [28] Terumi Chikama, Hiroshi Onaka, Satoshi Kuroyanagi, Photonic Networking Using Optical Add Drop Multiplexers and Optical Cross-Connects, *Fujitsu Scientific Technological Journal*, vol. 35, n.1, pp. 46-55, 1999.
- [29] Osamu Ishida, Noboru Takachio, Ken-Ichi Sato, Modular cross connect system for WDM optical path networks, *ECOC 97*, pp. 63-66, Edinburgo, Reino Unido, 1997.
- [30] A. Jourdan, L. Berthelan, P. Bonno, F. Bruyère, M. Chbat, C. Coeurjolly, J. Y. Emery, P. Gavignet, E. Gard, C. Janz, A. Noury, G. Soulage, T.Zami, Fully reconfigurable WDM optical crossconnect: feasibility validation and preparation of prototype crossconnect for ACTS "open" field trials, *ECOC 97*, pp. 55-58, Edinburgo, Reino Unido, 1997.
- [31] A. Tzanakaki, K. M. Guild, D. Simeonidou, M. J. O'Mahony, Error-free transmission through 30 cascaded optical cross-connects suitable for dynamically routed WDM networks, *IEE Electronics Letters*, vol. 35, n. 20, pp. 1755-1756, 1999.
- [32] G. Wilfong, B. Mikkelsen, C. Doerr, M. Zirngibl: WDM Cross Connect Architectures with Reduced Complexity, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17 no. 10, pp. 1732-1740, 1999.
- [33] P. S. André, A. J. Teixeira, T. Almeida, A. Nolasco Pinto, J. L. Pinto, F. Morgado and M. Pousa, Optical cross – connect routing node demonstrator for DWDM wavelength path networks, 6th European Conference on Networks and Optical Communications - NOC 2001, pp. 151-158, Ipswich, Reino Unido, Junho 2001.
- [34] OMM, 4 X 4 Optical Cross-Connect Switch datasheet, 2001, <http://www.omminc.com>.
-

Capítulo 6

Conversão óptica de comprimento de onda

6.1. Introdução

A conversão de comprimento de onda é um factor decisivo em redes ópticas multicompimento de onda, pois permite aumentar a flexibilidade, capacidade e transparência da rede, através do encaminhamento dinâmico de vários comprimentos de onda, reduzindo a probabilidade de bloqueio das conexões a realizar. Mais ainda, a conversão de comprimento de onda é essencial para que as redes ópticas sejam escalonáveis, modulares e independentes do formato e do ritmo de transmissão [1].

São desejáveis conversores de comprimento de onda que funcionem exclusivamente no domínio óptico, em contraponto aos actuais conversores optoelectrónicos, eliminando, assim, a complexidade e custos dos circuitos electrónicos a operarem com elevados ritmos de transmissão [2,3].

Um dos problemas inerentes a uma rede onde se realiza encaminhamento de canais é o bloqueio nos nós da rede devido à chegada de informação de diferentes origens mas no mesmo comprimento de onda. De forma a evitar esta incompatibilidade, entende-se, hoje, que o conversor de comprimentos de onda é um elemento fundamental na constituição dos

dispositivos das redes. Tal componente permite, ainda, que a atribuição dos canais aos comprimentos de onda seja efectuada de forma independente de operador para operador e em cada ligação. Uma das vantagens imediatas da conversão de comprimento de onda é a possibilidade de permitir uma maior flexibilidade na atribuição dos canais WDM e simplificar as técnicas de protecção da rede fixa.

Diversos grupos de investigação têm procurado soluções para dispositivos ópticos capazes de procederem à conversão de comprimentos de onda. A abordagem mais promissora baseia-se no aproveitamento dos efeitos não lineares dos amplificadores ópticos semicondutores. Neste capítulo, uma destas técnicas como a modulação cruzada do ganho em amplificadores ópticos semicondutores é estudada, analisada, implementada e optimizada.

Na secção 6.2 descrevem-se as técnicas de conversão de comprimento de onda, dando-se maior ênfase às técnicas que funcionam completamente no domínio óptico.

Na secção 6.3 é apresentado um modelo numérico que descreve o funcionamento dos amplificadores ópticos semicondutores e que permite simular o funcionamento de um conversor de comprimento de onda baseado na modulação cruzada no ganho.

Na secção 6.4 é descrita a implementação experimental de um módulo conversor de comprimento de onda a funcionar completamente no domínio óptico e baseado na modulação cruzada do ganho num amplificador óptico semiconductor reflectivo. Após a caracterização do amplificador, é estudado o desempenho do conversor e optimizadas as suas condições de funcionamento.

6.2. Técnicas de conversão de comprimento de onda

Vários trabalhos têm sido publicados, onde se comparam as diversas técnicas de conversão de comprimento de onda. Estas técnicas podem ser classificadas em duas categorias: conversão optoelectrónica e conversão no domínio óptico [4]. Por sua vez, as técnicas de conversão no domínio óptico podem ser subdivididas em técnicas que empregam efeitos coerentes e técnicas que empregam a modulação cruzada [5].

Na conversão optoelectrónica, o sinal óptico a ser processado é convertido para o domínio eléctrico através de um fotodíodo. Após filtragem, amplificação, reformatação e retemporização, o sinal eléctrico é utilizado para modular um laser sintonizável a emitir no comprimento de onda desejável. Este método é bastante complexo e requer que a informação a converter tenha um formato e um ritmo de transmissão específico. Esta técnica é utilizada actualmente, especialmente quando é necessário interligar entre si redes de diversos operadores. Para este efeito, são utilizados os designados *transponders*, os quais realizam não só a conversão de comprimento de onda mas, também, a conversão de formatos de modulação. Pela sua natureza eléctrica, estes módulos não são transparentes. No entanto são um meio de realização de amplificação 3R, sendo utilizados na interligação entre domínios de transparência [6].

O método óptico de conversão, baseado no efeito coerente da mistura de quatro ondas, é originado pela resposta não linear de terceira ordem de um meio. Esta técnica providencia uma independência ao formato de modulação e ao ritmo de transmissão, tendo vindo a ser implementada em fibras ópticas [7-9], ou associada a amplificadores ópticos semicondutores [10,11]. A eficiência da conversão é reduzida e decresce com o aumento do intervalo espectral entre os sinais a converter [12].

A técnica coerente baseada na geração da diferença de frequência é uma consequência da interacção não linear de segunda ordem de dois sinais num meio, sendo usualmente, utilizada em guias de onda passivos. Apresenta uma transparência à formatação do sinal, uma não degradação da razão sinal/ruído mas as perdas por acoplamento são demasiado elevadas, tornando esta técnica presentemente apenas viável em laboratório [13].

A operação de conversão de comprimento de onda, baseada na modulação cruzada de fase, assenta no facto de o índice de refração de um amplificador semiconductor depender da densidade de portadores na região activa [14]. Um sinal de entrada que vaze a densidade de portadores irá modular o índice de refração, resultando na modulação de fase de um sinal contínuo acoplado, também, no amplificador. Estes amplificadores são integrados em interferómetros, por forma a converter a modulação de fase em modulação de intensidade [15-17].

Na modulação cruzada do ganho em amplificadores ópticos semicondutores, um sinal modulado em amplitude vai modular o ganho devido à saturação do amplificador e consequentemente um sinal contínuo acoplado também no amplificador [18,19]. Esta técnica será descrita em maior detalhe nas secções seguintes.

Na tabela 6.1 comparam-se as diferentes técnicas de conversão do comprimento de onda, quer através da conversão optoelectrónica, quer unicamente no domínio óptico [20-26].

Tabela 6.1 - Técnicas de conversão do comprimento de onda.

	Conversão optoelectrónica	Modulação cruzada do ganho em amplificadores ópticos semicondutores	Modulação cruzada da fase em amplificadores ópticos semicondutores	Mistura de quatro ondas em amplificadores ópticos semicondutores	Geração da diferença de frequência em guias ópticos
Ritmo de transmissão limite	10 Gbit/s	100 Gbit/s	40 Gbit/s	100 Gbit/s	>10 Tbit/s
Transparência	Nenhuma	Digital	Digital	Total	Total
Insensível à polarização	Sim	Sim	Sim	Não	Sim
Regeneração	3R / 2 R	R	2R	Não	Não
Relação sinal / ruído	NF 7-9 dB	NF 7-9 dB	NF 3 dB	NF 7-9 dB	Igual à do sinal de entrada
Vantagens	Regeneração do sinal, tecnologia estabelecida	Configuração simples	<i>Chirp</i> reduzido	Transparência	Transparência e largura de banda elevada
Desvantagens	Baixa largura de banda, Custo	<i>Chirp</i> elevado, transparência limitada	Transparência limitada	Ruído ASE, pequena largura de banda na conversão	Perdas por acoplamento

A técnica de conversão do comprimento de onda implementada baseia-se no efeito de modulação cruzada do ganho em amplificadores ópticos semicondutores reflectivos. A escolha deveu-se ao facto de esta técnica ser transparente à formatação do sinal, de simples implementação, com baixo custo e permitir uma imediata utilização.

A configuração escolhida para o conversor a implementar difere das configurações até agora reportadas. Neste caso, foi utilizado um amplificador óptico semiconductor reflectivo que permite um ganho superior ao de um amplificador óptico semiconductor e apresenta uma maior largura de banda inerente ao seu elevado comprimento óptico que, neste caso, é o dobro do comprimento físico [27,28]. Além disso, esta configuração é economicamente vantajosa.

6.3. Modulação cruzada do ganho

Um técnica possível de conversão óptica de comprimento de onda utiliza as características de compressão do ganho de um amplificador óptico semiconductor (SOA) [29]. O princípio básico de operação de um conversor de comprimento de onda baseado na modulação cruzada do ganho ou XGM, designação do seu acrónimo em inglês (*cross – X gain modulation*), é ilustrado na figura 6.1 a). Um sinal de dados modulado (bombeamento) em intensidade e com um comprimento de onda λ_{bomba} é injectado no amplificador junto com um sinal contínuo de prova com comprimento de onda λ_{prova} .

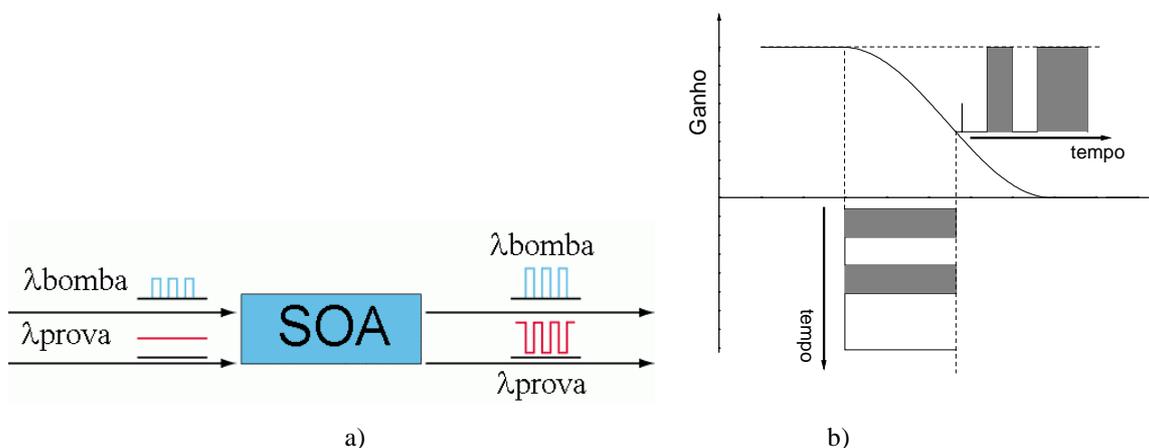


Figura 6.1 – Conversão de comprimento de onda por modulação cruzada do ganho de um amplificador óptico semiconductor: a) esquema de uma possível configuração e b) esquema da curva de ganho, mostrando que uma cópia complementar da modulação do sinal de bombeamento é colocada no sinal de prova.

O nível de potência do nível lógico “1” do sinal de dados é suficientemente elevado para comprimir o ganho do amplificador, como se observa na figura 6.1 b). O ganho do amplificador é conseguido através das transições interbanda dos portadores e é proporcional à densidade de portadores na banda de condução. Quando um sinal óptico é

introduzido e amplificado, o ganho para pequenos sinais é comprimido, sendo a compressão proporcional ao número de portadores removidos por emissão estimulada. Esta modulação do ganho provocada pelo sinal de entrada irá modular o sinal CW de prova. Obtém-se, assim, uma cópia invertida da sequência de dados do sinal de bombeamento no sinal de prova.

A partir das equações de taxa que governam a densidade de portadores no amplificador semiconductor e considerando um sinal de dados incidente com uma variação temporal de potência P_{Sinal} , o ganho instantâneo $G_i(t)$, deste amplificador pode ser expresso desta forma [30]:

$$G_i(t) = \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{1}{G_0}\right) \cdot \exp\left(-\frac{P_{Sinal}(t)}{P_{Sat}}\right)} \quad (6.1)$$

onde G_0 é o ganho para pequenos sinais e P_{sat} é a potência de saturação.

A partir da expressão (6.1) pode-se observar que se um sinal de dados modulado em intensidade é utilizado para saturar o amplificador, então o ganho tem uma modulação inversa em relação ao sinal. Estas variações do ganho podem ser impressas no segundo sinal (sinal de prova), tal como foi anteriormente descrito. Se o sinal de prova for CW a modulação do ganho produz uma cópia complementar no sinal de bombeamento como é evidenciado pela figura 6.1 b). Se o sinal de bombeamento e o de prova têm diferentes comprimentos de onda, então estamos perante um processo de conversão de comprimento de onda baseado em XGM, onde a informação é copiada para outra portadora com um comprimento de onda diferente e com uma lógica negativa em relação ao sinal de entrada.

O ganho em estado estacionário do amplificador óptico semiconductor é função dos parâmetros físicos do dispositivo, da frequência óptica e da densidade de portadores. O cálculo do espectro do ganho requer a utilização de um modelo para a estrutura de bandas de energia do material. Uma aproximação fenomenológica, usualmente utilizada, expressa o ganho do material $g(N, f)$, em função da densidade de portadores N e da frequência óptica f , como uma parábola [31,32]:

$$g(N, f) = a \cdot (N - N_0) - a_2 \cdot [h \cdot f - (h \cdot f_0 + a_3 \cdot (N - N_0))]^2 \quad (6.2)$$

O primeiro termo do segundo membro da expressão anterior representa o ganho máximo, o parâmetro a_2 especifica a largura da parábola que modela o ganho, enquanto que a_3 descreve o desvio linear do pico do ganho para frequências maiores, quando a densidade de portadores aumenta. A frequência f_0 na expressão (6.2) é a frequência óptica onde ocorre o pico do ganho na situação de transparência, ou seja, quando $N = N_0$.

Os dados experimentais mostram que o espectro do ganho é assimétrico. Para modelar essa assimetria é usual alterar a expressão (6.2) e substituir o parâmetro a_2 por dois novos parâmetros que são utilizados na região de altas e baixas frequências do espectro. O ganho total G de um dispositivo com um comprimento L , um factor de confinamento Γ e com perdas internas de α_i é dado por [33]:

$$G = \exp[\Gamma \cdot g(N, f) \cdot L - \alpha_i \cdot L] \quad (6.3)$$

O ruído de emissão espontânea produzido pelo amplificador P_{ASE} , depende da transição espontânea dos portadores. A potência óptica desse ruído medida com uma largura de banda Δf , segundo uma frequência f e para os dois estados de polarização é descrita por:

$$P_{ASE} = 2 \cdot h \cdot f \cdot \Delta f \cdot \mu \cdot (G - 1) \cdot \left(\frac{g(N, f)}{g(N, f) - \alpha_i} \right) \quad (6.4)$$

sendo μ o parâmetro de inversão de população, a partir do qual se pode obter a figura de ruído do amplificador, dado pela expressão (3.36).

O fenómeno de compressão do ganho está directamente relacionado com a transição dos portadores, conseqüentemente, o tempo de resposta da XGM é função da dinâmica interbanda dos portadores. Na ausência de sinal óptico injectado no amplificador, a densidade de portadores no estado estacionário é determinada pela taxa de recombinação espontânea, governada pelo tempo de vida médio espontâneo dos portadores, τ_s .

Quando um sinal óptico é injectado no amplificador, o tempo de recuperação do ganho é função da densidade de portadores e da densidade de fótons. Para baixos valores de potência óptica, o tempo de recuperação do ganho pode ser equivalente ao tempo médio de vida espontâneo. Por outro lado, se a potência óptica injectada no amplificador provocar

um aumento da taxa de emissão estimulada, tal que esta supere a taxa de emissão espontânea, então o tempo médio de vida dos portadores é reduzido. Assim, o tempo médio de vida é designado como tempo médio de vida efectivo dos portadores τ_e , sendo relacionado com o tempo médio de vida espontâneo por [34,35]:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{P}{E_{sat}} \quad (6.5)$$

onde P é a potência óptica média injectada no amplificador e E_{sat} é a energia de saturação.

A partir da expressão anterior é claro que o tempo de recuperação da XGM num amplificador óptico semiconductor pode ser reduzido, através da aplicação de um intenso sinal óptico. Existe um equilíbrio entre a velocidade de operação e a razão de extinção do sinal óptico convertido, pois o sinal óptico de entrada reduz o tempo de resposta mas, também, reduz o ganho em estado estacionário do amplificador.

Outro limite à velocidade de operação que não é devido à dinâmica dos portadores, é originado pela configuração utilizada na XGM. De facto, é possível utilizar duas topologias diferentes para a conversão de comprimento de onda [36]. Na topologia co-propagante, os sinais de bombeamento e de prova viajam no mesmo sentido dentro do amplificador e na configuração contra-propagante os sinais viajam em sentidos opostos [37]. A principal diferença entre estas configurações reside na necessidade de utilização de um filtro óptico na topologia co-propagante, para separar os sinais de bombeamento e de prova. As características de ganho, nestas duas configurações, são praticamente iguais. No entanto, na situação contra-propagação é necessário atender a possíveis distorções da forma do impulso convertido. Assim, o período dos impulsos deve ser muito superior ao tempo de trânsito dos sinais dentro do amplificador, para garantir que em cada instante só exista um impulso (ou uma fracção) dentro deste.

A reflectividade não nula das faces do amplificador resulta numa modulação de alta frequência no espectro do ganho e do ruído de emissão espontânea. Considerando o amplificador como uma cavidade Fabry-Perot de comprimento L , com um índice de refração n_g e reflectividade das faces de R_1 e R_2 , a distância espectral entre dois máximos do espectro, Δf_{FP} é dada por [38]:

$$\Delta f_{FP} = \frac{c}{2 \cdot n_g \cdot L} \quad (6.6)$$

O valor usual para o índice de refração do InGaAsP é 3.7. A razão \mathfrak{R} , entre o valor máximo e mínimo das franjas de alta frequência observadas no espectro do ganho é:

$$\mathfrak{R} = 1 + \frac{4 \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_2} \cdot G}{(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2} \cdot G)^2} \quad (6.7)$$

6.4. Implementação experimental

Foi implementado experimentalmente um módulo conversor de comprimento de onda, utilizando um amplificador óptico semiconductor reflectivo (RSOA) de InGaAsP, realizado por encomenda (*OptoSpeed* modelo RSOA1550MRI).

6.4.1. Caracterização do RSOA

Na figura 6.2 mostra-se uma imagem obtida através de um microscópio óptico (ampliação de $\times 200$) do amplificador semiconductor reflectivo utilizado.

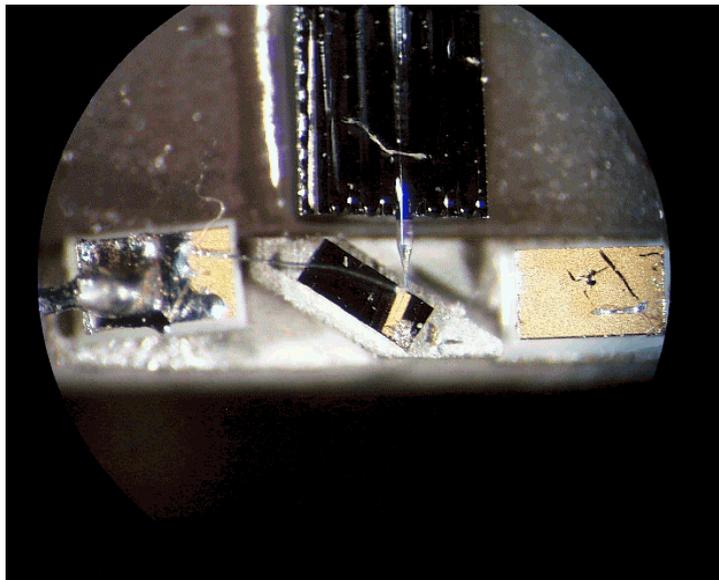


Figura 6.2 – Imagem obtida através de um microscópio óptico do RSOA. É visível o amplificador (paralelepípedo colocado no centro da imagem), a fibra óptica de ligação (na vertical) e os contactos eléctricos (zonas douradas à esquerda e à direita da imagem).

O amplificador apresenta uma única ligação óptica que é utilizada para introduzir os sinais ópticos de entrada e para remover os sinais ópticos de saída. O comprimento da cavidade do amplificador é de aproximadamente 400 μm . A face conectada está revestida com uma camada anti-reflectora, enquanto que a outra face está revestida com uma camada reflectora.

Foi medida a potência óptica do ruído de emissão espontânea, integrada para toda a gama espectral de emissão do amplificador e para diversos valores da corrente eléctrica de polarização. Esses dados encontram-se na figura 6.3, onde também se mostram os valores da tensão eléctrica medida aos terminais eléctricos do amplificador.

