Esquemas de Multiplexagem de Sensores de Fibra Óptica

António Barbosa Lobo Ribeiro

(Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto)

Tese de Doutoramento

na

Especialidade de Electromagnetismo e Electrónica

submetida à Universidade do Porto

Outubro 1996

Tese realizada sob a supervisão de

Doutor José Luís Campos de Oliveira Santos

Professor Auxiliar da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

(Departamento de Física)

"Don't fear failure, don't crave for success. Just immerse yourself in the problem and work hard. The true reward is not in the results but in the doing."

Wilson Greatbatch (inventor do pacemaker)

À Carolina

e ao

Ricardo

Agradecimentos

Ao meu supervisor e acima de tudo amigo, *José Luís Santos*, por acreditar e me fazer acreditar numa altura conturbada da minha vida, que este desafio era possível. O seu contínuo apoio, orientação e motivação ao longo de todo o trabalho, bem como nos momentos mais difíceis, foram sem sombra de dúvida os verdadeiros catalisadores desta tese. A sua criatividade, conhecimento e qualidade científica que me soube transmitir, proporcionaram, não só uma nova visão sobre certos problemas desta área de investigação, como também um crescente interesse pela mesma. Tenho ainda de lhe agradecer a leitura e as correcções sugeridas a este manuscrito.

Ao *Professor David A. Jackson*, do Departamento de Física da Universidade de Kent, UK, por me ter possibilitado trabalhar no seu Grupo, de grande prestígio internacional na área dos sensores de fibra óptica, pelo apoio científico que sempre me dedicou desde o tempo em que fui seu aluno de Mestrado, e também pela preciosa colaboração em boa parte do trabalho apresentado nesta tese.

Ao meu bom amigo *Ramón Fernández de Caleya*, pelo contínuo apoio que sempre me demonstrou, pelas estimulantes discussões científicas que tivemos e, acima de tudo, por algo que me exprimiu aquando duma das minhas longas estadias em Inglaterra. Meu bom amigo, agradeço-te por isso e… não me esqueci do “Marcial”!

Ao meu amigo e colega *Luís Alberto Ferreira*, pelas sugestões oportunas, pelo apoio científico e humano que dedicou em algumas das experiências deste trabalho, e também pela calma e paciência com que me aturou durante todo este tempo.

Ao *Prof. Doutor António Pereira Leite*, pelas oportunidades que me proporcionou durante o meu percurso académico e pela “escola” que criou, sendo um exemplo ao longo de todos estes anos. Tenho ainda de lhe agradecer as correcções sugeridas à versão final deste manuscrito.

A todos os meus colegas do *Grupo de Optoelectrónica do INESC*, em especial aos meus amigos e colegas *João Sousa* e *Pedro Cavaleiro*, pelo apoio pronto e interesse que sempre demonstraram.

À *Junta Nacional de Investigação Científica* (*JNICT*), por me ter concedido uma bolsa de doutoramento que permitiu a minha dedicação a tempo inteiro ao trabalho científico, bem como a possibilidade de participação em conferências e a realização de estágios na Universidade de Kent.

Ao *Centro de Optoelectrónica do INESC Porto*, pelos excelentes meios laboratoriais que desde sempre me disponibilizou para que eu pudesse realizar algumas das experiências.

Ao meu sempre amigo e tio *Alfredo Lobo Ribeiro*, pelo incentivo, inspiração e apoio incansável que sempre me dedicou ao longo destes anos.

Aos meus pais, *Ramiro e Evanina*, por me encorajarem e apoiarem desde muito novo o meu gosto pelas ciências naturais e exactas.

De um modo muito especial à minha esposa *Carolina*, pela notável paciência, compreensão e enorme carinho que sempre ofereceu, mesmo nos momentos mais difíceis para ambos.

Sumário

Neste trabalho descreve-se o estudo efectuado sobre alguns esquemas de multiplexagem e processamento de sinal de sensores de fibra óptica.