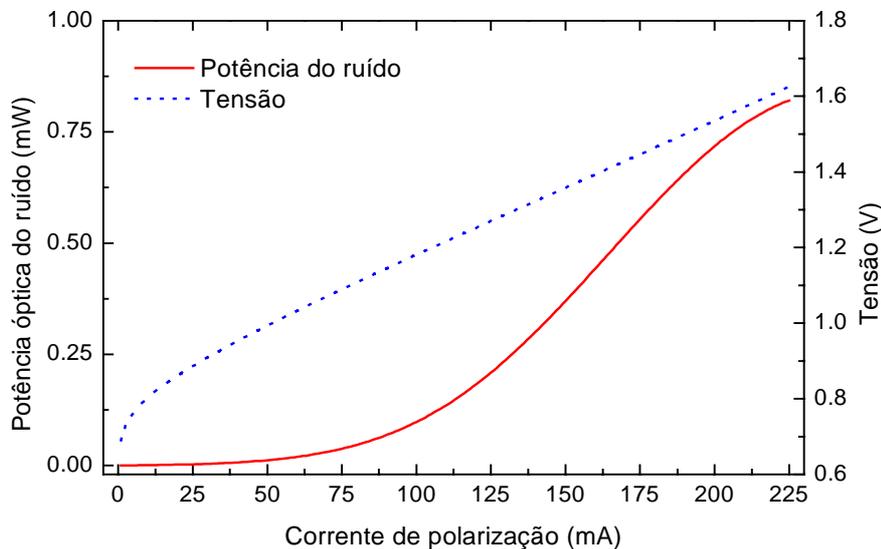


Figura 6.3 – Potência óptica do ruído de emissão espontânea e tensão eléctrica aplicada ao amplificador em função da corrente de polarização.

Na figura 6.4 pode observar-se a decomposição espectral do ruído de emissão espontânea para a região compreendida entre 1500 nm e 1600 nm medida com uma resolução de 0.1 nm e para diversos valores da corrente de polarização.

No canto superior direito da figura 6.4 encontra-se uma ampliação da zona central do espectro (em torno de 1540 nm) correspondente a uma corrente de polarização de 160 mA. Observam-se as franjas de interferência resultantes das reflexões nas faces do amplificador. O espaçamento médio entre dois máximos consecutivos dessas franjas é de 102 GHz. A aplicação da expressão (6.6) permite estimar um comprimento para a cavidade do amplificador em 396 μm .

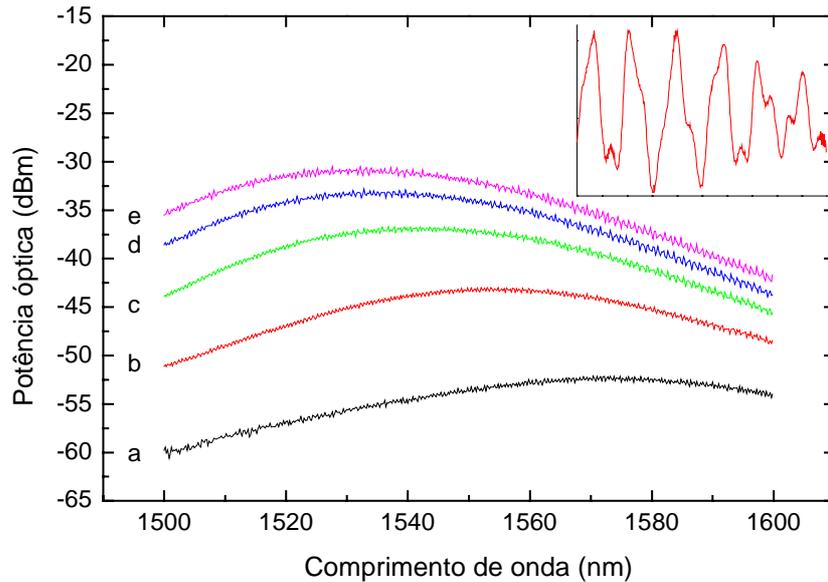


Figura 6.4 – Espectro do ruído de emissão espontânea para diversos valores da corrente de polarização: a) 40 mA, b) 80 mA, c) 120 mA, d) 160 mA e e) 200 mA. No canto superior direito encontra-se uma ampliação onde é possível observar a modulação de alta frequência.

A injeção do amplificador, através de um circulador óptico, de um sinal óptico com uma elevada largura espectral mas com uma baixa densidade de potência permite obter o espectro do ganho para pequenos sinais, ilustrado na figura 6.5. Este espectro foi obtido com uma polarização linear do sinal óptico à entrada do amplificador. A variação do ganho com a polarização tem uma amplitude máxima de 1.5 dB.

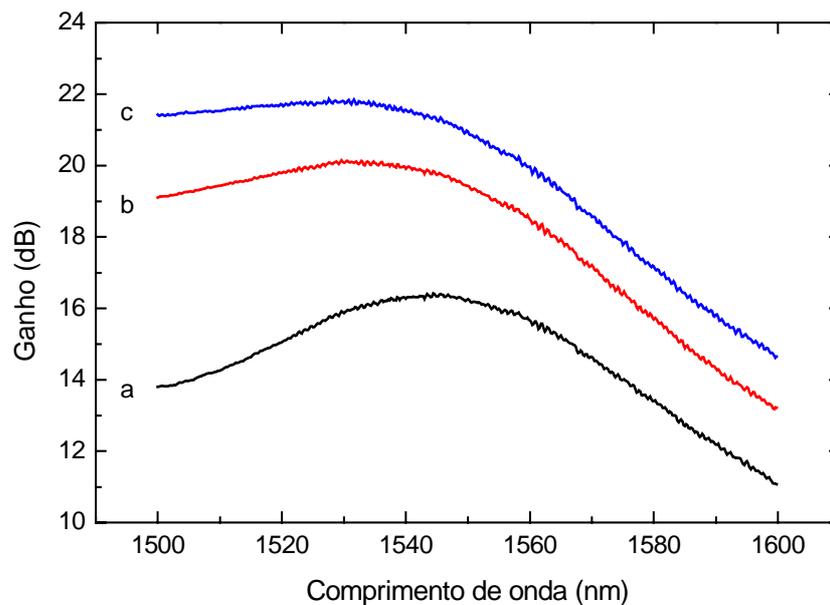


Figura 6.5 – Espectro do ganho do amplificador para diversos valores da corrente de polarização: a) 120 mA, b) 160 mA e c) 200 mA.

Nestes espectros observa-se, também, uma variação periódica e de elevada frequência, resultante da interferência dos sinais nas faces da cavidade. Para a zona espectral central do espectro (em torno de 1540 nm) obtido com uma corrente de polarização de 160 mA a amplitude máxima dessas franjas é de 1.82 dB (os espectros da figura 6.5 foram filtrados numericamente). A partir da expressão (6.7) e considerando que a reflectividade da face não conectada é de 95 % obtém-se o valor de 1.16×10^{-6} para R_l .

Nos espectros do ganho observa-se uma deslocação para a região de maiores frequências do máximo do espectro, à medida que a corrente de polarização aumenta. Esta deslocação do máximo do espectro do ganho em função da densidade de portadores, prevista pela teoria é modelizada pela expressão (6.2). Foi realizado, o ajuste simultâneo da expressão (6.3) às três curvas da figura 6.5, considerando $L = 396 \mu\text{m}$ e $\alpha_i = 2500 \text{ m}^{-1}$. Para o processo de ajuste foram utilizados valores iniciais previamente reportados [39]. Os parâmetros resultantes do ajuste encontram-se na tabela 6.2.

Tabela 6.2 – Parâmetros estimados para o amplificador óptico semiconductor reflectivo.

Parâmetro	$a \text{ (m}^2\text{)}$	$a_2 \text{ (J}^{-2} \text{ m}^{-1}\text{)}$	$a_3 \text{ (J m}^3\text{)}$	$\lambda_0 \text{ (nm)}$	Γ
Valor	4.441×10^{-20}	3.839×10^{44}	1.212×10^{-44}	1644.0	0.41

A corrente de polarização durante as condições normais de funcionamento do RSOA, utilizada durante o resto da descrição deste trabalho foi de 160 mA. Nestas condições foi investigada a saturação do amplificado utilizando um sinal óptico de entrada CW e com uma potência variável. Este sinal de entrada tem um comprimento de onda de 1540 nm, valor consideravelmente próximo do máximo do espectro de ganho para esta corrente de polarização. A determinação da potência óptica do sinal à saída permite obter o ganho do amplificador. Na figura 6.6 encontra-se o ganho do amplificador e a potência óptica do sinal à saída, em função da potência óptica do sinal de entrada. Nessa figura, também, se mostra o ajuste da curva do ganho à expressão (6.1).

Do ajuste numérico realizado é possível obter, para este amplificador e nestas condições de funcionamento, um ganho para pequenos sinais de 19.7 dB e uma potência de saturação de 4.44 mW.

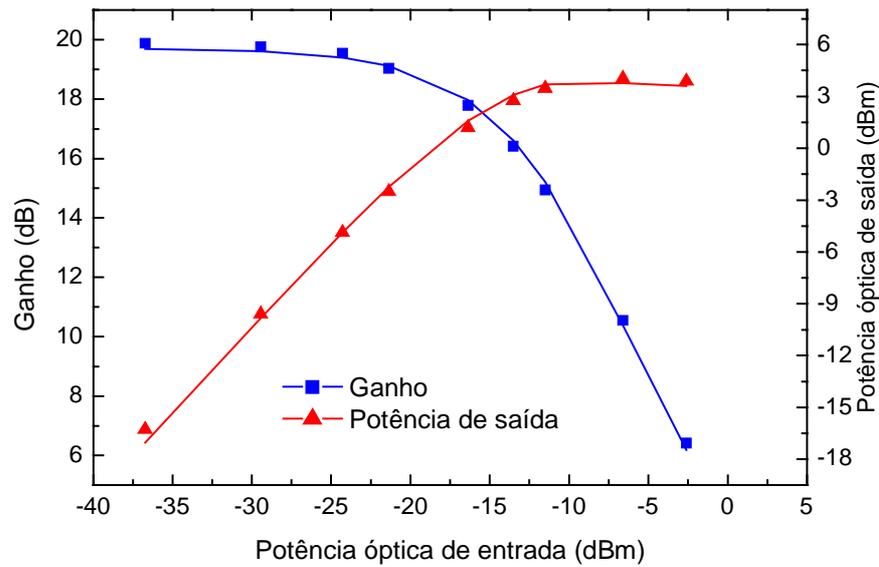


Figura 6.6 – Ganho do amplificador e potência óptica à saída para uma corrente de polarização de 160 mA e para um sinal de entrada a 1540 nm. Os pontos são dados experimentais e as linhas são ajustes a expressões analíticas.

Com o intuito de estimar o tempo médio de vida dos portadores, valor este que irá limitar o ritmo de transmissão máximo que este amplificador suporta, foram medidas as respostas em frequência do amplificador sem sinal óptico de entrada e para diversos valores da corrente de polarização. Estes dados encontram-se na figura 6.7.

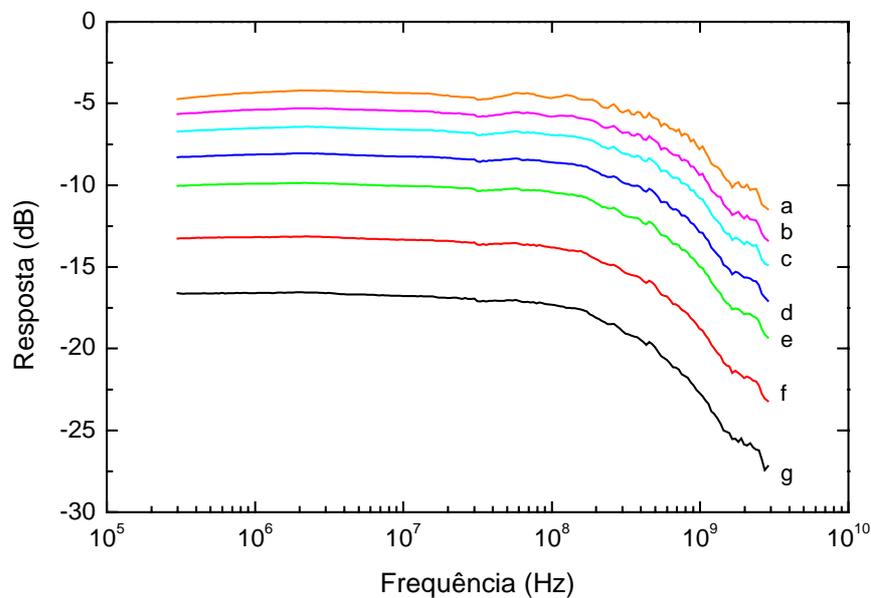


Figura 6.7 – Resposta em frequência do RSOA, utilizando o ruído de emissão espontânea, para diversos valores da corrente de polarização: a) 200 mA, b) 160 mA, c) 140 mA, d) 120 mA, e) 100 mA, f) 80 mA e g) 60 mA.

De referir, que usualmente os amplificadores funcionam com uma corrente de polarização contínua. No entanto, neste RSOA existe a possibilidade de modular o sinal de polarização até 4 GHz.

A utilização de um procedimento idêntico ao utilizado no capítulo 3 para a extracção dos parâmetros do laser semiconductor, permite obter o tempo médio de vida espontâneo a partir do ajuste linear da taxa de decaimento das oscilações de relaxação com o quadrado da frequência de ressonância, tal como se mostra na figura 6.8 [40].

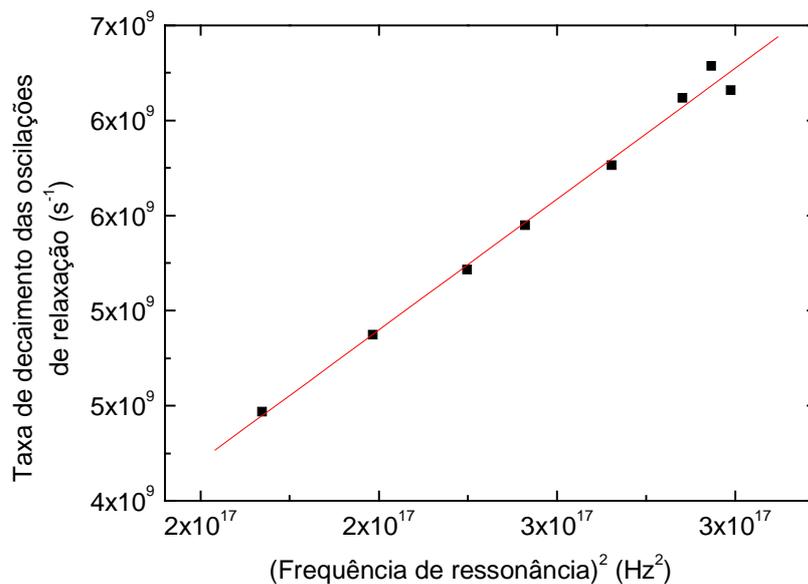


Figura 6.8 – Taxa de decaimento das oscilações de relaxação em função do quadrado da frequência de ressonância. Os pontos são dados experimentais e a recta é o ajuste à expressão (3.15).

Estes valores podem ser obtidos recorrendo a expressão (3.15). Do ajuste obteve-se um valor para o tempo médio de vida espontâneo de 465.6 ps, sendo o coeficiente de correlação do ajuste de 0.9968.

6.4.2. Análise do desempenho da XGM

Com o intuito de investigar a conversão de comprimento de onda, foi implementado o sistema representado na figura 6.9. O sinal de bombeamento com um comprimento de onda de 1550 nm é externamente modulado a um ritmo de transmissão de STM-16, com sequências PRBS de comprimento 2^7-1 e um formato NRZ.

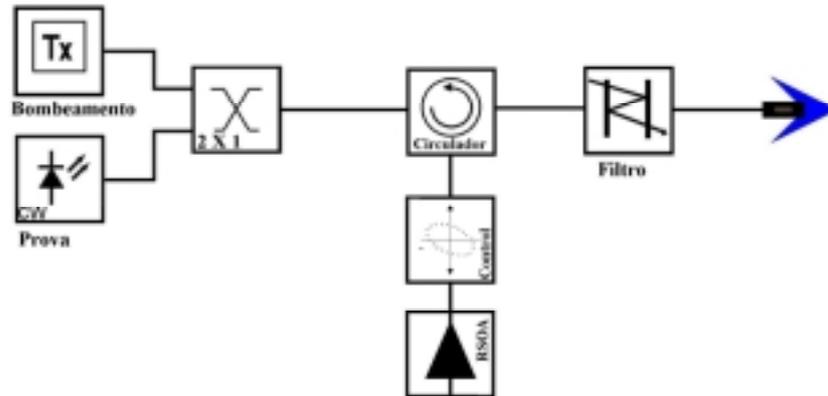


Figura 6.9 – Esquema do sistema implementado experimentalmente.

O sinal contínuo de prova com um comprimento de onda de 1540 nm é acoplado com o sinal de bombeamento, através do acoplador passivo de potência. Os sinais são seguidamente injectados no RSOA, através do circulador óptico e do controlador de polarização. Estes sinais são, também, removidos através do circulador, o qual é procedido de um filtro óptico passa banda com uma largura de 1.6 nm para filtrar o sinal de prova.

O desempenho do conversor foi testado com uma potência para o sinal de bombeamento de -11 dBm e uma potência do sinal de prova de -4 dBm. Nas figuras 6.10 e 6.11 mostram-se respectivamente os espectros ópticos obtidos à entrada do circulador e à saída do filtro óptico.

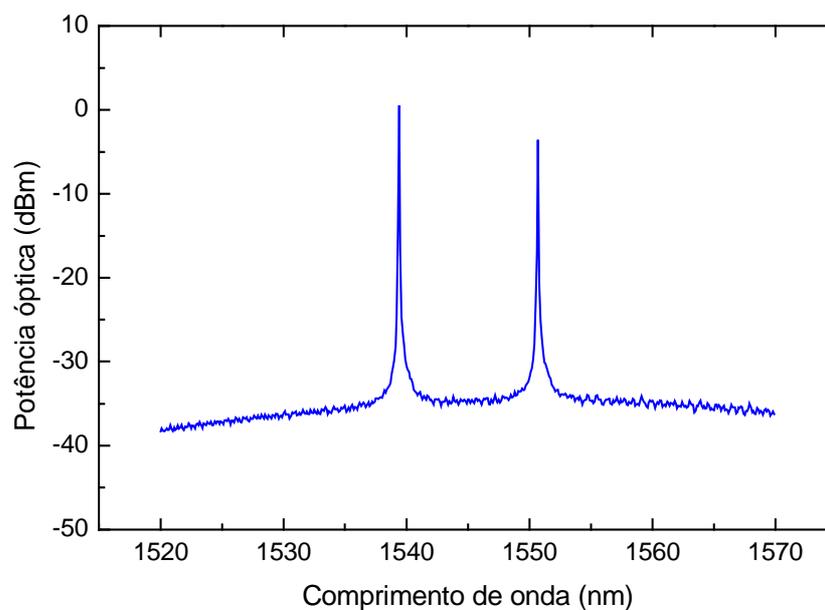


Figura 6.10 – Espectro óptico à entrada do circulador.

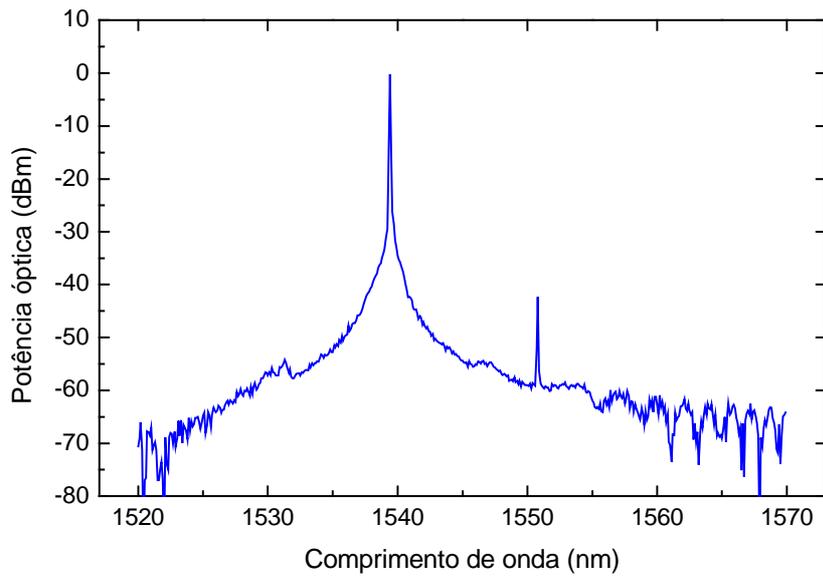


Figura 6.11 – Espectro óptico à saída do filtro óptico.

Na figura 6.12 observa-se uma sequência de teste do sinal à entrada do RSOA com um comprimento de onda de 1550 nm e do sinal convertido com um comprimento de onda de 1540 nm. Os bits representados são os seguintes: 1000011100010010011011.

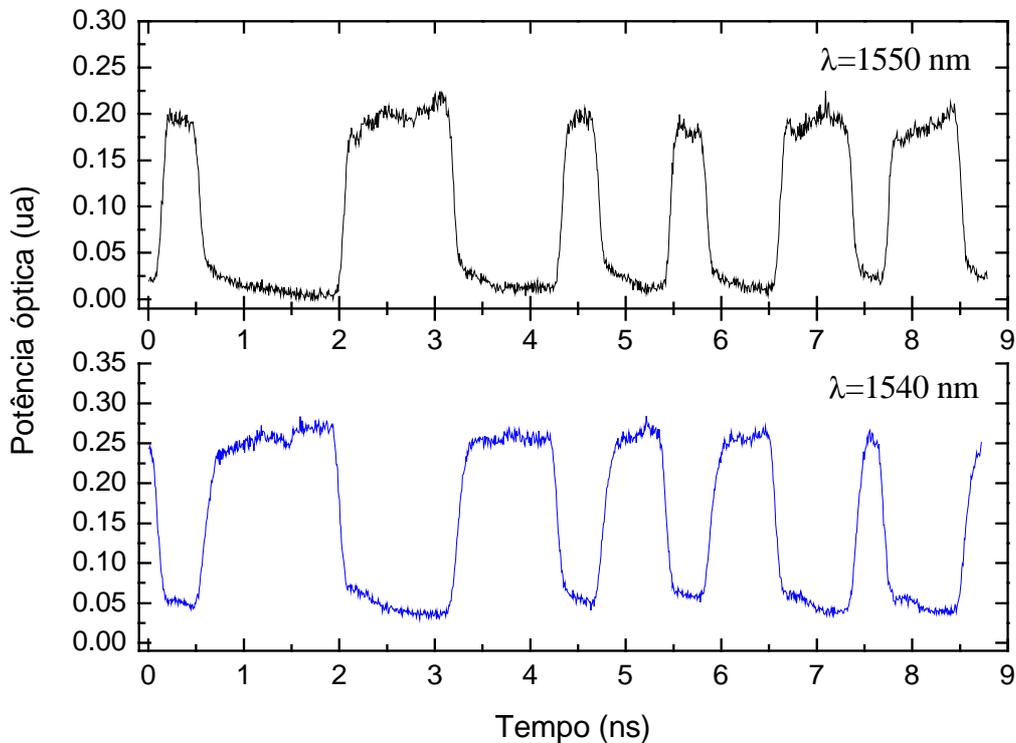


Figura 6.12 – Sequência de teste do sinal à entrada no conversor (cima) e do sinal convertido (baixo).

O processo de conversão de comprimento de onda foi otimizado. Para tal, foi investigado o factor Q , calculado a partir da expressão (7.7), e a razão de extinção (ϵ_e) do sinal convertido, para diversos valores da potência óptica do sinal de prova. Foram utilizadas duas situações de bombeamento: uma potência óptica de -11.5 dBm e uma potência óptica de -9.5 dBm. O sinal de bombeamento tem um factor Q de 10.63 dB e uma razão de extinção de 10.95 dB. Os resultados da optimização são mostrados na figura 6.13.

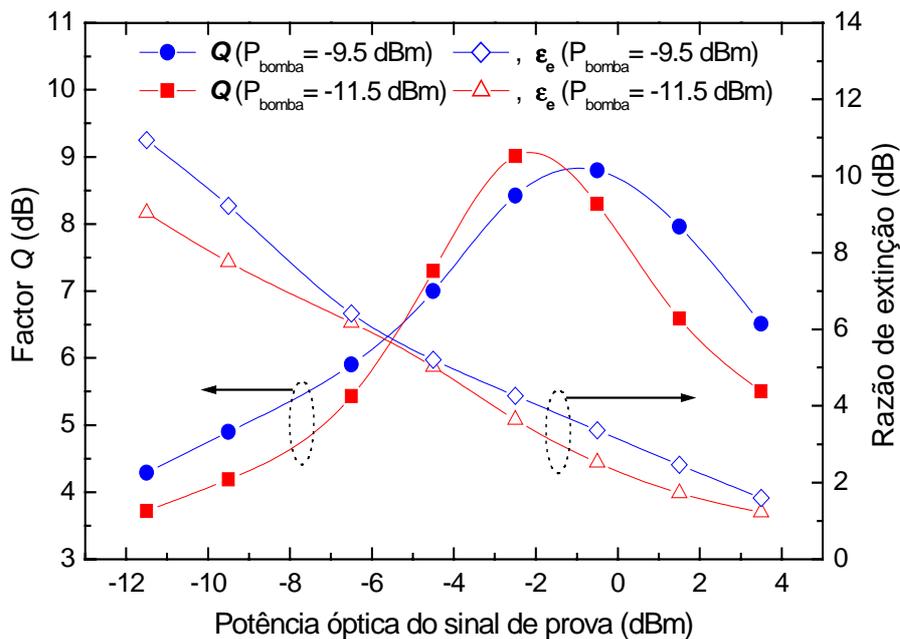


Figura 6.13 – Factor Q e razão de extinção do sinal convertido em função da potência óptica do sinal de prova e para dois valores diferentes da potência óptica do sinal de bombeamento. As linhas são guias visuais.

A degradação do factor Q do canal convertido deve-se a dois efeitos distintos: *i*) diminuição da razão de extinção do sinal com a potência óptica do sinal de prova, tal como se observa na figura 6.13 e *ii*) diminuição do tempo de recuperação do amplificador com o aumento da potência óptica do sinal de prova, tal como foi previsto pela expressão (6.5). A combinação deste dois efeitos resulta num valor óptimo para a potência óptica do sinal de prova que maximiza a relação sinal/ruído do sinal convertido [41].

Na figura 6.14 a) encontra-se o diagrama de olho do sinal de bombeamento à entrada do conversor, com uma potência óptica de -11.5 dBm. Nas figuras 6.14 b), c) e d)

mostram-se respectivamente os diagramas de olho dos sinais convertidos quando os sinais de prova têm uma potência óptica de -9.5 dBm, -2.5 dBm e -0.86 dBm.

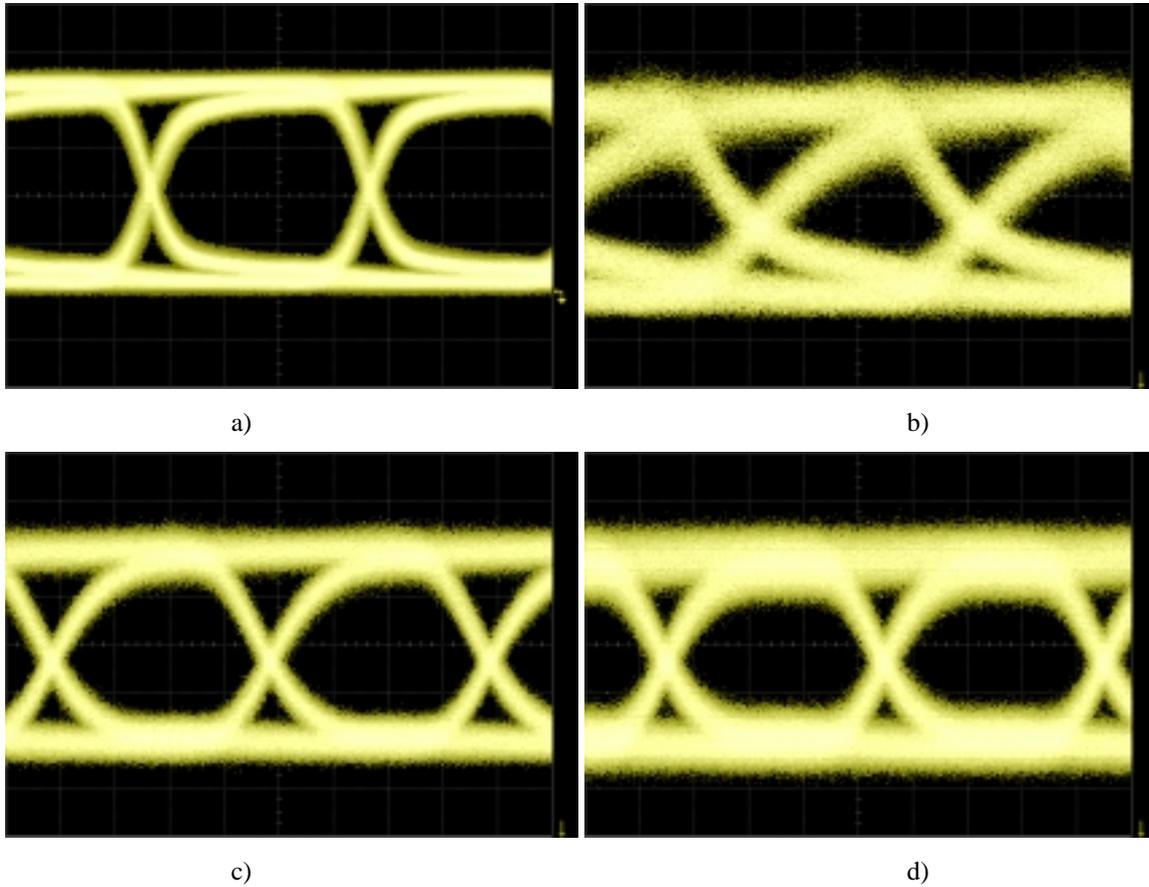


Figura 6.14 – a) Diagrama de olho do sinal de entrada, $P_{\text{bomba}} = -11.5$ dBm, $Q = 10.63$ dB e $\epsilon_e = 10.95$ dB.
 Diagramas de olho do sinal convertido: b) $P_{\text{prova}} = -9.5$ dBm, $Q = 4.19$ dB e $\epsilon_e = 7.76$ dB,
 c) $P_{\text{prova}} = -2.5$ dBm, $Q = 9.10$ dB e $\epsilon_e = 3.64$ dB, d) $P_{\text{bomba}} = -0.86$ dBm, $Q = 6.59$ dB e $\epsilon_e = 1.72$ dB.

Apesar de a razão de extinção do sinal convertido decrescer com o aumento da potência óptica do sinal de prova, o factor Q tem um valor máximo que depende, também, da potência óptica do sinal de bombeamento. Assim, podem-se determinar as condições óptimas para os sinais de entrada, por forma a obter um valor máximo para o factor Q do sinal convertido. Esta condição óptima de funcionamento é tal que a razão entre a potência do sinal de prova e a potência do sinal de bombeamento deve ser constante [42]. No presente, caso tem um valor de ~ 9 dB, para o qual a penalidade do factor Q do sinal convertido em relação ao sinal de bombeamento é inferior a 1.9 dB.

Outro parâmetro que afecta o desempenho do conversor é o comprimento de onda dos sinais de bombeamento e de prova. Assim, foi estudado o factor Q do sinal convertido

quando o seu comprimento de onda varia entre 1530 nm e 1560 nm. O sinal de bombeamento manteve-se fixo em 1550 nm e apresenta um factor Q de 10.83 dB, uma razão de extinção de 12.5 dB e uma potência óptica de -11.5 dBm. A potência do sinal de prova foi de -2.5 dBm. Os resultados encontram-se na figura 6.15.

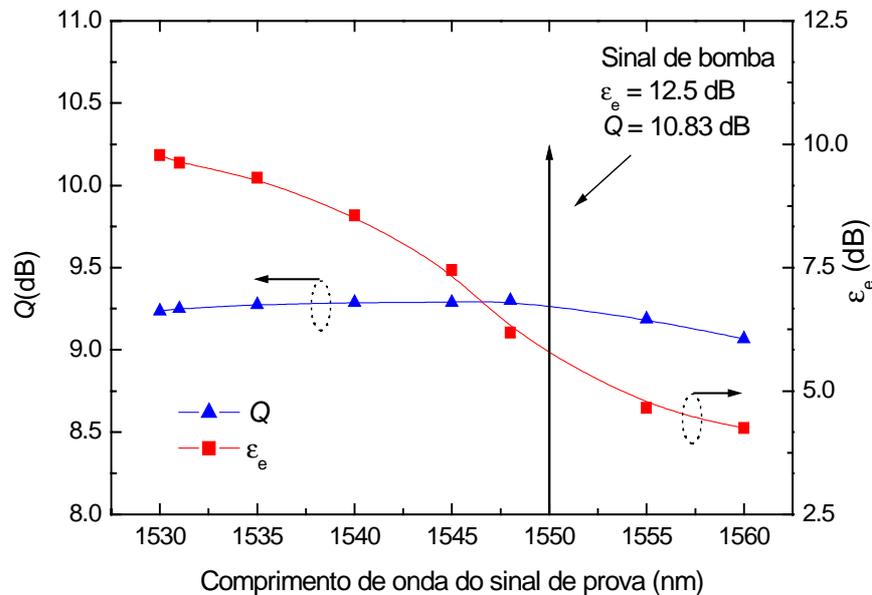


Figura 6.15 – Factor Q e razão de extinção em função do comprimento de onda do sinal de prova. As linhas são guias visuais.

Tal como esperado, a razão de extinção decresce com o comprimento de onda do sinal de prova, devido ao ganho diferencial do amplificador [21]. Por outro lado, o factor Q não é significativamente degradado, mesmo na conversão para frequências inferiores [43,44].

6.5. Conclusão

Nesta capítulo estudou-se a conversão óptica de comprimento de onda, tendo sido implementado um módulo conversor baseado na conversão cruzada do ganho em amplificadores ópticos semicondutores reflectivos.

Foram optimizadas as condições de funcionamento do conversor, por forma a maximizar o factor Q do sinal convertido.

6.6. Referências

- [1] António Teixeira, Mário Lima, Paulo André, Filipe Oliveira, Fernando Jesus, F. Da Rocha, Multi-wavelength Conversion Based on Reflective Semiconductor Optical Amplifiers, *Proceedings of SPIE*, 2002.
- [2] Byrav Ramamurthy, Biswanath Mukherjee, Wavelength Conversion in WDM Networking, *IEEE Journal of Selected Areas in Communications*, vol. 16, n. 7, pp. 1061-1073, 1998.
- [3] R. Sabella, E. Iannone, Wavelength Conversion in Optical Transport Networks, *Fiber and Integrated Optics*, vol. 15, pp. 167-191, 1996.
- [4] Michael S. Borella, Jason P. Jue, Dhritiman Banerjee, Byrav Ramamurthy, Biswanath Mukherjee, Optical Components for WDM Lightwave Networks, *Proceedings of the IEEE*, vol. 85, n. 8, pp. 1274-1307, 1997.
- [5] Derek Nasset, Tony Kelly, Dominique Marcenac, All-Optical Wavelength Conversion Using SOA Nonlinearities, *IEEE Communications Magazine*, vol. 36, n. 12, pp. 56-61, 1998.
- [6] A. Bononi, *Optical Networking*, Springer-Verlag, London, Reino Unido, 1999.
- [7] Kyo Inoue, Tunable and Selective Wavelength Conversion Using Fiber Four Wave Mixing with Two Pump Lights, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, n.12, pp. 1451-1453, 1994.
- [8] Osamu ASO, Shin-ichi Arai, Takeshi Yagi, Masateru Tadakuma, Yoshihisa Suzuki, Shu Namiki, Efficient FWM Based Broadband Wavelength Conversion Using a Short High-Nonlinearity Fiber, *IEICE Transactions Electronics*, vol. E83-C, n. 6, pp. 816-823, 2000.
- [9] Kyo Inoue, Hiromu Toba, Wavelength Conversion Experiment Using Fiber Four-Wave Mixing, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, n. 1, pp. 69-72, 1992.
- [10] M. C. Tatham, G. Sherlock, L. D. Westbrook, 20 nm Optical Wavelength Conversion Using Nondegenerate Four Wave Mixing, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, n. 11, pp. 1303-1306, 1993.
- [11] A. D' Ottavi, F. Girardin, L. Graziani, F. Martelli, P. Spano, A. Mecozzi, S. Scotti, R. Dall' Ara, J. Eckner, G. Guekos, Four Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifier: A Pratical Tool for Wavelength Conversion, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, n. 2, pp. 522-528, 1997.
- [12] David F. Geraghty, Robert B. Lee, Marc Verdiell, Mehrdad Ziari, atul Mathur, Kery J. Vahala, Wavelength Conversion for WDM Communication Systems Using Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, n. 5, pp. 1146-1155, 1997.
- [13] S. J. B. Yoo, C. Caneau, R. Bhat, M. A. Koza, A. Rajhel, Neo Antoniadis, Wavelength conversion by difference frequency generation in AlGaAs waveguides with periodic inversion achieved by wafer bonding, *AIP Applied Physics Letters*, vol. 68, n. 16, pp. 2609-2611, 1996.
- [14] Sol P. Dijaili, Jay M. Wiesenfeld, Gregory Raybon, Charles A. Burrus Jr., Andrew Dienes, John Stephen Smith, John R. Whinnery, Cross-Phase Modulation in a Semiconductor Laser Amplifier Determined by a Dispersive Technique, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, n. 1, pp. 141-150, 1992.
- [15] T. Durhuus, C. Joergensen, B. Mikkelsen, R. J. S. Pedersen, K. E. Stubkjaer, All Optical Wavelength Conversion by SOA in a Mach Zehnder Configuration, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, n. 1, pp. 53-55, 1994.
- [16] B. Mikkelsen, T. Durhuus, C. Joergensen, R. J. S. Pedersen, C. Braagaard, K. E. Stubkjaer, Polarisation insensitive wavelength conversion of 10 Gbit/s signals with SOAs in a Michaelson interferometer, *IEE Electronics Letters*, vol. 30, n. 3, pp. 260-261, 1994.
- [17] M. Schilling, K. Daub, W. Idler, D. Baums, U. Koerner, E. Lach, G. Laube, K. Wunstel, Wavelength Converter Based on Integrated all-Active Three-Port Mach-Zehnder Interferometer, *IEE Electronics Letters*, vol. 30, n. 25, pp. 2128-2129, 1994.

-
- [18] B. Glance, J. M. Wiesenfeld, U. Koren, A. H. Gnauck, H. M. Presby, A. Jourdan, High Performance optical wavelength shifter, *IEE Electronics Letters*, vol. 28, n. 18, pp. 1714-1715, 1992.
- [19] Jay M. Wiesenfeld, Bernard Glance, J. S. Perino, A. H. Gnauck, Wavelength Conversion at 10 Gb/s using a Semiconductor Optical Amplifier, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, n. 11, pp. 1300-1302, 1993.
- [20] R. Ludwig, W. Pieper, R. Schnabel, S. Diez, H. G. Weber, Four Wave Mixing in Semiconductor Laser Amplifiers: Applications for Optical Communication Systems, *Fiber and Integrated Optics*, vol. 15, pp. 211-223, 1996.
- [21] Terji Durhuus, Benny Mikkelsen, Carsten, Soeren Lykke Danielsen, Kristian E. Stubkjaer, All optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 6, pp. 942-953, 1996.
- [22] M. H. Chou, K. R. Parameswaran, M. M. Fejer, I. Brener, Multiple channel wavelength conversion by use of engineered quasi phase matching structures in LiNbO₃ waveguides, *OSA Optics Letters*, vol. 24, n. 16, pp. 1157-1159, 1999.
- [23] Domenico Campi, Claudio Coriasso, Wavelength Conversion Technologies, *Photonic Network Communications*, vol. 2, n. 1, pp. 85-95, 2000.
- [24] Allan Kloch, Peter Hansen, David Wolfson, Tina Fjelde, Kristian Stubkjaer, Wavelength Converters, *IEICE Transactions Communications*, vol. E82B, n. 8, pp. 1209-1220, 1999.
- [25] Kristian E. Stubkjaer, Allan Klock, Peter Bukhave Hansen, Henrik N. Poulsen, David Wolfson, Kim Stokholm Jepsen, Anders Thomas Clausen, Emmanuel Limal, Alvaro Buxens, Wavelength Converter Technology, *IEICE Transactions Communications*, vol. E82B, n. 2, pp. 390-400, 1999.
- [26] S. J. B. Yoo, Wavelength conversion technologies for WDM network applications, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n. 6, pp. 955-966, 1996.
- [27] A. Jourdan, P. Doussiere, D. Leclerc S. Gurib, F. Masetti, C. Joergensen, T. Durhuus, B. Mikkelsen, S. L. Danielsen, K. Stubkjaer, M. Vodjdani, F. Ratovelamanana, A. Enard, M. Schilling, K. Wunstel, W. Idler, G. Morthier, R. Baets, D. Chiaroni, All Optical Wavelength Converters for Optical Switching Applications, *Fiber and Integrated Optics*, vol. 15, pp. 193-210, 1996.
- [28] António Teixeira, Mário Lima, Paulo André, Filipe Oliveira, Fernando Jesus, F. Da Rocha, Multi-wavelength Conversion Based on Reflective Semiconductor Optical Amplifiers, 4th International conference on photonics, devices and systems, pp. 44, Praga, Republica Checa, 2002.
- [29] J. M. Wiesenfeld, B. Glance, Cascadability and Fanout of Semiconductor Optical Amplifier Wavelength Shifter, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, n. 10, pp. 1168-1171, 1992.
- [30] A. Mecozzi, S. Scotti, A. D'Ottavi, E. Iannone, P. Spano, Four-Wave Mixing in Traveling-Wave Semiconductor Amplifiers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, n. 4, pp. 689-699, 1995.
- [31] Mark A. Summerfield, Telecommunications Applications of Four Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers, PhD Thesis, University of Melbourne, Austrália, 1995.
- [32] Alan E. Willner, William Shieh, Optimal Spectral and Power Parameters for all-Optical Wavelength Shifting: Single Stage, Fanout, and Cascadability, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, n. 5, pp. 771-781, 1995.
- [33] Paola Parolari, Telecommunication Optical Signal Processing Based on Semiconductor Optical Amplifiers, PhD Thesis, Politecnico di Milano, Milano, Itália, 2000.
- [34] Qianfan Xu, Minyu Yao, Minghua Chen, Jianfeng Zhang, Analytical calculation based on probability model for the pattern effect of SOA as in-line amplifier for WDM system, *Optics Communications*, vol. 195, pp. 159-166, 2001.
- [35] C. Joergensen, T. Durhuus, C. Braagaard, B. Mikkelsen, K. E. Stubkjaer, 4 Gb/s Optical Wavelength Conversion using Semiconductor Optical Amplifiers, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, n. 6, pp. 657-660, 1993.
-

- [36] D. Wolfson, K. E. Stubkjaer, Bit error rate assessment of 20 Gbit/s all-optical wavelength conversion for co- and counter-directional coupling scheme, *IEE Electronics Letters*, vol. 34, n. 23, pp. 2259-2261, 1998.
- [37] A. Tzanakaki, M. J. Mahony, A. Yu, M. E. Bray, Penalty free wavelength conversion using cross gain modulation in semiconductor laser amplifiers with no output filter, *IEE Electronics Letters*, vol. 33, n. 18, pp. 1554-1555, 1997.
- [38] Eugene Hecht, *Óptica*, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, Portugal, 1991.
- [39] R. Gutiérrez-Castrejón, Laurent Schares, Lorenzo Occhi, George Guekos, Modeling and Measurement of Longitudinal Gain Dynamics in Saturated Semiconductor Optical Amplifiers of Different Length, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, n. 12, pp. 1476-1484, 2000.
- [40] X. Jin, T. Keating, S. L. Chuang, Theory and Experiment of High-Speed Cross-Gain Modulation in Semiconductor Lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, n. 12, pp. 1485-1493, 2000.
- [41] W. Shieh, A. E. Willner, Optimal Conditions for High Speed All-Optical SOA-based Wavelength Shifting, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, n. 11, pp. 1273-1275, 1995.
- [42] Joon-Hak Bang, Soo-Hyung Kim, Wandeok Seo, Improvement of the Input Power Dynamic Range for Wavelength Converters Based on Cross-Gain Modulation Employing a Probe Power Control Loop, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, n. 3, pp. 275-277, 2000.
- [43] P. S. André, A. J. Teixeira, J. L. Pinto and J. F. Rocha, Performance Analysis of Wavelength Conversion Based on Cross-Gain Modulation in Reflective Semiconductor Optical Amplifiers, *IMOC 2001*, pp. 119-122, Belém, Brasil, 2001.
- [44] P. S. André, António L. J. Teixeira, J. F. da Rocha, J. L. Pinto, All Optical Parametric Frequency Conversion Based on Cross Gain Modulation on a Reflectivity Semiconductor Optical Amplifier, *3rd Conference on Telecommunications - Conftele 2001*, pp. 374-378, Figueira da Foz, Portugal, 2001.