Nos dois capítulos iniciais, é apresentada uma perspectiva genérica sobre os vários tipos de sensores de fibra óptica, funções de transferência respectivas e sensibilidades primárias, bem como uma descrição das fontes ópticas mais utilizadas neste contexto. De seguida, procede-se a uma análise sistemática e comparativa dos diversos tipos de topologias, endereçamentos e técnicas de processamento usadas em redes de sensores de fibra óptica, incluindo também os recentes sensores baseados em redes de difracção em fibra óptica (sensores de Bragg).

Nos dois capítulos seguintes, são estudados dois esquemas de multiplexagem de redes de sensores do tipo interferométrico e de intensidade, em que se consideram factores tais como a topologia da rede, e os métodos de endereçamento e de processamento de sinal. As análises englobam tópicos tais como o balanço de potência da rede, sensibilidade dos sensores, níveis de "crosstalk", e técnica de desmodulação.

Os restantes capítulos, descrevem o trabalho teórico e experimental em esquemas de multiplexagem com sensores de Bragg. São estudadas novas técnicas de processamento de sinal para este tipo de sensores, bem como tipos de topologias e respectivas combinações, sensibilidades dos sensores, balanço de potência das redes, níveis de "crosstalk" e as respostas dos sensores a diferentes grandezas físicas.

De um modo geral, são também equacionadas as vantagens e desvantagens relativas às soluções de multiplexagem investigadas.

Sommaire

Dans ce travail on décrit l'étude effectuée sur quelques schémas de multiplexage et traitement de signal de capteurs en fibre optique.

Dans les deux premiers chapitres, on donne une perspective générique sur les types de capteurs en fibre optique, les respectives fonctions de transfèrement et sensibilités et aussi sur le type d'émetteurs optiques plus utilisés. Ensuite, on procède à une analyse systématique et comparative des plusieurs types de topologies, d'adresses et de techniques de traitement utilisées en réseaux de capteurs en fibre optique, y compris les récents capteurs basés sur des réseaux de diffraction en fibre optique (capteurs de Bragg).

Dans les chapitres suivants, on étudie deux schémas de multiplexage en réseaux de capteurs du type interférométrique et d'intensité où on considère des facteurs comme la topologie de réseau, la méthode d'adresse et de traitement de signal. Les analyses englobent des topiques comme le bilan de puissance de réseau, la sensibilité des capteurs, les niveaux de "crosstalk" el la méthode de démodulation.

Les autres chapitres décrivent le traivail théorique et expérimental en schémas de multiplexage avec des capteurs de Bragg. On y étudie de nouvelles techniques de traitement de signal pour ce type de capteurs ainsi que des types de topologie et leurs combinaisons, des sensibilités des capteurs, le bilan de puissance des réseaux, des niveaux de "crosstalk" et des réponses des capteurs à des différentes grandeurs physiques.

D'une façon générale, on considère aussi les avantages et des désavantages relatives aux solutions de multiplexage recherchées.

Summary

In this work, the study performed on optical fibre sensing multiplexing and signal processing schemes is described.

The first two chapters, are dedicated to generic descriptions concerning optical fibre sensor types, their transfer functions and associated sensitivities. Next, a systematic and comparative analysis of the multiplexing solutions that have been proposed in the literature is presented, including the most recent fibre Bragg grating sensing networks.

The third and fourth chapters describe a theoretical and experimental study performed on two multiplexing topologies incorporating interferometric and intensity based fibre optic sensors, considering factors such as network topology, addressing scheme and interrogation technique. Topics such as network power budget, sensor sensitivity, sensor crosstalk and schemes of signal processing for its recovery are also addressed.

The following chapters describe the theoretical and experimental work performed on fibre Bragg grating sensor multiplexing schemes. New demodulation techniques for this kind of sensors are studied and implemented, the problems concerning the network topology, network power budget, sensor sensitivity, crosstalk levels and sensor response to several physical measurands being also analysed. The relative merits of all the multiplexing solutions investigated are also addressed.

Índice Temático

Agradecimentos ... vii
Sumário ... ix
Índice Temático ... xi

1. Sensores de Fibra Óptica ... 1

1.1 Introdução ... 1
1.2 Classificação dos Sensores ... 3
1.3 Sensores de Intensidade ... 6
1.4 Sensores Interferométricos ... 7
1.4.1 Interferómetros de Duas Ondas ... 8
1.4.2 Interferómetros de Ondas Múltiplas ... 13
1.4.3 Sensibilidade às Interações Físicas ... 19
1.5 Fontes Ópticas ... 22
1.5.1 Fontes Monocromáticas ... 22
1.5.2 Fontes de Baixa Coerência ... 23
1.5.3 Díodos Superluminescentes (SLD) ... 24
1.5.4 Fontes Laser e Superfluorescentes em Fibra Óptica ... 24
1.5.5 Díodos Laser Multimodo ... 25
1.6 Aplicações e Estado Actual da Arte ... 26
Referências ... 29

2. Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Óptica ... 33

2.1 Considerações Gerais ... 33
2.2 Topologias de Rede ... 34
2.3 Técnicas de Endereçamento ... 39
2.3.1 Endereçamento Temporal ... 39
2.3.2 Endereçamento em Frequência ... 39
2.3.3 Endereçamento em Comprimento de Onda ... 41
2.3.4 Endereçamento em Coerência ... 42
2.3.5 Endereçamento Espacial ... 42
2.3.6 Endereçamento por Códigos Pseudo-Aleatórios ... 43
2.4 Técnicas de Processamento ... 44
2.5 Multiplexagem e Processamento de Sensores de Bragg ... 46
Referências ... 53

3. Multiplexagem Temporal de Sensores Interferométricos e de Intensidade Distribuídos em Topologia Progressiva ... 59

3.1 Descrição do Sistema ... 59
3.2 Desenho e Balanço de Potência da Rede ... 61
3.3 Avaliação da Sensibilidade dos Sensores ... 69
3.4 Influência da Amplitude de Modulação da Fonte Óptica no Processamento do Sinal de Fase ... 76

3.5 Implementação Experimental ... 80
3.6 Resultados Experimentais e Respectiva Análise ... 82
Referências ... 91

4. Multiplexagem Espacial de Sensores Interferométricos com Leitura em Coerência ... 93

4.1 Descrição do Sistema ... 93
4.2 Interrogação em Coerência com Radiação Multimodo ... 94
4.3 Desenho da Rede ... 98
4.4 Processamento de Sinal com Dois Comprimentos de Onda ... 101
4.5 Implementação Experimental ... 106
4.6 Resultados Experimentais e Respectiva Análise ... 109
Referências ... 113

5. Multiplexagem em Comprimento de Onda de Sensores de Bragg ... 115

5.1 Considerações Gerais ... 115
5.2 Desmodulação Utilizando um Par “Sensor-Receptor” de Bragg ... 116
5.2.1 Avaliação da Potência Óptica do Sinal Detectado ... 117
5.2.2 Análise da Sensibilidade em Comprimento de Onda dos Sensores ... 121
5.2.3 Comprovação Experimental da Curva de Sensibilidade ... 124
5.3 Implementação da Rede de Sensores de Bragg ... 128
5.4 Resultados Experimentais e Respectiva Análise ... 129
5.5 Desmodulação Passiva Utilizando um Filtro Bicónico em Fibra ... 132
5.5.1 Desenho do Filtro Bicónico ... 132
5.5.2 Avaliação da Potência do Sinal Desmodulado ... 136
5.5.3 Demonstração Experimental ... 138
Referências ... 140

6. Multiplexagem em Comprimento de Onda com Desmodulação em Frequência de Sensores de Bragg ... 143

6.1 Descrição do Sistema ... 143
6.2 Esquema de Desmodulação ... 144
6.3 Demonstração Experimental da Rede de Sensores ... 148
6.4 Análise da Medição Simultânea de Temperatura e Deformação ... 152
Referências ... 156