Capítulo 7

Monitorização óptica do desempenho

7.1. Introdução

A técnica de multiplexagem no comprimento de onda veio permitir a expansão da capacidade dos sistemas de comunicações ópticas ponto a ponto existentes, aproveitando o aumento da capacidade de transporte providenciada pela enorme largura de banda das fibras instaladas. O próximo passo evolutivo será a migração para redes fotónicas completamente ópticas e transparentes que ofereçam esquemas de encaminhamento no domínio óptico, substituindo os actuais esquemas baseados em circuitos electrónicos. Tal, implica que em qualquer nó de rede possam coexistir sinais com diversos ritmos de transmissão, vários formatos de modulação e diversos protocolos digitais. Por outro lado, a gestão, controlo e sobrevivência num cenário de multi-vendedores, multi-operadores e multi-consumidores requer a habilidade de medir o desempenho do canal óptico, detectar degradações dos sinais e providenciar meios de localização de falhas, bem como o seu isolamento. Desta forma, assegura-se a manutenção constante da qualidade de serviço (QoS) oferecida.

Esta evolução dos sistemas ópticos ponto a ponto para redes ópticas multi-comprimento de onda transparentes, torna difícil a monitorização da qualidade de serviço

dos canais, sem que se faça a análise directa da informação transmitida, ou seja, sem recorrer a métodos intrusos. A substituição dos nós eléctricos da rede, por nós de rede a operarem no domínio óptico, cria também a necessidade de dotar as redes ópticas com módulos capazes de avaliarem a qualidade do sinal na camada óptica. Estes módulos de monitorização do sinal óptico deverão fornecer indicações sobre a possibilidade de recuperação da informação transmitida pela portadora óptica com um dado receptor. Para além disso, estes módulos deverão ser economicamente comportáveis.

Com o objectivo de monitorizar o sinal em redes ópticas e sem o conhecimento dos serviços suportados pelo cliente, propõe-se neste capítulo, a implementação de um módulo de baixo custo, a colocar em qualquer posição da rede, capaz de monitorizar o sinal óptico, com base numa amostra retirada do sistema de transmissão do cliente.

Na secção 7.2 descrevem-se os métodos de análise de desempenho dos sistemas digitais de comunicações ópticas, nomeadamente, a taxa de erro do bit, o factor Q e a relação sinal/ruído óptica.

Na secção 7.3 apresenta-se um resumo dos métodos utilizados para a realização da monitorização óptica do desempenho em sistemas de transmissão. Descrevem-se, também os dispositivos reportados até ao momento que realizam esta função.

Na secção 7.4 faz-se um estudo da utilização de histogramas assíncronos para a monitorização de redes ópticas. É apresentado um modelo teórico para histogramas assincronamente amostrados e um modelo que permite estimar a taxa de erro do bit com base em histogramas de amplitude assincronamente amostrados de um sinal óptico degradado pelos efeitos lineares e não lineares da fibra óptica, bem como o ruído introduzido pelos amplificadores ópticos.

7.2. Avaliação do desempenho de sistemas digitais

O critério utilizado para analisar o desempenho de sistemas digitais é a taxa de erro do bit, BER, definida como a probabilidade média de identificação incorrecta de um bit pelo circuito de decisão.

O sinal eléctrico recebido pelo circuito de decisão é amostrado num determinado instante de decisão. Os valores amostrados flutuam em torno de valores médios, μ_1 e μ_0 , correspondendo respectivamente aos símbolos lógicos “1” e “0”. O circuito de decisão irá comparar os valores amostrados com um valor de limiar e decidir que símbolo lógico foi recebido. A probabilidade média de erro num sistema binário é dada por:

$$BER = p_0 \cdot P(1|0) + p_1 \cdot P(0|1) \quad (7.1)$$

em que p_0 e p_1 são respectivamente as probabilidades iniciais dos símbolos lógicos “0” e “1”. Frequentemente, estas duas probabilidades são iguais. Considerando que, no caso do estudo aqui realizado, foram utilizadas sequências PRBS, verifica-se uma igual probabilidade inicial para ambos os símbolos lógicos. $P(0|1)$ e $P(1|0)$ são respectivamente as probabilidades de decidir erroneamente um símbolo lógico “0” quando é enviado um símbolo lógico “1” e a probabilidade de decidir erroneamente um símbolo lógico “1” quando é enviado um símbolo lógico “0”.

Assumindo que os símbolos lógicos são equiprováveis e que o nível de decisão é I_d , pode-se calcular a BER através da expressão:

$$BER = \frac{1}{2} \cdot \int_{-\infty}^{I_d} pdf_1(I) dI + \frac{1}{2} \cdot \int_{I_d}^{+\infty} pdf_0(I) dI \quad (7.2)$$

em que $pdf_1(I)$ e $pdf_0(I)$ são as funções densidade de probabilidade, associadas respectivamente à recepção do símbolo lógico “1” e “0”. O nível de decisão I_d corresponde ao valor de referência que vai ser utilizado no circuito de decisão para estimar o símbolo lógico recebido. A forma funcional das funções $pdf_{1,0}$ depende da estatística das fontes de degradação responsáveis pelas flutuações de corrente. Considerando uma aproximação gaussiana para a estatística do sinal analisado, pode-se determinar a probabilidade média de erro [1]:

$$P(0|1) = \frac{1}{\sigma_1 \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{I_d} \exp\left(-\frac{(I - \mu_1)^2}{2 \cdot \sigma_1^2}\right) dI = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu_1 - I_d}{\sqrt{2} \cdot \sigma_1}\right) \quad (7.3)$$

$$P(1|0) = \frac{1}{\sigma_0 \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \int_{I_d}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(I - \mu_0)^2}{2 \cdot \sigma_0^2}\right) dI = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{I_d - \mu_0}{\sqrt{2} \cdot \sigma_0}\right) \quad (7.4)$$

onde σ_I^2 e σ_0^2 são as variâncias correspondentes a cada um dos símbolos lógicos. Desprezando o ruído quântico do fotodetector, a variância da corrente eléctrica pode ser descrita pela soma de três termos: *i*) variância do ruído devido ao batimento entre o sinal e a ASE; *ii*) variância devida ao batimento da ASE com a ASE a frequências diferentes e *iii*) variância devida ao ruído térmico do receptor:

$$\sigma^2 = \sigma_{S-ASE}^2 + \sigma_{ASE-ASE}^2 + \sigma_{Térmico}^2 \quad (7.5)$$

O nível de decisão deve ser escolhido de forma a minimizar a BER do sistema, isto é de tal forma que a expressão (7.2) atinga um valor mínimo absoluto. Este mínimo, considerando uma aproximação gaussiana, ocorre para um nível de decisão dado por:

$$I_D = \frac{\sigma_0 \cdot \mu_1 + \sigma_1 \cdot \mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1} \quad (7.6)$$

Nestas condições, pode-se determinar o factor de qualidade Q do sinal, através da expressão:

$$Q = \frac{|\mu_1 - \mu_0|}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (7.7)$$

Admitindo que a chegada dos símbolos lógicos ao circuito de decisão do receptor tem uma distribuição, gaussiana em torno dos valores médios, a BER relaciona-se com o factor de qualidade do sinal para o nível de decisão óptimo, pela seguinte expressão [2]:

$$BER = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot Q} \cdot \exp\left(-\frac{Q^2}{2}\right) \quad (7.8)$$

A aproximação feita na expressão anterior é válida para valores de Q superiores a 3, pelo que pode ser utilizada no contexto deste trabalho.

Quando a degradação do sinal é provocada estritamente pelo ruído óptico, é possível utilizar a relação sinal/ruído óptica (OSNR) para estimar o desempenho do sistema. A OSNR é a relação entre a potência óptica da portadora P_s , e o valor absoluto da potência óptica do ruído N_i , no mesmo comprimento de onda da portadora. Num sistema

multi-comprimento de onda, se o espaçamento entre canais for inferior ou igual a 200 GHz, o valor de N_i é interpolado a partir do valor da potência óptica do ruído, medido de ambos os lados do espectro da portadora do sinal a analisar e a uma distância deste sinal igual a metade do espaçamento entre canais $\Delta\lambda$, ou seja [3-5]:

$$N_i = \frac{N\left(\lambda_i + \frac{\Delta\lambda}{2}\right) + N\left(\lambda_i - \frac{\Delta\lambda}{2}\right)}{2} \quad (7.9)$$

No caso de o espaçamento entre canais ser superior a 200 GHz, ou se for um sistema de canal único, a potência óptica do ruído é interpolada a partir dos valores medidos a 100 GHz da portadora, ou seja, $\Delta\lambda/2 = 100$ GHz. Como a potência óptica medida do ruído varia com a largura espectral do filtro utilizado na medição (resolução do analisador de espectros), é usual normalizar a potência óptica do ruído a uma determinada largura espectral de referência B_m . Está largura de banda é, usualmente, de 1 nm. Assim, a OSNR é definida por [3-5]:

$$OSNR(dB)|_{B_m} = 10 \cdot \log\left(\frac{P_s}{N_i}\right) + 10 \cdot \log\left(\frac{B_m}{B_r}\right) \quad (7.10)$$

Considerando que a degradação do sinal é exclusivamente devida ao ruído, nomeadamente, devido ao batimento da ASE com a ASE com frequências diferentes e da ASE com o sinal, então o factor Q é relacionado com a OSNR, através de [1,6]:

$$Q = \frac{2 \cdot OSNR \cdot \sqrt{\frac{B_o}{B_e}}}{1 + \sqrt{1 + 4 \cdot OSNR}} \quad (7.11)$$

onde B_o e B_e são, respectivamente, as larguras de banda do filtro óptico que antecede o fotodíodo e a largura de banda do filtro eléctrico do receptor. Nesta expressão considerou-se o ruído em ambos os estados de polarização

7.3. Monitorização óptica

As redes ópticas actuais são geridas, protegidas e monitorizadas no domínio eléctrico, o que requer a terminação e descodificação dos canais a analisar. Um método de monitorização é a detecção dos bits de paridade relacionados com a verificação da informação transportada. Como por exemplo, pode-se referir o mecanismo de BIP-8 do protocolo SDH ou do protocolo designado como rede óptica síncrona (SONET), que permite uma análise da existência de erros e a subsequente utilização das capacidades de gestão destes protocolos de transmissão para providenciar protecção. Este método é dispendioso e não identifica os bits erróneos, sendo a sua utilização impraticável ao longo do percurso de transmissão, pois implica uma perda de transparência como resultado da enorme variedade de protocolos digitais e de ritmos de transmissão presentes ao longo do percurso [7]. Estes protocolos incluem, entre outros SDH/SONET, PDH, Gigabit Ethernet, ATM e IP.

A habilidade de monitorizar a qualidade do sinal independentemente do formato e do ritmo de modulação é essencial. Consequentemente, a realização das funções de encaminhamento e gestão directamente no domínio óptico, requerem o uso de técnicas de monitorização, também, no domínio óptico, sem a necessidade de descodificar a informação contida no protocolo de transmissão digital. A monitorização óptica do desempenho ou OPM (*optical performance monitoring*) é uma aproximação que permite determinar a qualidade da informação transportada pelo canal e detectar degradações, sem informação da sua origem, história de transporte, formato ou conteúdo. Mais ainda, a OPM deve ser não instrutiva, precisa, não ambígua e barata.

Um sinal óptico que se propague numa rede fotónica transparente encontra-se sujeito a diversas perturbações: *i*) ruído provocado por flutuações aleatórias que podem ser tratadas como um processo gaussiano, tal como o ruído de emissão espontânea dos amplificadores ópticos, ou ruído de intensidade relativa de lasers; *ii*) distorção dos impulsos provocada por não linearidades, dispersão cromática ou dispersão devido aos modos de polarização e *iii*) diafonia homodina ou heterodina, provocada pela interferência do sinal óptico com outros sinais, com o mesmo comprimento de onda (homodina) ou com comprimentos de onda diferentes (heterodina). Dependendo do número de termos

interferentes a diafonia pode ser considerada como ruído caracterizado por uma estatística gaussiana [8,9].

Todas estas perturbações afectam a qualidade dos sinais. A BER é um dos parâmetros mais importantes para inferir o desempenho dos canais, dependendo: *i*) da potência óptica lançada na fibra num determinado comprimento de onda; *ii*) do ruído adicionado pela transmissão e facilidades de comutação; *iii*) das distorções que afectam a forma do impulso e *iv*) da qualidade do receptor utilizado.

Apesar de a BER ser o principal parâmetro para a análise da qualidade de um canal digital, esta pode ser complementada no diagnóstico de problemas por outros parâmetros. Exemplos desses parâmetros complementares são: OSNR, factor Q , razão de extinção do sinal, potência óptica dos canais, dispersão cromática e PMD, equalização dos canais, diafonia e estabilidade dos comprimentos de onda dos canais.

Várias técnicas de monitorização óptica do desempenho têm sido propostas, nomeadamente, utilizando a OSNR, o factor Q e os histogramas de amplitude. Como a OSNR é calculada a partir de uma medida *dc*, não contabiliza a distorção da forma de onda dos impulsos, induzida pelos efeitos da dispersão e efeitos não lineares. De salientar que mesmo que os efeitos da distorção não sejam significativos, o valor da OSNR pode variar para um determinado nível da BER, devido à contribuição do ruído de emissão espontânea proveniente de fora da banda espectral ocupada pelo sinal [10].

O factor Q pode ser derivado directamente a partir da BER, desde que se assuma que a degradação do sinal é causada exclusivamente por ruído gaussiano, podendo assim ser utilizado para OPM [11]. Como foi referido anteriormente, a correspondência entre a BER e o factor Q requer que a estatística da variável de decisão seja do tipo gaussiano. Esta aproximação não é geralmente satisfeita mesmo para condições simples de propagação. Como o fotodíodo no receptor tem uma função de transferência quadrática, a função densidade de probabilidade à saída do fotodíodo não é gaussiana, mesmo quando o ruído óptico à entrada do receptor apresenta uma distribuição gaussiana. No entanto, durante o processo de filtragem a função densidade de probabilidade tenderá para uma função gaussiana, de acordo com o teorema do limite central. Isto ocorre quando o filtro óptico que antecede o receptor tem uma largura de banda, B_o , muito superior ao ritmo de

transmissão, R , usualmente para graus de liberdade $m = B_o / (2 R)$ maiores do que 10 [12]. Resumindo, o factor Q pode ser utilizado para avaliar os constrangimentos de propagação causados por ruído, efeitos não lineares, dispersão cromática e dispersão devida aos modos de polarização [13].

A avaliação do sinal, independentemente do ritmo de transmissão, sem que seja necessário aceder à informação transmitida pode ser realizada através de histogramas assíncronos [14-16]. A utilização de histogramas assíncronos para analisar a degradação de sinais distorcidos pela dispersão cromática e ruído foi anteriormente demonstrada [17].

A função de monitorização óptica do desempenho de sistemas de comunicações ópticas pode ser dividida em três classes [18]: *i*) contínua ou *dc*; *ii*) baixa velocidade, usualmente inferior a 10 MHz e *iii*) alta velocidade. Os métodos em contínuo consistem, usualmente, na monitorização da potência óptica média dos canais. Neste caso, por vezes, são aplicados filtros ópticos para a medição selectiva da potência óptica, da OSNR ou da estabilidade do comprimento de onda dos canais. Os métodos de baixa velocidade operam através da adição de um sinal analógico ao sinal óptico a analisar. Os métodos de alta velocidade podem ser divididos em duas categorias: análise dos bits de paridade pertencentes aos protocolos digitais de transmissão e histogramas de amplitude.

Recentemente, foi reportado o desenvolvimento de vários dispositivos que permitem a monitorização óptica [19], tais como o uso de filtros Fabry-Perot para analisar a potência e o comprimento de onda dos canais [20]. No entanto, esta solução necessita de mecanismos complexos de sintonia. Para evitar esses mecanismos de sintonia, têm sido utilizadas redes de Bragg, redes de difracção e agregados de guias de ondas [21-24]. A utilização destes últimos dispositivos torna-se dispendiosa, devido ao elevado número de fotodíodos requeridos e à sensibilidade térmica dos elementos filtrantes. Outras técnicas de monitorização dos comprimentos de onda dos canais incluem a utilização de modulação a baixa velocidade com sinais analógicos de controle [25,26], de multiplexagem da subportadora óptica [27,28]. Também têm sido reportadas diversas técnicas para a determinação da OSNR, tais como a interpolação directa do ruído [29], a razão de extinção da polarização do ruído [30,31], ou recorrendo a histogramas de amplitude [32].

7.4. Histogramas de amplitude assíncronos

Os histogramas de amplitude assíncronos podem ser obtidos a partir do sinal óptico a analisar, utilizando um acoplador de potência para remover uma amostra do canal. Esta amostra será filtrada por um filtro discriminador que elimina os restantes canais presentes. Seguidamente, o sinal é injectado num fotodíodo, onde é convertido para o domínio eléctrico, e então, amostrado a um determinado ritmo, menor do que o ritmo de transmissão.

Devido à ausência de sincronismo entre o sinal que controla a amostragem e o sinal a amostrar, podem-se obter amostras com qualquer amplitude e em qualquer instante. Não se observa nenhum diagrama de olho aberto que permita escolher a amplitude e o instante de decisão correctos.

Na figura 7.1 a) mostra-se um diagrama de olho síncrono obtido num osciloscópio digital com uma largura de banda de 40 GHz. O sinal tem um ritmo de transmissão de 2.5 Gbit/s, sendo utilizado como sinal de disparo do osciloscópio um sinal síncrono com o sinal a analisar e com uma frequência de 78.125 MHz (ou seja, 1/32 da frequência do sinal de relógio). Na figura 7.1 b) mostra-se um diagrama de olho assíncrono correspondente ao caso em que o ritmo de transmissão não é conhecido ou se não se realizar a extracção do sinal de relógio para a sincronização do osciloscópio. No caso do diagrama de olho assíncrono foi utilizado um ritmo de amostragem de 500 kHz. Assim, o sinal não foi sincronizado com um sinal de disparo e o diagrama de olho obtido caracteriza-se por uma distribuição aleatória de amostras ao longo de todo o écran do osciloscópio.

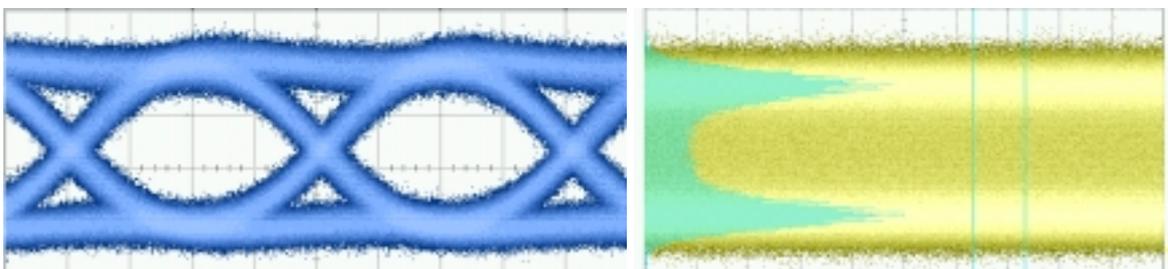


Figura 7.1 – Diagrama de olho. a) síncrono e b) assíncrono. Na figura b) é visível o histograma assíncrono correspondente.

Como se observa na figura 7.1 b) os níveis correspondentes aos símbolos lógicos “1” e “0” podem ser identificados por uma presença mais intensa de amostras. O resto do

diagrama tem uma distribuição de amostras praticamente uniforme, devido às transições entre os níveis lógicos. Colectando todas as amostras que caem dentro de uma determinada janela temporal é possível obter o respectivo histograma de amplitude. Na figura 7.1 b) encontram-se delimitados os limites da janela de integração utilizada, bem como o histograma de amplitude obtido (esquerda da figura).

7.4.1. Factor Q assíncrono

Nesta subsecção, pretende-se comparar o factor Q obtido num diagrama de olho síncrono com o factor Q obtido a partir de um diagrama de olho assíncrono. Este estudo foi realizado para dois tipos diferentes de formato dos impulsos analisados. Para tal, os sinais eléctricos com sequências PRBS de comprimento 2^7-1 e com um ritmo de 2.5 Gbit/s são injectados em dois tipos distintos de filtros: *i*) coseno elevado e *ii*) passa baixo. O sinal à saída dos filtros é utilizado para polarizar electricamente um modulador MZ que codifica o sinal óptico CW proveniente de um laser DFB com uma largura espectral de 10 MHz. O sinal óptico é então injectado na cabeça óptica de um osciloscópio digital de 40 GHz. Este osciloscópio permite determinar do factor Q de um diagrama de olho síncrono Q_{Sin} , utilizando uma janela de integração variável (neste caso 40 ps).

Na figura 7.2 encontra-se a razão entre o factor Q síncrono medido no osciloscópio e o factor Q assíncrono obtido a partir do ajuste a funções gaussianas em torno dos níveis dos símbolos lógicos “1” e “0”. Utilizou-se a expressão (7.7) para calcular o factor Q assíncrono Q_{Asin} , em função da abertura normalizada do diagrama de olho e para os dois formatos dos impulsos atrás descritos. O valor de Q_{Sin} foi mantido constante e igual a 14.

Observa-se que, apenas, para uma abertura de olho de 0.66, a razão entre o factor Q síncrono e assíncrono dos impulsos com formato de coseno elevado coincide com a razão entre o factor Q síncrono e o factor Q assíncrono dos impulsos com formato passa baixo, sendo que as razões entre os factores Q tomam um valor unitário. Tal significa que o factor Q síncrono e o factor Q assíncrono são iguais para o formato coseno elevado e passa baixo.

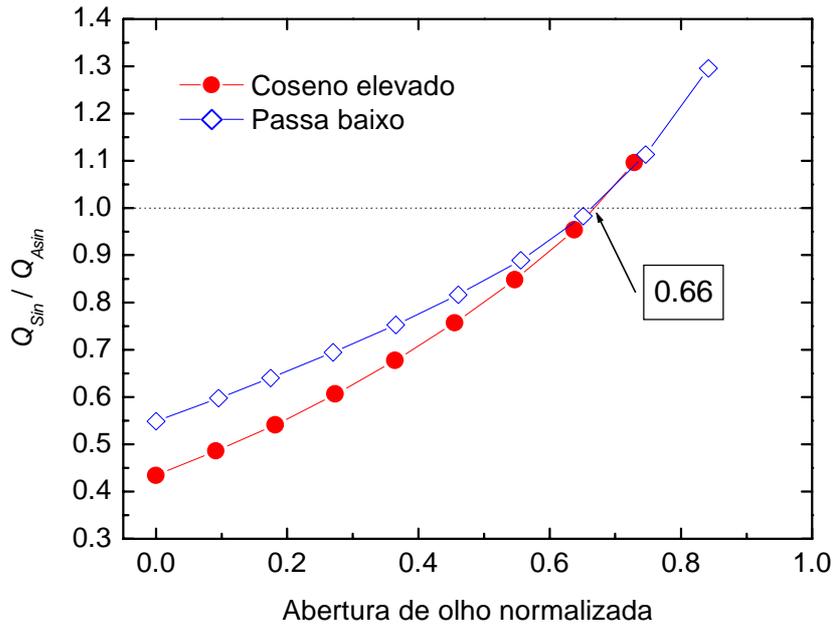


Figura 7.2 – Razão entre o factor Q síncrono e assíncrono em função da abertura de olho considera para a medição do factor Q assíncrono. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

Em seguida, mantendo a abertura de olho de 0.66 variou-se o factor Q . Na tabela 7.1 encontram-se alguns diagramas de olho síncronos e assíncronos para diversos valores do factor Q . Na figura 7.3 mostra-se a comparação para os impulsos com formato do tipo coseno elevado e na figura 7.4 comparam-se os impulsos com formato do tipo passa baixo entre o factor Q síncrono e assíncrono. Em ambas as figuras mostra-se, também, a recta de ajuste linear dos dados.

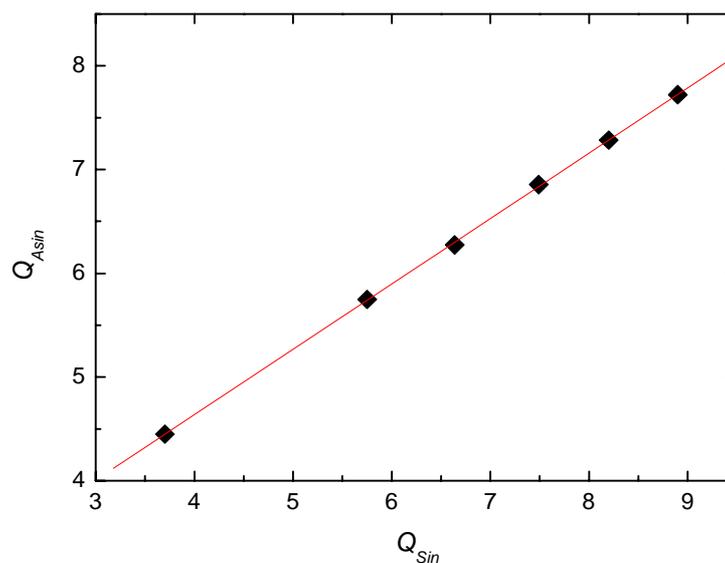
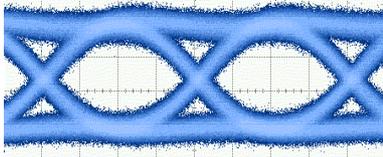
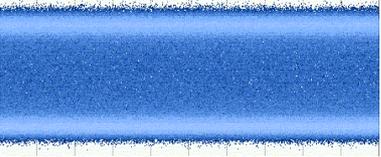
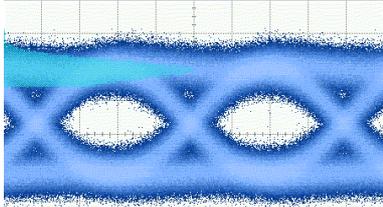
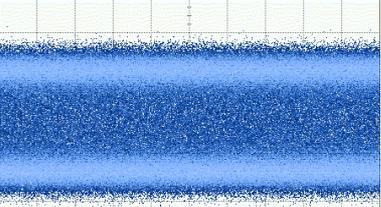
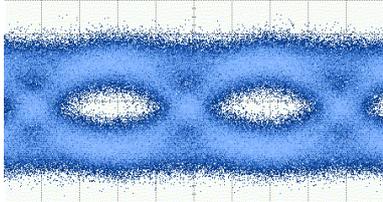
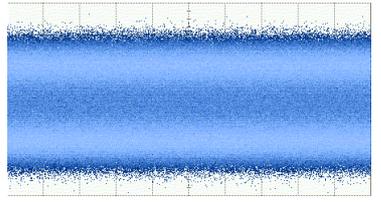
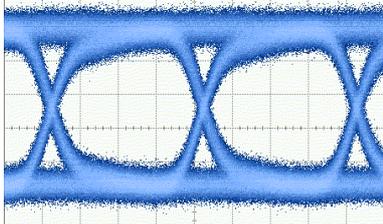
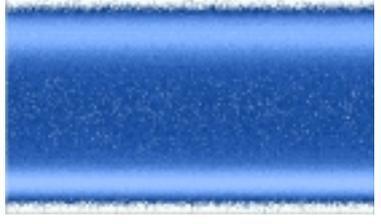
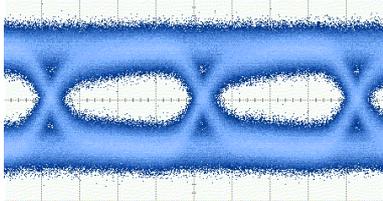
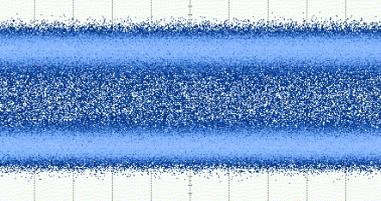
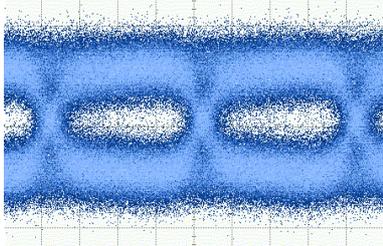
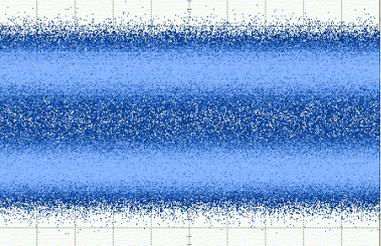


Figura 7.3 – Relação entre o factor Q assíncrono e factor Q síncrono para os impulsos tipo coseno elevado. Os pontos são dados experimentais e a recta o respectivo ajuste linear.

Tabela 7.1 – Alguns diagramas de olho correspondentes ao dados das figuras 7.3 e 7.4.

Q	Formato	Síncrono	Assíncrono
8.9	Coseno elevado		
5.75	Coseno elevado		
3.7	Coseno elevado		
10.4	Passa baixo		
5.58	Passa baixo		
3.31	Passa baixo		

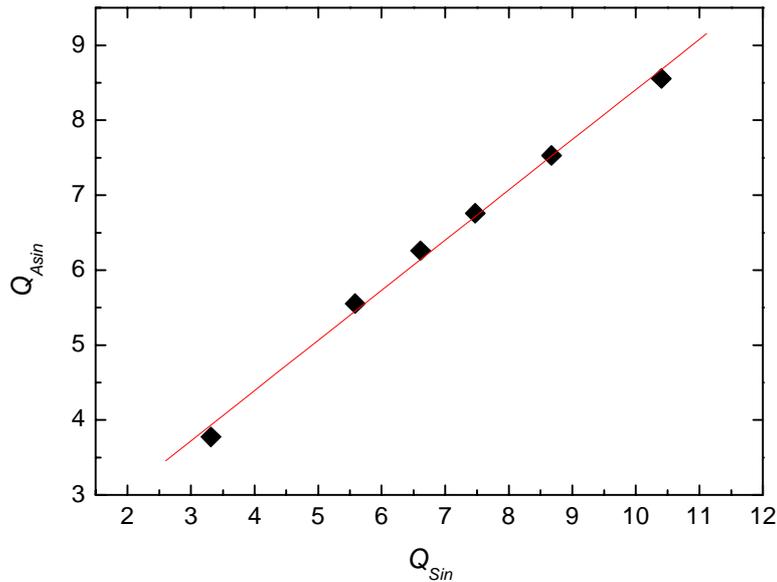


Figura 7.4 - Relação entre o factor Q assíncrono e factor Q síncrono para os impulsos tipo passa baixo. Os pontos são dados experimentais e a recta o respectivo ajuste linear.

Os dados das regressões lineares são respectivamente os seguintes: declives de 0.645 e 0.650, ordenadas na origem de 2.11 e 1.71 e coeficientes de correlação de 0.9999 e 0.9989. Apesar de se verificar uma relação linear entre o factor Q assíncrono e síncrono, esta relação não tem declive unitário, o que indica um comportamento linear diferente do observado quando Q_{Sin} tem um valor em torno de 14.

7.4.2. Modelo para histogramas assíncronos

A forma do histograma assíncrono é dependente do formato dos impulsos. No entanto, observa-se que não é possível inferir com precisão os valores das amplitudes médias e desvios padrão associados aos dois níveis lógicos, devido à presença de valores intermédios. A amplitude do vale que existe entre os dois máximos do histograma é dependente do tempo de subida e descida dos impulsos. Estas duas características permitem extrair os principais parâmetros dos impulsos, como será demonstrado em seguida [33].

Por forma a definir um modelo para os histogramas assíncronos consideraram-se três formatos para os impulsos, que se encontram esquematizados na figura 7.5: *i*) transição linear ideal, *ii*) transição coseno elevado e *iii*) transição passa baixo.

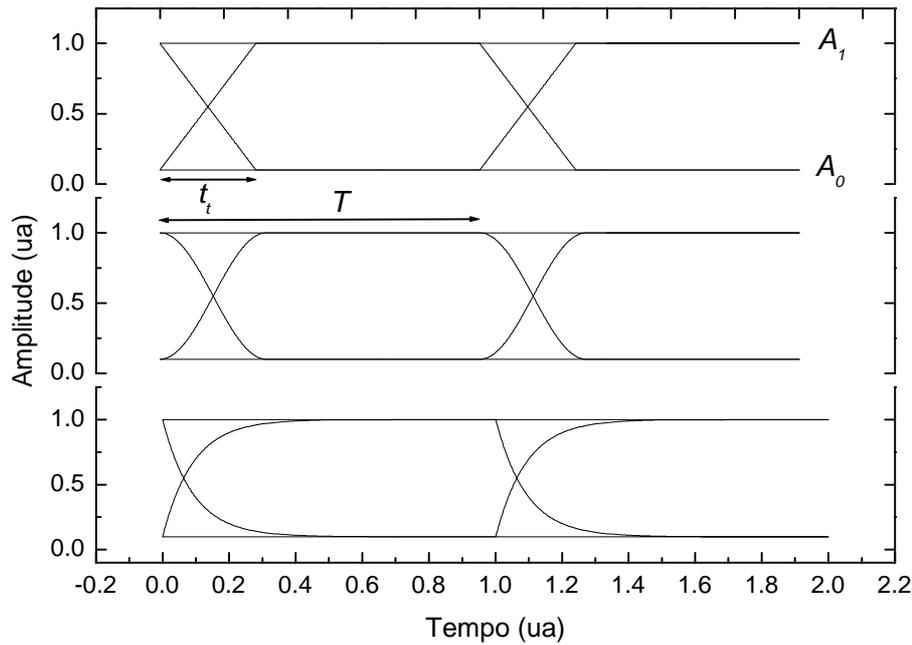


Figura 7.5 – Diagramas de olho para os impulsos estudados: transição linear ideal (cima), transição coseno elevado (meio) e transição passa baixo (baixo).

Considerando o esquema superior da figura 7.5, o tempo, t_t , que os impulsos levam para transitar entre A_0 e A_1 , ou vice-versa é governado pelo parâmetro τ . Estas transições ocorrem segundo um ritmo de repetição periódico de T , onde A_0 e A_1 são respectivamente os níveis associados aos símbolos lógicos “0” e “1”. O sinal é definido pela variação temporal da sua amplitude e a gama de amplitudes ocupada pelo sinal é dividida em pequenos intervalos, Δ . Assim sendo, a probabilidade de uma componente do sinal permanecer nesses intervalos de amplitude é proporcional ao tempo em que o sinal do impulso se encontra dentro dos limites do intervalo de amplitude.

Na ausência de ruído e considerando um tempo de aquisição de dados elevado, bem com uma sequência equiprovável e de comprimento, também, elevado, a probabilidade de se obter cada uma das transições “1” \rightarrow “1”, “0” \rightarrow “0”, “1” \rightarrow “0” ou “0” \rightarrow “1” é igual a $\frac{1}{4}$. A probabilidade de o sinal se encontrar nos níveis A_0 e A_1 , ou seja, nos intervalos $[A_0, A_0 + \Delta[$ e $[A_1 - \Delta, A_1]$ é dada por:

$$P_{0,1}(a) = \frac{1}{4} + \frac{2}{4 \cdot T} \cdot (f^{-1}(a) - f^{-1}(a - \Delta)) \quad (7.12)$$

para $a = A_1$ ou $a = A_0 + \Delta$, onde $f^l(\cdot)$ é a função de transição inversa. Para os restantes intervalos de amplitude, $[A_i, A_i + \Delta]$, a probabilidade é dada por:

$$P_i(a) = \frac{2}{4 \cdot T} (f^{-1}(a) - f^{-1}(a - \Delta)) \quad (7.13)$$

Considerou-se, ainda, que as funções são similares nas transições $A_1 \rightarrow A_0$ e $A_0 \rightarrow A_1$, isto é, o tempo de subida é igual ao tempo de descida, e, conseqüentemente, contribuem similarmente para as probabilidades. As funções de transição consideradas e representadas na figura 7.5 são as seguintes:

$$f(t) = A_0 + \frac{A_1 - A_0}{\tau \cdot T} \cdot t \quad (7.14)$$

$$f(t) = \frac{A_0 + A_1}{2} + \frac{A_1 - A_0}{2} \cdot \text{sen} \left(\frac{\tau \cdot \pi \cdot t}{T} - \frac{\pi}{2} \right) \quad (7.15)$$

$$f(t) = A_0 + (A_1 - A_0) \cdot \exp \left(-\frac{t \cdot \ln(1/9)}{\tau \cdot T} \right) \quad (7.16)$$

para respectivamente as transições lineares, coseno elevado e passa baixo. As funções inversas das expressões (7.14), (7.15) e (7.16) podem ser obtidas analiticamente e são respectivamente:

$$f^{-1}(a) = (a - A_0) \frac{\tau \cdot T}{A_1 - A_0} \quad (7.17)$$

$$f^{-1}(a) = \frac{T}{2 \cdot \tau} + \frac{T}{\tau \cdot \pi} \cdot \arcsen \left(2 \cdot \frac{a - \frac{A_1 + A_0}{2}}{A_1 - A_0} \right) \quad (7.18)$$

$$f^{-1}(a) = -\frac{\tau \cdot T}{\ln(1/9)} \cdot \ln \left(\frac{a - A_0}{A_1 - A_0} \right) \quad (7.19)$$

Após a aquisição do histograma de amplitude assíncrono sem ruído, a função do ruído é adicionada através da convolução do histograma sem ruído com o histograma da distribuição gaussiana do ruído.

Aplicando o procedimento atrás descrito, foram simulados os histogramas assíncronos obtidos para impulsos com formato coseno elevado. Na figura 7.6 mostram-se os diagramas de olho síncronos determinados por simulação numérica e considerando uma situação ideal sem ruído dos impulso tipo coseno elevado. Nessa figura, são mostrados os diagramas correspondentes a diversos valores do parâmetro de transição.

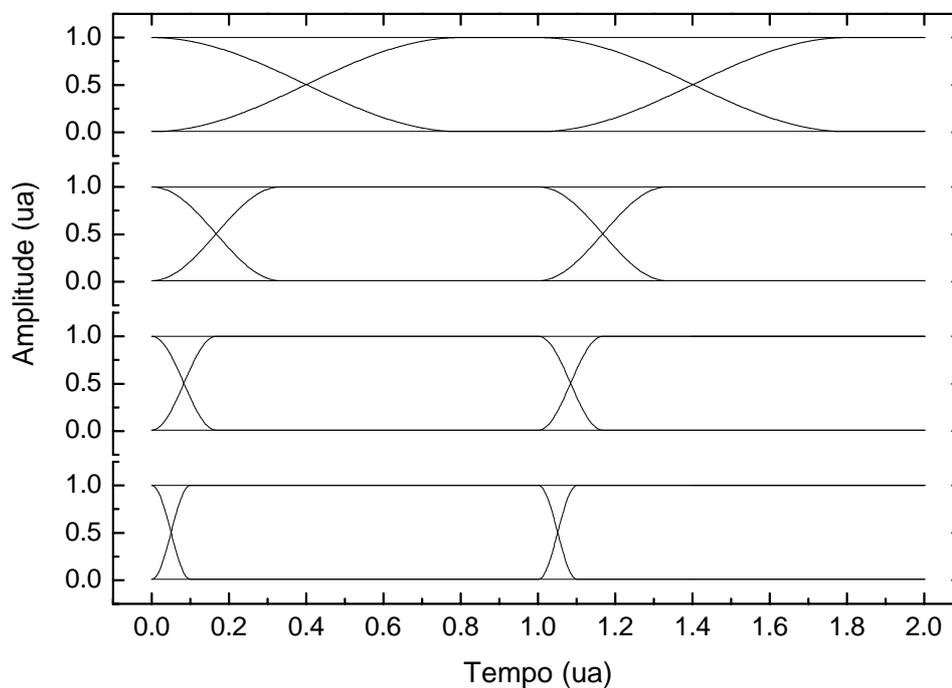


Figura 7.6 – Diagramas de olho simulados para impulsos tipo coseno elevado, considerando uma situação ideal sem ruído. Os tempos de subida entre 10 % e 90 % da amplitude são de 47 %, 20%, 10 % e 6% do período do bit respectivamente de cima para baixo.

Na figura 7.7 é mostrada a evolução dos histogramas assíncronos simulados, correspondentes a alguns diagramas de olho da figura 7.6 mas considerando a existência de ruído. Nesses histogramas o factor Q é de 5. As letras p e v assinalam respectivamente um pico e o vale do histograma.

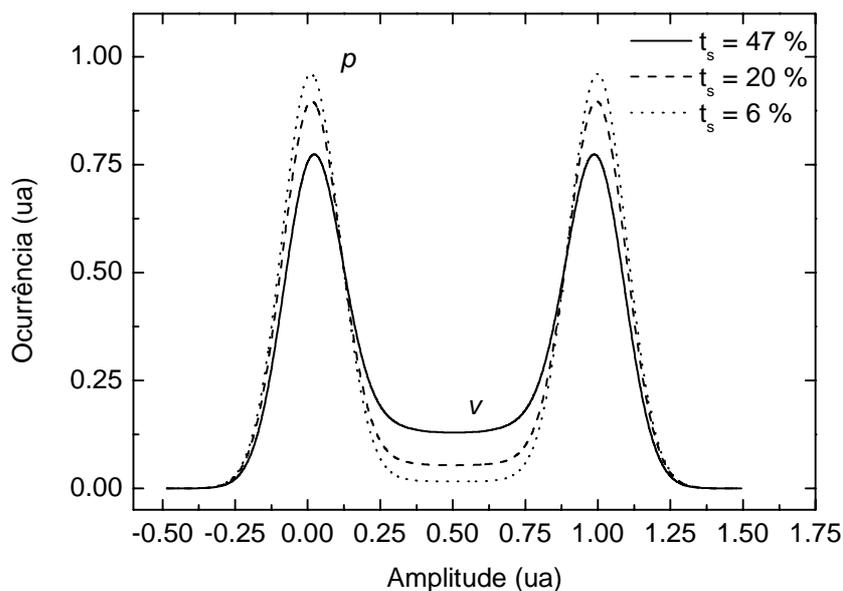


Figura 7.7 – Histogramas assíncronos obtidos para diversos tempos de subida dos impulsos tipo coseno elevado e considerando um factor Q de 5.

O mesmo procedimento foi aplicado para os impulsos com formatos do tipo passa baixo e tipo linear. Os histogramas assíncronos obtidos por simulação, encontram-se respectivamente nas figuras 7.8 e 7.9.

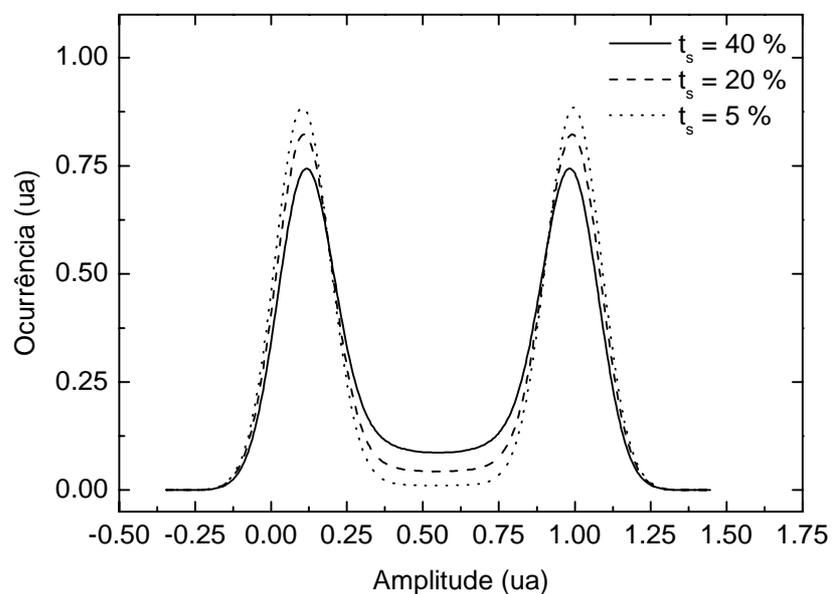


Figura 7.8 - Histogramas assíncronos obtidos para diversos tempos de subida dos impulsos tipo passa baixo e considerando um factor Q de 5.

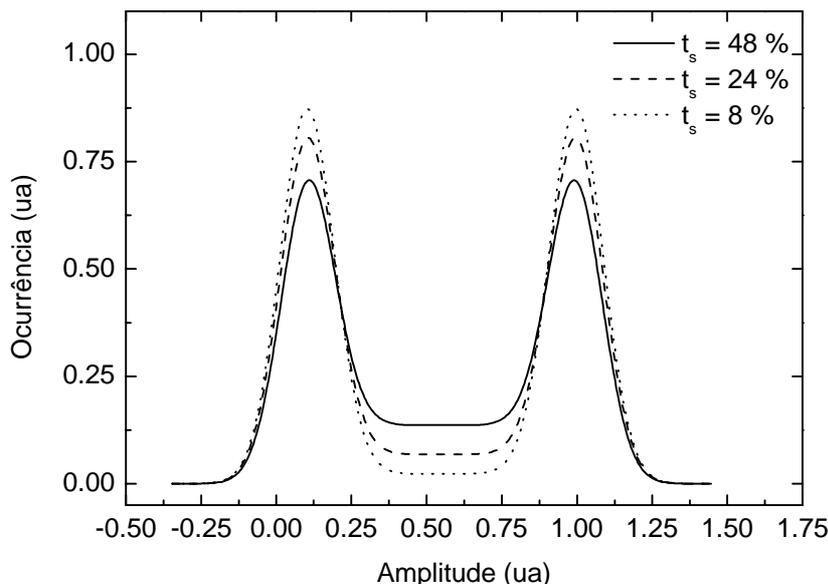


Figura 7.9 - Histogramas assíncronos obtidos para diversos tempos de subida dos impulsos tipo linear e considerando um factor Q de 5.

Na figura 7.10 encontram-se resumidos os valores da razão entre a amplitude dos picos do histogramas e do vale, para os três tipos de impulsos considerados anteriormente e em função do tempo de subida dos impulsos.

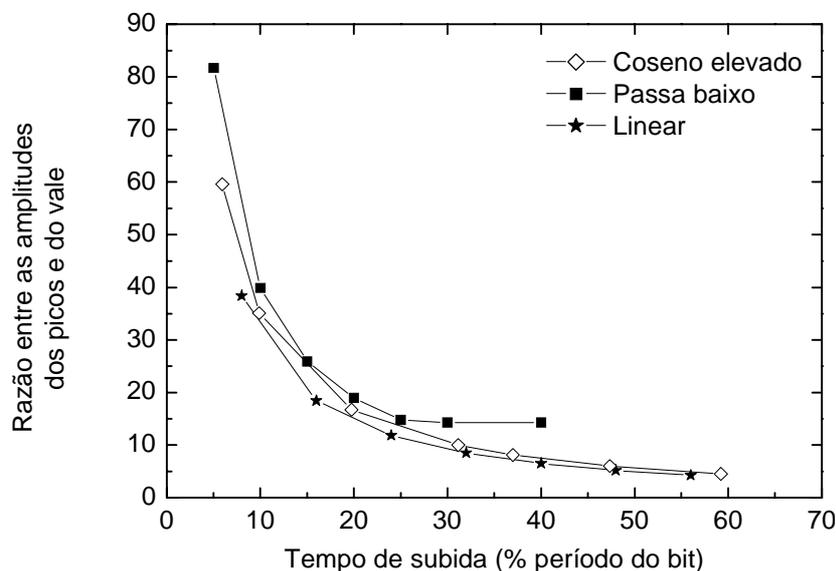


Figura 7.10 – Razão entre a amplitude dos picos e do vale dos histogramas assíncronos em função do tempo de subida dos impulsos. As linhas são guias visuais.

A partir destes resultados, algumas características podem ser inferidas. A comparação destas curvas permite-nos verificar que a relação entre a amplitude dos picos e do vale dos histogramas difere para os impulsos tipo passa baixo e tipo coseno elevado. De

referir que os impulsos do tipo linear são transições ideais sem aplicabilidade prática, sendo aqui referidas apenas como exemplo ilustrativo. Nos impulsos do tipo passa baixo, a razão entre a amplitude do pico e do vale rapidamente converge para um valor constante a partir de tempos de subida (10 % \rightarrow 90 %) superiores a 25 % do período do bit. Usualmente, os tempos de subida dos impulsos obtidos à saída dos geradores de sinal encontram-se nesta situação. Já no caso dos impulsos tipo coseno elevado, a convergência é mais lenta.

Para os impulsos tipo coseno elevado, foi verificada a relação entre a razão da amplitude dos picos do histogramas e do vale, com o desvio padrão do ruído considerado, para um tempo de subida do impulsos de 20 % do período do bit. Na figura 7.11 mostraram-se os histogramas assíncronos simulados para diversos valores do factor Q do sinal.

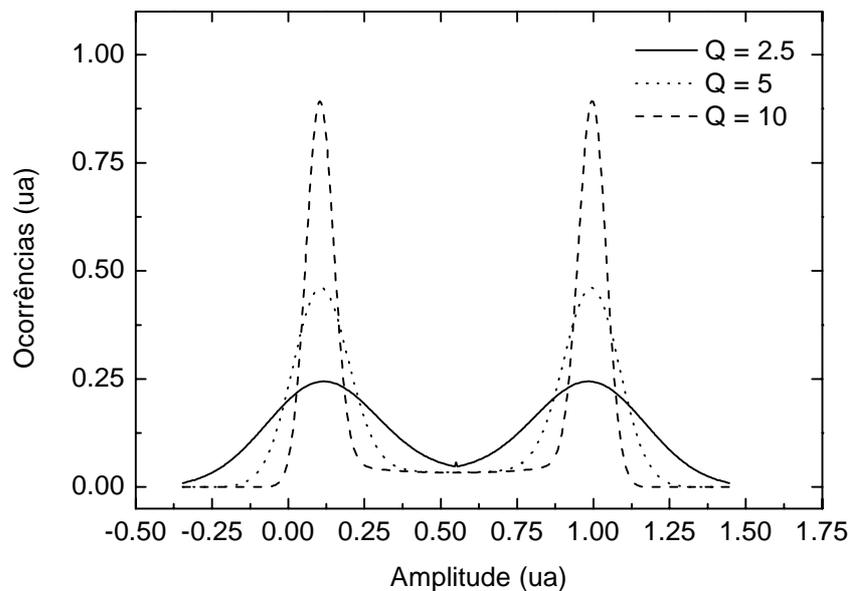


Figura 7.11 – Histogramas assíncronos para vários valores de factor Q e para impulsos do tipo coseno elevado com tempos de subida de 20 % do período do bit.

Verifica-se que o ruído, também, contribui para a variação da razão entre a amplitude dos picos e do vale do histograma.

Este modelo foi validado, através da sua verificação experimental, onde foi calculado o factor Q de um sinal a partir do seu histograma assíncrono. Assim, foram adquiridos os histogramas assíncronos de impulsos, cujas transições são do tipo passa baixo e coseno elevado.

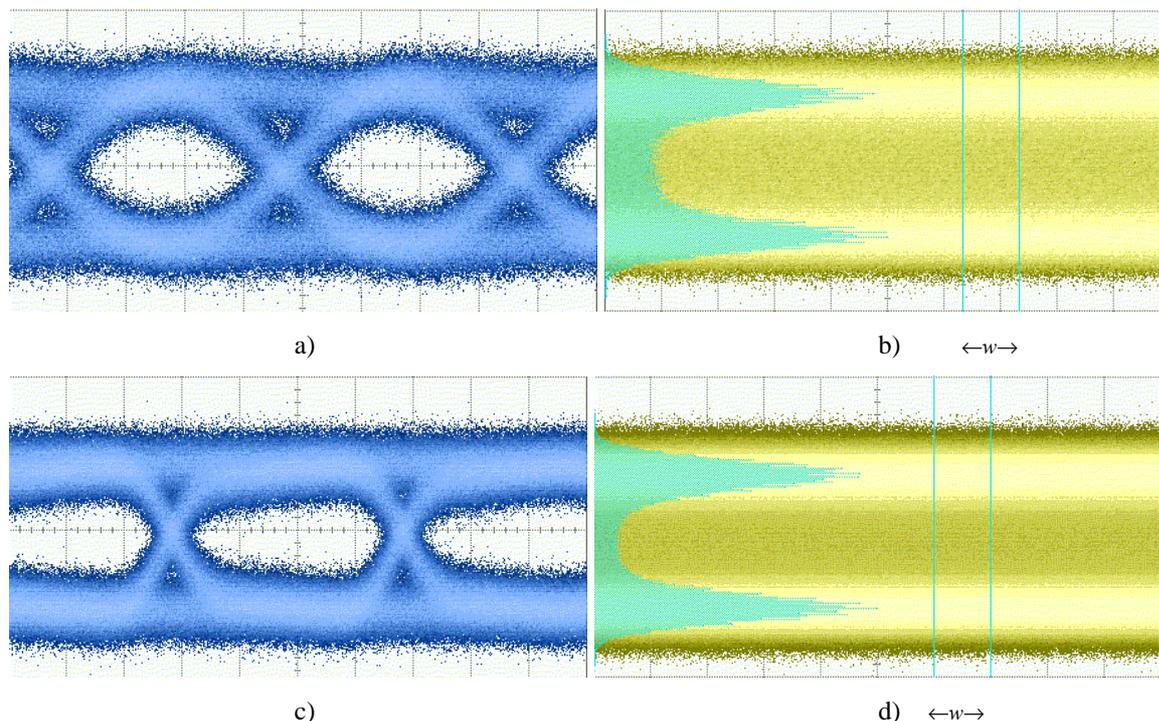


Figura 7.12 – Diagramas de olho de impulsos tipo coseno elevado: a) síncrono e b) assíncrono. Diagramas de olho de impulsos tipo passa baixo: c) síncrono e d) assíncrono. Nos diagramas assíncronos são visíveis as janelas de integração, w , e os histogramas obtidos.

Nas figuras 7.12 a) e 7.12 b) encontram-se respectivamente o diagrama de olho síncrono e assíncrono obtidos para os impulsos do tipo coseno elevado. Estes impulsos apresentam um factor Q de 5.16, medido para o caso síncrono através do osciloscópio com uma janela de integração de 40 ps. O tempo médio de subida (10 % \rightarrow 90 %) dos impulsos é de 213 ps. Nas figuras 7.13 c) e 7.13 d) mostram-se respectivamente o diagrama de olho síncrono e assíncrono obtidos para os impulsos do tipo passa baixo. Estes impulsos apresentam um factor Q de 5.23, medido para o caso síncrono através do osciloscópio com uma janela de integração de 40 ps. O tempo médio de subida (10 % \rightarrow 90 %) dos impulsos é de 150 ps.

Através do processo de ajuste, os histogramas obtidos experimentalmente são simulados e os erros quadráticos entre os resultados experimentais e simulados são minimizados através de um algoritmo *Nelder-Mead Simplex*. No caso dos impulsos coseno elevado tal ocorre quando o tempo de subida simulado e o factor Q simulado são de respectivamente 218 ps e 5.03. No caso dos impulsos do tipo passa baixo a minimização ocorre quando o tempo de subida simulado e o factor Q simulado são de respectivamente 144 ps e 5.28. A concordância entre os valores simulados e os valores experimentais pode

ser observada na figura 7.13, onde se mostra a sobreposição dos histogramas experimentais com o respectivo ajuste.

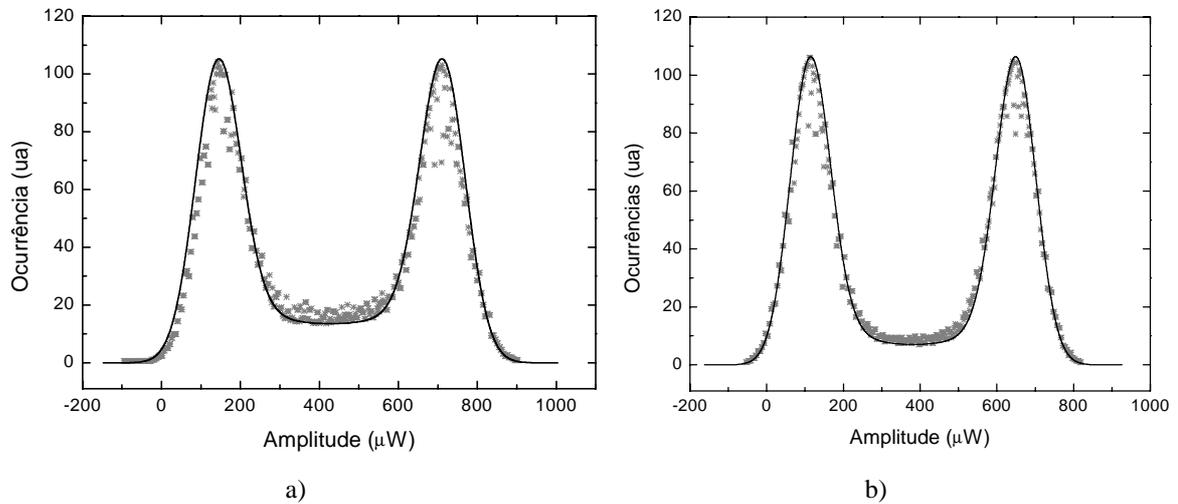


Figura 7.13 – Histogramas assíncronos experimentais e simulados, para impulsos do tipo: a) coseno elevado e b) passa baixo. Os pontos são dados experimentais e as linhas são os resultados do ajuste.

Os resultados mostram que este método pode caracterizar com rigor as principais características dos impulsos, apresentando a vantagem de ser transparente ao formato do sinal.

7.4.3. Factor Q assíncrono na presença de degradação da forma do impulso

Pretende-se, nesta secção, verificar a relação entre o factor Q assíncrono e o factor Q síncrono em sistema de comunicações ópticas, onde exista uma degradação da forma dos impulsos, provocada pela dispersão cromática e efeitos não lineares.

Para se analisar a relação entre o factor Q síncrono e assíncrono, implementou-se o sistema de transmissão com 70 km que se encontra na figura 7.14. Os sinais ópticos de quatro lasers a emitirem respectivamente com os comprimentos de onda de 1547.72 nm, 1549.32 nm, 1550.92 nm e 1552.52 nm, foram modulados externamente com sequências PRBS de comprimento $2^{15}-1$ e a um ritmo de transmissão de STM-16. Os quatro sinais ópticos foram multiplexados e opticamente amplificados, antes de serem injectados em 20 km (12 km + 8 km) de fibra com dispersão deslocada (DSF). Posteriormente o sinal foi

de novo opticamente amplificado e injectado em mais 50 km de fibra SMF. Finalmente, o sinal foi desmultiplexado, detectado e a sua BER analisada. À entrada do DEMUX foi utilizado um acoplador de potência óptica de 10 % que alimenta o monitor do desempenho.

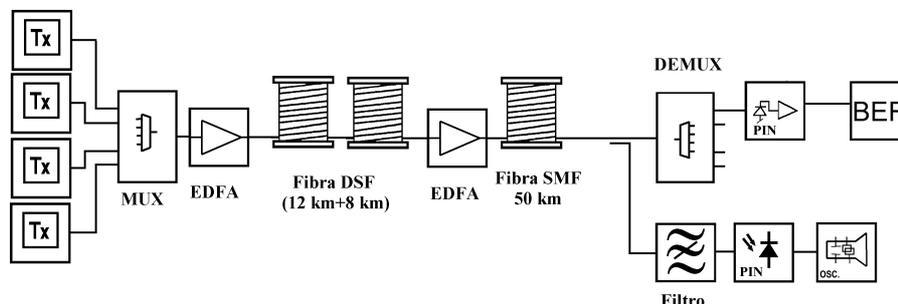


Figura 7.14 – Esquema do sistema experimental implementado.

O monitor de desempenho é constituído por um filtro óptico sintonizável com um isolamento entre canais adjacentes superior a 46 dB e que permite sintonizar o canal a analisar, um fotodíodo com uma largura de banda superior a 15 GHz e um osciloscópio digital com uma largura de banda de 40 GHz a funcionar num modo de varrimento livre com uma taxa de amostragem de 500 kHz.

Os testes foram realizados em três situações diferentes de propagação: ligação directa, propagação linear e propagação não linear. Na situação de ligação directa o monitor de desempenho é colocado logo após o MUX. No segundo caso, foi utilizada uma elevada potência óptica à saída do primeiro amplificador óptico (5 dBm por canal). Esta potência é suficiente para gerar produtos de mistura de quatro ondas na fibra DSF e, também, criar auto modulação de fase, bem como modulação cruzada de fase, ao longo da propagação na fibra SMF. Na terceira situação, foi utilizada uma potência óptica à saída do amplificador inicial de -5 dBm por canal sendo este valor considerado suficientemente baixo para permitir propagação linear.

Na figura 7.15 mostram-se os espectros ópticos nas três situações de propagação atrás referidas: medidos no monitor de desempenho para as situações de propagação linear e não linear e à entrada do primeiro amplificador óptico para a situação directa.

O sinal eléctrico detectado no fotodíodo do monitor de desempenho foi amostrado assincronamente e caracterizado por amostras obtidas em instantes arbitrários. É de referir que na construção do histograma de amplitude a janela de amostragem deve ser uma

fracção da duração do período das amostras para evitar a perda de informação devido à acumulação de amostras (neste caso, foi utilizada uma janela de 40 ps). A sub-amostragem não degrada o desempenho deste método mas uma precisão elevada exige um número elevado de amostras para se obter toda a estatística do sinal (neste caso, foram utilizadas 1 milhão de amostras).

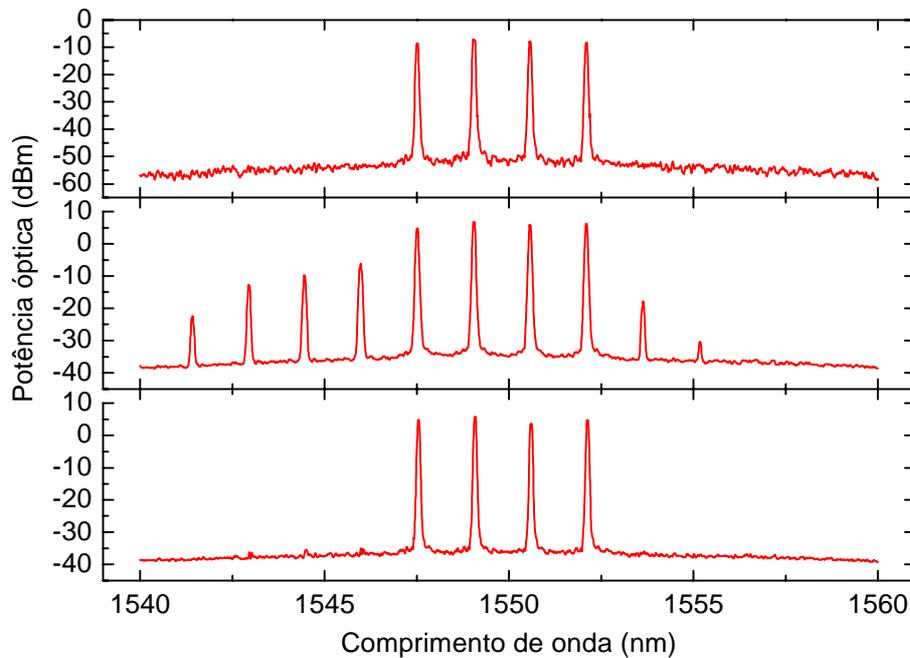


Figura 7.15 – Espectros ópticos à saída do multiplexador (topo), no monitor de desempenho para o regime de propagação não linear (meio) e para o regime de propagação linear (base).

Foi, seguidamente, construído um histograma de amplitude com um milhão de amostras, utilizando para o efeito uma janela de integração com 40 ps. O histograma normalizado assim obtido foi ajustado a duas funções gaussianas definidas por:

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu_x)^2}{2 \cdot \sigma_x^2}\right) \quad (7.20)$$

onde A é uma constante normalizadora, μ_x e σ_x são respectivamente os valores médios e os desvios padrão. O índice x denota o nível lógico “0” e “1”. O ajuste foi realizado considerando todos os pontos com um valor superior a 0.2 e permitiu obter os valores médios e os desvios padrão dos dois níveis lógicos. O factor Q_{Asin} foi, seguidamente, calculado através da expressão (7.7).

O mesmo canal é sincronamente detectados e a taxa de erro do bit medida com um analisador de BER. O factor Q_{Sin} foi calculado assumido uma aproximação gaussiana para o ruído, utilizando a função inversa da expressão (7.8) [12]:

$$Q_{Sin} = \sqrt{2} \cdot \text{erfc}^{-1}(2 \cdot \text{BER}) \quad (7.21)$$

As figuras 7.16 a) e 7.16 b) mostram respectivamente os diagramas de olho assíncrono e síncrono, para o canal com o comprimento de onda de 1547.72 nm, no regime de propagação não linear, após propagação em 70 km de fibra.

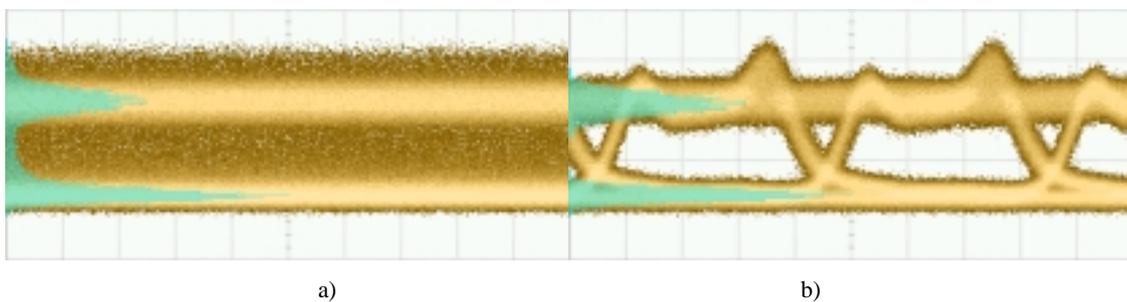


Figura 7.16 – Diagramas de olho para o regime não linear: a) amostragem assíncrona no monitor de desempenho e b) amostragem síncrona no receptor. Os histogramas de amplitude encontram-se sobrepostos no lado esquerdo das imagens.

Os histogramas de ocorrência e o correspondente ajuste à expressão (7.20), encontram-se na figura 7.17 e confirmam a qualidade da distribuição gaussiana.

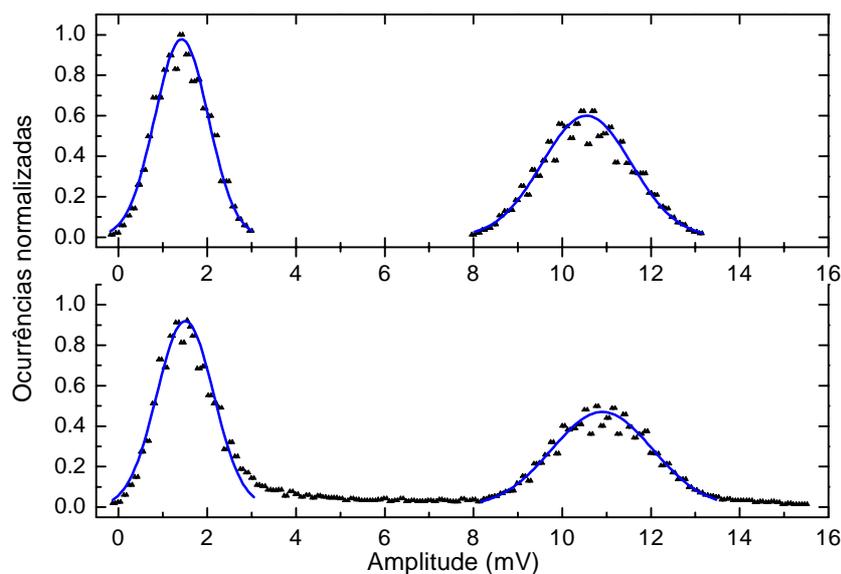


Figura 7.17 – Histogramas de amplitude medidos e ajustados à expressão (7.20): síncrono (cima) e assíncrono (baixo). Para uma melhor visualização não são mostrados todos os pontos experimentais. Os pontos são dados experimentais e as linhas os ajustes numéricos.

O factor Q foi, assim, determinado para diversos valores da potência óptica incidente no receptor (e no monitor de desempenho). O mesmo procedimento foi realizado para o regime de propagação linear e para a situação de ligação directa. O factor Q assíncrono determinado reflecte a degradação do sinal provocada pela acumulação de ruído e distorção da forma dos impulsos, relacionada com a dispersão cromática e efeitos não lineares.

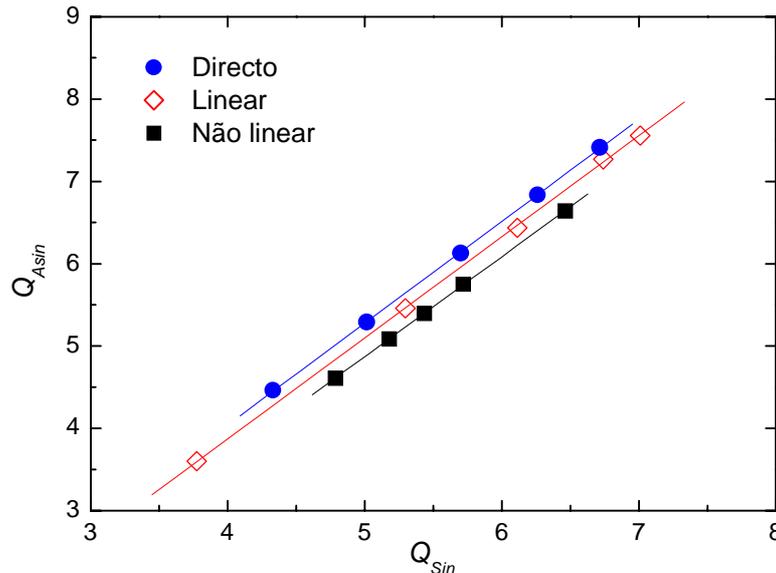


Figura 7.18 – Relação entre o factor Q assíncrono e síncrono. Os pontos são dados experimentais e as rectas o respectivo ajuste linear.

Na figura 7.18 encontra-se a relação entre o factor Q assíncrono medido no monitor de desempenho e o factor Q síncrono calculado a partir da BER. O declive das rectas ajustadas aos vários pontos é o mesmo para os três regimes de propagação (1.225) e o coeficiente de correlação é superior a 0.9999.

Observa-se que o factor Q assíncrono decresce linearmente com o factor Q síncrono como resultado da degradação da relação sinal/ruído, para as três situações de propagação. Também se observa que para um determinado valor do factor Q síncrono, o valor do factor Q assíncrono diminui à medida que a degradação do sinal aumenta.

Assim, pode-se afirmar que o factor Q assíncrono reflecte a degradação da BER causada pelos efeitos da dispersão cromática, ruído e não linearidades da fibra. Tal indica que os histogramas de amplitude assíncronos reflectem distorções da forma de onda dos

impulsos e, conseqüentemente, podem ser utilizados para monitorização óptica do desempenho [34].

7.4.4. Estimativa da BER

Como foi reportado anteriormente, os histogramas de amplitude assincronamente amostrados reflectem a degradação do desempenho dos sinais ópticos. Pretende-se, agora, obter directamente a BER do canal óptico [35]. Assim, após a detecção, o sinal eléctrico é assincronamente amostrado e o histograma de amplitude é construído, como descrito na subsecção anterior.

A parte inferior do histograma, correspondente aos pontos com menos de 20 % da sua amplitude máxima, é removida para eliminar os pontos de cruzamento correspondentes às transições entre os dois níveis lógicos. A função densidade de probabilidade é, então, calculada a partir dos restantes pontos [16].

Nesta fase, os valores médios e os desvios padrão para ambos os símbolos lógicos poderiam ser calculados, a partir da função densidade de probabilidade e o factor Q , bem como o nível óptimo de decisão obtido, tal como foi realizado na secção anterior. No entanto, na presença de distorção da forma dos impulsos ou interferência entre símbolos, o factor Q e a BER não têm uma relação directa, analítica e exacta entre si. Como estes efeitos alargam a variância estimada, os parâmetros μ_1 e μ_0 devem ser tratados como variáveis aleatórias, em vez de valores constantes [36-38].

Os valores discretos das funções densidade de probabilidade representam os valores amostrados de um sinal distorcido, com m amostras no símbolo lógico “1” e n amostras no símbolo lógico “0”. Cada amostra tem associado um ruído com distribuição gaussiana e com variância para o símbolo “0” e “1” respectivamente de $\sigma_{(0,n)}^2$ e $\sigma_{(1,m)}^2$, dadas por [39]:

$$\sigma_{(0,n)/(1,m)}^2 = 2 \cdot \mathfrak{R} \cdot I_{(0,n)/(1,m)} \cdot p_r \cdot B_e + \mathfrak{R}^2 \cdot p_e^2 \cdot B_e \left[B_o - \left(\frac{B_e}{2} \right) \right] \quad (7.22)$$

Estas variâncias dependem da largura de banda dos filtros eléctricos e ópticos (respectivamente B_e e B_o), dos valores amostrados da corrente eléctrica ($I_{0,l}$), da responsividade do fotodíodo (\mathcal{R}) e da densidade espectral de potência do ruído resultante da emissão espontânea dos amplificadores ópticos (p_r). Este modelo para a variância considera os batimentos da ASE com a ASE a frequências diferentes e do sinal com a ASE. Ao contrário da expressão (7.5) não foi considerado o efeito do ruído térmico do receptor. Assim, na presença de distorções a função densidade de probabilidade do sinal é gaussiana, sendo dada pela convolução de N funções densidade de probabilidade, também, do tipo gaussiano. A partir destas novas funções densidade de probabilidade, é possível estimar em função do nível de decisão I_d , a BER utilizando a seguinte expressão [39]:

$$\text{BER}(I_d) = \frac{1}{2} \cdot \left[\sum_n H(I_{0,n}) \text{erfc} \left(\frac{I_d - I_{0,n}}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{0,n}} \right) + \sum_m H(I_{1,m}) \text{erfc} \left(\frac{I_d - I_{1,m}}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{1,m}} \right) \right] \quad (7.23)$$

onde, $N=m+n$, é o número total de valores discretos. As ocorrências relativas normalizadas das amostras de corrente eléctrica satisfazem a relação:

$$\sum_n H(I_{0,n}) = \sum_m H(I_{1,m}) = \frac{1}{2} \quad (7.23)$$

As figuras 7.19 a) e 7.19 b) mostram o diagrama de olho assíncrono para o canal com um comprimento de onda de 1547.72 nm, no regime de propagação não linear, após propagação em 70 km de fibra e o respectivo histograma de ocorrência.

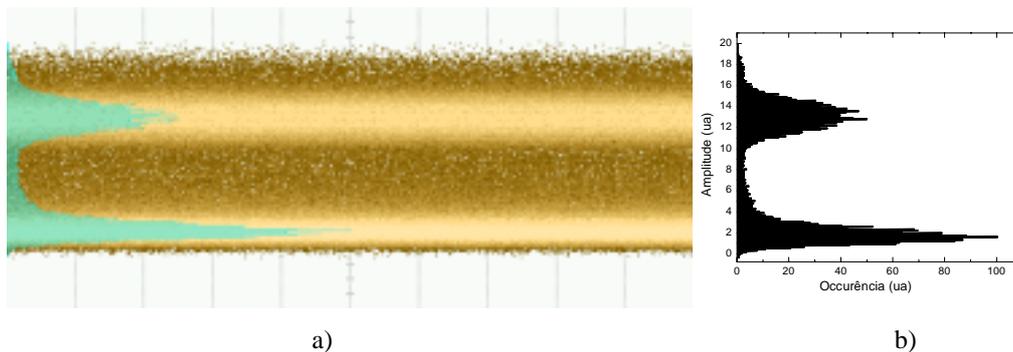


Figura 7.19 a) Diagrama de olho assíncrono para o regime não linear do canal a 1547.72 nm para uma potência óptica no receptor de -12 dBm e b) correspondente histograma de amplitude.

Como só existem pontos experimentais próximos dos níveis lógicos dos símbolos “0” e “1” é necessário utilizar um processo de extrapolação das caudas das funções

densidade de probabilidade e extrapolar a BER mínima correspondente ao nível de decisão óptimo [40].

A aproximação atrás descrita foi aplicada aos dados do histograma e a BER estimada. A BER foi, também, medida para o mesmo canal no receptor óptico. Este procedimento foi realizado para vários valores da potência óptica incidente no receptor e para os regimes de propagação não linear e directo.

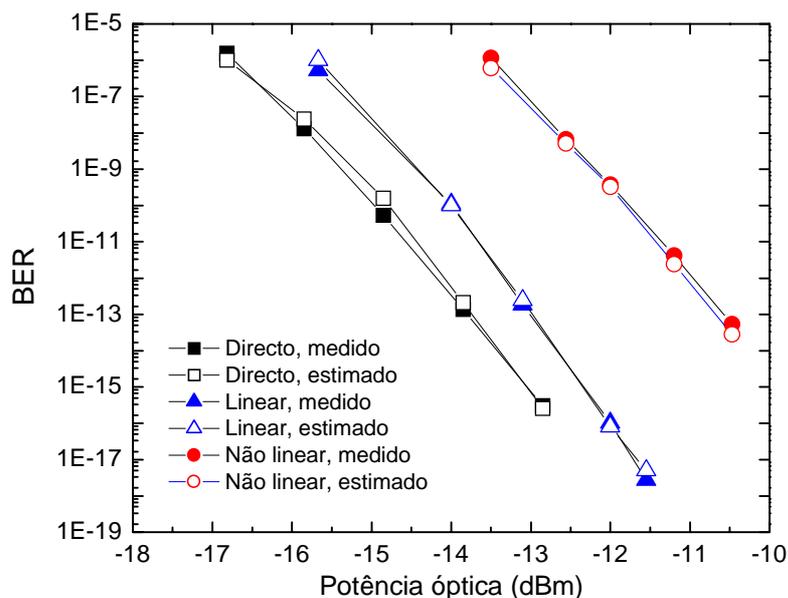


Figura 7.20 – BER medida e estimada em função da potência óptica injectada no receptor, para os três regimes de propagação. As linhas são guias visuais.

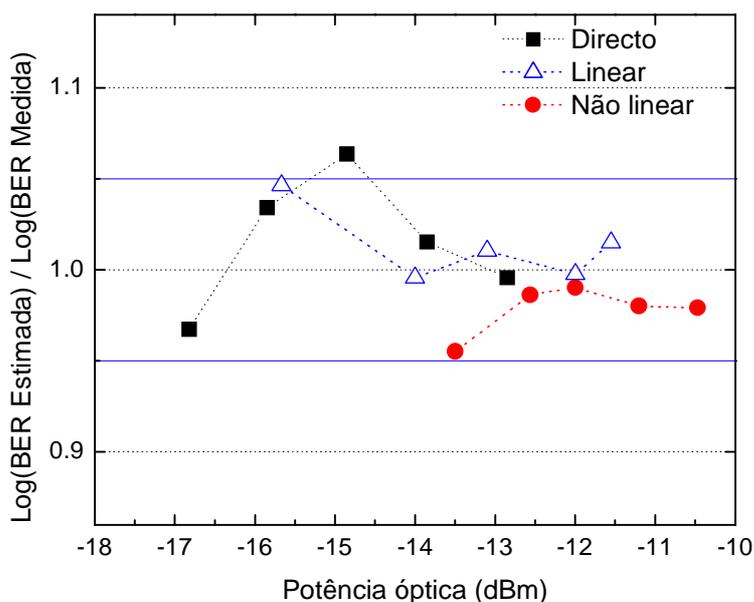


Figura 7.21 Razão entre os valores estimados e medidos para a BER e para os três regimes de propagação. As linhas que unem os pontos são guias visuais.

Na figura 7.20 os resultados estimados para a BER são comparados com os valores experimentais para os três regimes de propagação. A razão entre a BER estimada e a BER medida é apresentada na figura 7.21. Em todas as condições de propagação, o erro relativo máximo entre os dados experimentais e os pontos estimados é inferior a $\pm 5\%$. Neste último gráfico é visível um ponto que cai fora do intervalo de erro relativo, e que resulta de erros experimentais provavelmente associados à aquisição do diagrama de olho assíncrono. Assim, a partir da monitorização do canal óptico e conhecendo as características do receptor tais como o filtro óptico, o fotodetector e o filtro eléctrico é possível determinar de uma forma analítica a taxa de bits errados, o que demonstra a capacidade de estimar a BER a partir de histogramas de amplitude assíncronos [41].

7.5. Conclusão

As funções de monitorização do desempenho encontram-se numa fase de migração do domínio eléctrico para o domínio óptico. Neste capítulo, demonstrou-se o conceito de monitorização óptica do desempenho, baseada na análise de histogramas de amplitude assincronamente amostrados. O modelo utilizado reflecte a degradação do sinal relacionada com a acumulação de ruído e distorções da forma de onda como resultado da dispersão cromática e efeitos não lineares.

Os resultados obtidos são promissores e indicam que esta técnica pode ser empregada para monitorização óptica do desempenho em rede ópticas transparentes de alta velocidade.

7.6. Referências

- [1] Dietrich Marcuse, Derivation of Analytical Expressions for the Bit-Error Probability in Lightwave Systems with Optical Amplifiers, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 8, n. 12, pp. 1816-1823, 1990.
- [2] Govind P. Agrawal, Fiber-Optic Communication Systems, John Wiley & Sons, 2ª edição, New York, EUA, 1997.
- [3] André Girard, Critical system parameters for network installation, Lightwave Magazine, vol. 17, n. 10, 2000.

-
- [4] André Girard (ed.), Guide to WDM technology & testing – A unique reference for the fibre optic industry, Exfo Electro – Optical Engineering Inc, Quebec, Canada, 2000.
- [5] OFSTP-19-Optical signal to noise ratio measurement procedures for dense wavelength division multiplexed systems, The Telecommunications Industry Association, ANSI/TIA/EIA-526-19, 2000.
- [6] Rajiv Ramaswami, Kumar N. Sivarajan, Optical Networks - a practical Perspective, Morgan Kaufmann Publishers, San Francisco, EUA, 1998.
- [7] A. Bononi, Optical Networking, Springer-Verlag, London, Reino Unido, 1999.
- [8] W. D. Cornwell, I. Andonovic, Interferometric noise for a single interfer: Comparison between theory and experiment, IEE Electronics Letters, vol. 32, n. 16, pp. 1501-1502, 1996.
- [9] Nam Su Moom, Takahide Sakamoto, Yuichi Takashima, Kazuro Kikuchi, Experimental Verification of Gaussian Approximation Model of Multiple Intraband Crosstalk in Wavelength-Division Multiplexed Networks Using Recirculating Fiber Loop, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, n. 9, pp. 1038-1040, 2001.
- [10] G. Jacobsen, L. Gillner, O. Fransson, On the Use of OSNR for BER Monitoring in WDM Systems an Optical Networks, Journal of Optical Communications, vol. 21, pp. 20-23, 2000.
- [11] Shoko Ohteru, Noboru Takachio, Optical Signal Quality Monitoring Using Direct Q-Factor Measurement, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, n. 10, pp. 1307-1309, 1999.
- [12] F. Matera, M. Settembre, Role of Q-Factor and of Time Jitter in the Performance Evaluation of Optically Amplified Transmission Systems, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 6, n. 2, pp. 308-316, 2000.
- [13] Seiji Norimatsu, Masanori Maruoka, Accurate Q factor Estimation of Optically Amplified Systems in the Presence of Waveform Distortion, OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 20, n. 1, pp. 19-27, 2002.
- [14] K. Mueller, N. Hanik, A. Gladisch, H.-M. Foisel, C. Caspar, Application of Amplitude Histograms for Quality of Service Measurements of Optical Channels and Fault Identification, ECOC 99, pp. 707-708, Nice, França, 1999.
- [15] N. Hanik, A. Gladisch, C. Caspar, B. Strebel, Applications of Amplitude Histograms to Monitor Performance of Optical Channels, IEE Electronic Letters, vol. 35, n. 5, pp. 403-404, 1999.
- [16] 588 I. Shake, H. Takara, S. Kawanishi, Y. Yamabayashi, Optical Signal Quality Monitoring Method Based on Optical Sampling, IEE Electronics Letters, vol. 34, n. 22, pp. 2152-2153, 1998.
- [17] Ippei Shake, Hidehiko Takara, Kentaro Uchiyama, Yoshiaki Yamabayashi, Quality Monitoring of Optical Signals Influenced by Chromatic Dispersion in a Transmission Fiber Using Averaged Q-Factor Evaluation, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, n. 4, pp. 385-387, 2001.
- [18] Richard Habel, Kim Roberts, Alan Solheim, James Harley, Optical Domain Performance Monitoring, OFC 2000, WK3-1, pp. 174-175, Baltimore, EUA, 2000.
- [19] Y. C. Chung, Optical Monitoring Technique for WDM Networks, IEEE/LEOS Summer Topical Meetings 2000, FC2.2, pp. 43-44, Aventura, EUA, 2000.
- [20] W. H. Chung, H. Y. Tam, M. S. Demokan, P. K. A. Wai, Wavelength and Power Monitoring of DWDM Networks using Scanning F-P Filter and F-P Laser, 14 th IEEE LEOS Annual Meeting, MD3, pp. 28-29, San Diego, EUA, 2001.
- [21] Dong-Ho Lee, Sang-Rok Lee, Byung-Ho Yoon, Moo-Jung Chu, Jae-Keun Kim, In-Service Performance Monitoring of Optical Amplifiers Utilizing Band-Rejection Filter, Cleo Pacific Rim 99, pp. 718-719, Seoul, Coreia, 1999.
- [22] K. Otsuka, T. Maki, Y. Sampei, Y. Tachikawa, N. Fukushima, T. Chikama, A High-Performance Optical Spectrum Monitor with High-Speed Measuring Time for WDM Optical Networks, ECOC 97, pp. 147-150, Nice, França, 1997.
-

-
- [23] H. Suzuki, N. Takachio, Optical Signal Quality Monitor Built into WDM Linear Repeaters using Semiconductor Arrayed Waveguide Grating Filter Monolithically Integrated with Eight Photodiodes, *IEE Electronics Letters*, vol. 10, n. 35, pp. 836-837, 1999.
- [24] M. Teshima M. Koga, K. Sato, Multiwavelength Simultaneous Monitoring Circuit Employing Wavelength Crossover Properties of Arrayed-Waveguide Grating, *IEE Electronics Letters*, vol. 31, n. 18, pp. 1595-1597, 1995.
- [25] K. J. Park, S. K. Shin, Y. C. Chung, A Simple Monitoring Technique for WDM Networks, *OFC 1999*, FJ3-1, pp. 152-154, San Diego, EUA, 1999.
- [26] C. J. Youn, S. K. Shin, K. J. Park, H. G. Woo, Y. C. Chung, Optical Frequency Monitoring Technique using Arrayed-Waveguide Grating and Pilot Tones, *Optoelectronics and Communication Conference - OECC*, Chiba, Japão, 2000.
- [27] Giammarco Rossi, Timothy E. Dimmick and Daniel J. Blumentahal, Optical Performance Monitoring in Reconfigurable WDM Optical Networks Using Subcarrier Multiplexing, *OSA/IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, n. 12, pp. 1639-1648, 2000.
- [28] Giammarco Rossi, Daniel J. Blumenthal, Optical SNR Monitoring in Optical Networks using SubCarrier Multiplexing, *ECOC 99*, 3.17, pp. 227-228, Munique, Alemanha 1999.
- [29] S. K. Shin, K. J. Park, Y. C. Chung, A novel Optical Signal to Noise Ratio Monitoring Technique for WDM Networks, *OFC99*, WK6, pp. 182-184, San José, EUA, 1999.
- [30] M. Rasztoivits-Wiech, M. Danner, W. R. Leeb, Optical Signal-to-Noise Ratio Measurement in WDM Networks, *ECOC 98*, pp. 549-550, Madrid, Espanha, 1998.
- [31] J. H. Lee, D. K. Jung, C. H. Kim, Y. C. Chung, OSNR Monitoring Technique Using Polarization-Nulling Method, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, n. 1, pp. 88-90, 2001.
- [32] A. Farbert, J. P. Elbers, H. Bock, R. Neuhauser, C. Glingener, Practical Method to Measure Optical SNR in Multi Terabit Systems, 14 th IEEE LEOS Annual Meeting, MD2, pp. 26-27, San Diego, EUA 2001.
- [33] António Teixeira, Paulo André, Mário Lima, José da Rocha, J. Pinto, Characterization of High Bit Rate Optical Signals by Low Rate Asynchronous Sampling, *LEOS 2002*, Glasgow, Reino Unido, Novembro 2002.
- [34] P. S. André, A.L.J. Teixeira, M.J.N. Lima, J.L. Pinto, J.R.F. da Rocha, Optical Performance Monitor Based on Asynchronous Detection, 14 th IEEE LEOS Annual Meeting, pp. 30-31, San Diego, EUA, 2001.
- [35] P. S. André and J. L. Pinto, A. L. J. Teixeira, M. J. N. Lima and J. F. da Rocha, Bit error rate assessment in DWDM transparent networks using optical performance monitor based in asynchronous sampling, *OFC 2002*, ThGG95, pp. 749-750, Anaheim, EUA, 2002.
- [36] T. Takahashi, M. Aoyama, M. Murakami, M. Ameniya, Modelling of intersymbol interference effect on signal to noise ratio measurement in long haul optical amplifier systems, *IEE Electronics Letters*, vol. 31, n. 25, pp. 2195-2197, 1995.
- [37] C. J. Anderson, J. A. Lyle, Technique for evaluating system performance using Q in numerical simulations exhibiting intersymbol interference, *IEE Electronics Letters* vol. 30, n. 1, pp. 71-72, 1994.
- [38] E. G. Shapiro, M. P. Fedoruk, S. K. Turitsyn, Numerical estimate of BER in optical systems with strong patterning effects, *IEE Electronics Letters*, vol. 37, n. 11, pp. 1179-1180, 2001.
- [39] M. Rasztoivits-Weich, K. Studer, W. R. Leeb, Bit error probability estimation algorithm for signal supervision in all-optical networks, *IEE Electronics Letters*, vol. 35, n. 20, pp. 1754-1755, 1999.
- [40] Neal S. Bergano, F. W. Kerfoot, C. R. Davidson, Margin Measurements in Optical Amplifiers Systems, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, n. 3, pp. 304-306, 1993.
- [41] P. S. André, A. L. J. Teixeira, Teresa Almeida, M. Pousa, J. F. da Rocha and J. L. Pinto, Optical signal quality monitor for transparent DWDM networks based on asynchronous sampled histograms, *OSA Journal of Optical Networks*, vol. 1, n.3, pp. 118-128, 2002.
-

Capítulo 8

Conclusões e trabalho futuro

8.1. Conclusões do trabalho realizado

Nesta tese, apresentaram-se numa estrutura de oito capítulos, temas relacionados com a comutação óptica, conversão do comprimento de onda e análise óptica de desempenho em sistemas multicomprimento de onda, na área de componentes optoelectrónicos para redes fotónicas transparentes.

No capítulo 2, foi estudada a propagação em fibra óptica monomodo. Foram caracterizados, com particular relevo, os efeitos não lineares da fibra, tendo sido obtidos experimentalmente os valores de $2.93 \times 10^{-11} \text{ m W}^{-1}$, $0.540 \times 10^{-13} \text{ m W}^{-1}$ e $2.67 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$, respectivamente para o coeficiente de ganho de Brillouin, valor máximo do coeficiente de ganho de Raman e índice de refração não linear. Os resultados da caracterização permitiram simular a fibra óptica a partir de uma equação de propagação. A contribuição mais relevante foi o desenvolvimento e aplicação de procedimentos experimentais para a caracterização dos efeitos não lineares da fibra.

No capítulo 3 e como suporte do trabalho de simulação numérico posteriormente realizado, foram desenvolvidos e apresentados modelos que representam o funcionamento

de diversos componentes optoelectrónicos, nomeadamente lasers semicondutores, moduladores, amplificadores ópticos, fotodíodos e redes de Bragg. Foram medidos experimentalmente os parâmetros físicos utilizados nesse modelos dos componentes.

No capítulo 4, foram implementados diversos demonstradores e protótipos de nós ópticos de extracção e inserção de canais, baseados em redes de Bragg gravadas em fibras ópticas, tendo-se estudado as suas características de transparência por simulação e experimentalmente. Um nó óptico sintonizável foi, também, implementado, utilizando um método híbrido de sintonia de redes de Bragg, baseado na sintonia por temperatura e por deformação provocada pelo efeito da temperatura num suporte de Alumínio. O coeficiente de sintonia assim obtido foi de $44.37 \text{ pm } ^\circ\text{C}^{-1}$.

No capítulo 5, especificou-se e implementou-se um nó óptico de cruzamento de canais estritamente não bloqueante com duas portas de entrada, duas portas de saída e uma porta tributária. Foram derivadas as matrizes de comutação para a arquitectura utilizada. As características do desempenho, comutação e encadeamento foram estudadas por simulação numérica e experimentalmente numa rede multicomprimento de onda com quatro canais modulados a 2.48832 Gbit/s, espaçados de 200 GHz e com uma distância total de propagação de 82 km (25 km + 25 km + 20 km + 12 km).

No capítulo 6, foi analisada a conversão óptica de comprimento de onda. Foi estudada, com maior detalhe, a modulação cruzada do ganho em amplificadores ópticos semicondutores reflectivos. Esta técnica foi implementada experimentalmente, após caracterização do amplificador óptico utilizado e foi testada na conversão de um sinal com um ritmo de transmissão de 2.48832 Gbit/s, num intervalo de conversão de 30 nm, envolvendo a conversão para comprimentos de onda maiores e menores do que o do sinal original. Nestas condições, foram optimizados os sinais de entrada por forma a maximizar o factor Q do sinal convertido. Esta optimização permitiu concluir que a razão entre a potência óptica do sinal de prova e a potência óptica do sinal de bombeamento deve ser de $\sim 9 \text{ dB}$, para as condições de funcionamento utilizadas.

No capítulo 7, desenvolveu-se uma metodologia para analisar o desempenho de um canal óptico, utilizando histogramas de amplitude assíncronos. Desenvolveu-se um modelo que permite relacionar a forma do histograma com as características dos impulsos ópticos,

tais como ruído, forma do impulso e tempo de subida/descida. Foi, também, utilizada uma técnica que relaciona directamente os dados do histograma com a respectiva taxa de erros na presença de ruído e dispersão cromática. Os valores estimados são coincidentes com os dados experimentais, com um erro inferior a 5 %.

8.2. Sugestões de trabalho futuro

De forma a responder às necessidades das sociedades modernas, as redes de telecomunicações devem fornecer elevados ritmos de transmissão e um elevado grau de robustez, de modo a garantirem serviços fiáveis.

Mantendo esta necessidade como imperativo, apresentam-se em seguida alguns tópicos que são susceptíveis de serem aprofundados, no seguimento dos desenvolvimentos efectuados nesta tese:

- Continuação do estudo e implementação de redes Bragg gravadas em fibras ópticas, em sistemas de comunicações ópticas WDM. Tendo como objectivo a utilização das redes de Bragg na compensação da dispersão cromática, equalização do ganho dos amplificadores ópticos e filtros de polarização. Este estudo irá usufruir do sistema de gravação de redes de Bragg em fibras ópticas implementado no Departamento de Física da Universidade de Aveiro.
- Continuação da investigação da conversão óptica transparente de comprimento de onda, explorando técnicas de conversão baseadas nas não linearidades em amplificadores ópticos semicondutores que permitam a conversão de sinais com elevados ritmos de transmissão (≥ 40 Gbit/s).
- Desenvolvimento do estudo da monitorização óptica do desempenho em sistemas multic comprimento de onda, testando numa rede comercial as soluções propostas neste capítulo e testadas em ambiente laboratorial.

Anexo A

Potência óptica em dBm

A perda e o ganho dos componentes ópticos utilizados em sistema fotónicos são, usualmente, expressos em dB. Assim, é útil exprimir a potência óptica do sinal através de uma unidade logarítmica. Convencionalmente é utilizado o dBm, sendo este uma unidade derivada do decibel que utiliza o valor de 1 mW como nível de referência:

$$P(\text{dBm}) = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{\text{Entrada}}(\text{W})}{1 \text{ mW}}\right) \quad (\text{A.1})$$

Nesta escala, a potência óptica de 1 mW corresponde a 0 dBm, e consequentemente todas as potências ópticas inferiores a 1 mW serão negativas e todas as potências ópticas superiores a 1 mW serão positivas.

De referir que o uso de dB pode ser ambíguo em sistemas de comunicações ópticas porque é usual coexistirem variações na potência óptica antes da detecção e variações na potência do sinal eléctrico após a detecção. Consideremos, por exemplo, um sinal óptico de 1 mW que incide num detector com uma responsividade de 1 A/W. Se a potência do sinal óptico for reduzida de 1 mW para 0.5 mW, o que corresponde uma diminuição de 3 dB na potência óptica, implica uma diminuição de 1 mA para 0.5 mA na corrente eléctrica no detector. Como a potência do sinal eléctrico é proporcional ao quadrado da corrente eléctrica, então a diminuição da potência eléctrica será de 6 dB. Assim, uma diminuição de 1 dB óptico (dB_{opt}) corresponde a uma diminuição de 2 dB eléctricos (dB_{ele}).

Bibliografia

Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2ª Ed., Academic Press, San Diego, EUA, 1995.

Anexo B

Propriedades físicas da Sílica

Na tabela B.1 são apresentadas as propriedades físicas da Sílica, nomeadamente, mecânicas, eléctricas e ópticas.

Tabela B.1 – Propriedades da Sílica.

Designação	Símbolo	Valor	Unidade
Temperatura de transição vítrea	T_g	1100	°C
Densidade	ρ	2.20	Kg dm ⁻³
Coefficiente de expansão térmica	α_Λ	0.55×10^{-6}	°K ⁻¹
Coefficiente termo - óptico	α_n	8.60×10^{-6}	°K ⁻¹
Módulo de Young	Y	73.1	GPa
Dureza	VH	461	Kg mm ⁻²
Coefficiente de Poisson	ν_p	0.17	-
Conductividade eléctrica a 20 °C	$-\log \sigma$	13	-
Índice de refração a 589 nm	n	1.458	-
Variacão térmica do índice de refração	dn/dT	10.0×10^{-6}	°K ⁻¹

Bibliografia

Andreas Othonos, Kyriacos Kalli, Fiber Bragg Gratings, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing, Artech House, Norwood, 1999.

Properties of Chalcogenide Glasses, Jas Sanghera, Postgraduate short course, Florianopolis, Brasil, Abril 2000.

ICTP, ICO, OSA, Winter college on optics and photonics, Trieste, Itália, Fevereiro 2000.

Anexo C

Esfera de Poincaré

É difícil realizar a medição do campo eléctrico associado a sinais ópticos parcialmente polarizados, tendo sido desenvolvidas várias técnicas que expressam a polarização em função da potência óptica, utilizando-se para o efeito o vector de Stokes. O vector de Stokes é um vector multi-dimensional e os seus elementos descrevem a potência óptica de um sinal, segundo determinados estados de polarização de referência.

Os parâmetros de Stokes (S_0, S_1, S_2, S_3) permitem representar univocamente o estado de polarização de um sinal e têm o seguinte significado em termos da potência óptica do sinal: S_0 é a potência óptica total (polarizada e despolarizada); S_1 é a diferença entre a potência óptica que passa por um polarizador linear horizontal e por um polarizador linear vertical; S_2 é diferença entre a potência óptica que passa por um polarizador linear colocado segundo um angulo de $+45^\circ$ e por um polarizador linear colocado segundo um angulo de -45° e S_3 é a diferença entre a potência óptica que passa por um polarizador circular direito e por um polarizador circular esquerdo.

Os parâmetros de Stokes normalizados são obtidos através da divisão dos parâmetros S_1, S_2, S_3 pelo parâmetro S_0 e podem ser relacionados com o campo eléctrico do sinal óptico pelas seguintes expressões:

$$\frac{S_1}{S_0} = \frac{|E_x|^2 - |E_y|^2}{|E_x|^2 + |E_y|^2} \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{S_2}{S_0} = \frac{2 \cdot \text{Re}[E_x \cdot E_y^*]}{|E_x|^2 + |E_y|^2} \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{S_3}{S_0} = \frac{2 \cdot \text{Im}[E_x \cdot E_y^*]}{|E_x|^2 + |E_y|^2} \quad (\text{C.3})$$

onde E_x é o campo eléctrico segundo a direcção horizontal e E_y é o campo eléctrico segundo a direcção vertical. Os parâmetros de Stokes normalizados podem ser associados a um sistema de coordenadas cartesianas, tal como esquematizado na figura C.1.

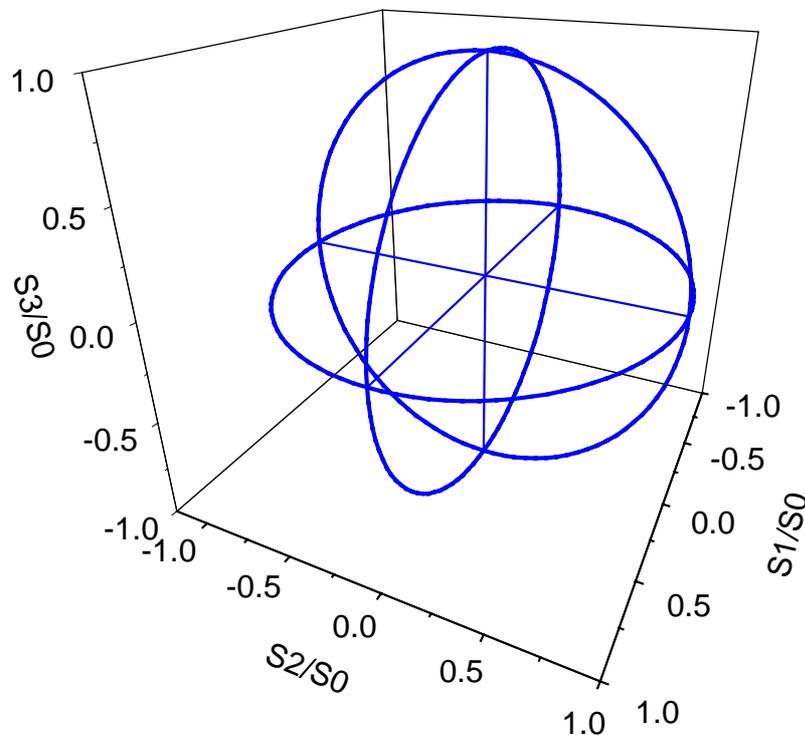


Figura C.1 – Esfera de Poincaré

Os estados circulares de polarização ocupam os pólos da esfera: no pólo norte a polarização circular direita ($S_3 = 1$) e no pólo sul a polarização circular esquerda ($S_3 = -1$). Os estados elípticos esquerdos e direitos distribuem-se continuamente respectivamente pelos hemisférios sul e norte. Sobre o equador encontram-se representados os estados de polarização linear, desde o estado horizontal ($S_1 = 1$) até ao estado vertical ($S_1 = -1$).

Bibliografia

Christian Henschel, Joachim Vobis, Loren Stokes, Paul Hernday, Val McOmber, Douglas M. Barney, Wayne V. Sorin, Josef Beller, Christopher M. Miller, Stephen W. Hinch, Fiber Optic Test and Measurement, Prentice Hall PTR, Nova Jersey, 1998.

Eugene Hecht, Óptica, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, 1991.

Craig D. Poole, David L. Favin, Polarization Mode Dispersion Measurements Based on Transmission Spectra Through a Polarizer, Journal of Lightwave Technology, vol. 12, n. 6, pp. 917-929, 1994.

Anexo D

Plano da ITU de alocação de frequências

A União Internacional de Telecomunicações define, na norma G.692, os valores nominais para as frequências ópticas dos canais num sistema WDM. Estas frequências estão ancoradas a uma frequência de referência de 193.1 THz.

Tabela D.1 – Tabela de alocação de frequência ITU.

Comprimento de onda (nm)	Frequência (THz)	Canal ITU	Comprimento de onda (nm)	Frequência (THz)	Canal ITU
1531.12	195.8	58	1547.72	193.7	37
1531.90	195.7	57	1548.51	193.6	36
1532.68	195.6	56	1549.32	193.5	35
1533.47	195.5	55	1550.12	193.4	34
1534.25	195.4	54	1550.92	193.3	33
1535.04	195.3	53	1551.72	193.2	32
1535.82	195.2	52	1552.52	193.1	31
1536.61	195.1	51	1553.33	193.0	30
1537.40	195.0	50	1554.13	192.9	29
1538.19	194.9	49	1554.94	192.8	28
1538.98	194.8	48	1555.75	192.7	27
1539.77	194.7	47	1556.75	192.6	26
1540.56	194.6	46	1557.36	192.5	25
1541.35	194.5	45	1558.17	192.4	24
1542.14	194.4	44	1558.98	192.3	23
1542.94	194.3	43	1559.79	192.2	22
1543.73	194.2	42	1560.61	192.1	21
1544.53	194.1	41	1561.42	192.0	20
1545.32	194.0	40	1562.23	191.9	19
1546.12	193.9	39	1563.05	191.8	18
1546.92	193.8	38	1563.86	191.7	17

Na tabela D.1 apresentam-se as frequências ópticas, os comprimentos de onda e o número atribuído pela ITU para os canais, da grelha com um espaçamento entre canais de 100 GHz. A sombreado, assinalam-se as frequência utilizadas na grelha com um espaçamento de 200 GHz.

Bibliografia

ITU – T, Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers, ITU-T Recommendation G.692, 1998.