7. Multiplexagem Mista de Sensores de Bragg com Desmodulação Interferométrica Pseudo-Heterodina ... 157

7.1 Descrição dos Sistemas ... 157
7.2 Desmodulação Interferométrica de Sensores de Bragg ... 159
7.2.1 Processamento Pseudo-Heterodino Com Compensação de Flutuações ... 163
7.3 Avaliação da Sensibilidade da Rede TDM+SDM ... 164
7.4 Implementação Experimental da Rede TDM+SDM ... 171
7.4.1 Resultados Experimentais e Respectiva Análise ... 172
7.5 Implementação Experimental da Rede TDM+SDM+WDM ... 177
7.5.1 Resultados Experimentais e Respectiva Análise ... 179
Referências ... 183

8. Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro ... 185

1

Sensores de Fibra Óptica

1.1 Introdução

A área da instrumentação e medição, nomeadamente no que diz respeito ao desenvolvimento de sensores, é uma das que mais rapidamente se tem expandido nos últimos anos. Com a proximidade do século XXI, a necessidade de integração de sensores de elevada qualidade nos mais sofisticados sistemas de medição e controle torna-se evidente. Em paralelo com o desenvolvimento acelerado de sensores baseados em tecnologia microelectrónica, outros sensores com suporte em técnicas ópticas têm também progredido significativamente durante os últimos anos, em particular desde o aparecimento das fibras ópticas (1).

Antes do início dos anos 70, a principal aplicação das fibras ópticas era em instrumentos endoscópicos(2) que são usados frequentemente em procedimentos clínicos para observar o interior do corpo humano. Quase na mesma altura, houve um interesse crescente na possibilidade de usar as fibras ópticas em sistemas de comunicação, tirando partido da sua elevada largura de banda, o que possibilitaria um número mais elevado de utilizadores simultâneos suportados por um único canal de transmissão comparativamente aos sistemas de comunicação tradicionais (baseados nas tecnologias de cobre ou das microondas). Como resultado de investigação intensiva levada a cabo nos países mais desenvolvidos, foram conseguidos grandes progressos na produção de fibras ópticas com baixas perdas, o mesmo acontecendo relativamente às fontes e detectores ópticos. A investigação em torno de vários aspectos das comunicações ópticas continua hoje extremamente activa, especialmente devido à necessidade de se obter sistemas eficientemente rápidos que suportem grandes quantidades de informação.

No caso dos sensores ópticos a situação foi bastante diferente, pois os métodos ópticos para aplicações de monitorização estavam já bem estabelecidos muito antes dos anos 70. Estes sensores exploravam uma vasta gama de mecanismos, desde simples interruptores ópticos baseados na ocultação do feixe de luz, até sofisticada interferometria óptica. Uma característica comum à maior parte destes instrumentos ópticos é serem bastante delicados, no sentido de que se o alinhamento óptico é perturbado o desempenho do aparelho rapidamente se degrada, com a consequência de, apesar de possuírem um desempenho elevado, serem poucos os que passavam da fase laboratorial. A fibra óptica veio permitir ligações flexíveis entre os diversos instrumentos ópticos, eliminando praticamente os problemas de desalinhamento e permitindo, ao mesmo tempo, a monitorização remota. Por outro lado, muitos destes equipamentos têm vindo a ser gradualmente apetrechados com os mais variados componentes desenvolvidos pela indústria optoelectrónica, dando lugar ao aparecimento de uma nova classe de sensores ópticos: os sensores de fibra óptica (3,4,5,6). Nestes, se uma grandeza física como, por exemplo, a temperatura, actuar sobre as propriedades físicas da fibra óptica, as características da radiação que se propaga na fibra óptica serão modificadas possibilitando, em princípio, e através de uma leitura adequada dessas alterações, a determinação das variações dessa grandeza física. A sua versatilidade é assinalável, dado que a radiação é caracterizada por um conjunto de parâmetros independentes, como sejam a intensidade, a frequência óptica, a fase e a polarização, todos potencialmente sensíveis às mais variadas grandezas físicas.

Os primeiros sensores de fibra óptica que foram propostos, e que se podem considerar como os marcos do início desta nova área da instrumentação, foram um giroscópio (7) e um sensor de corrente eléctrica (8). Estas experiências demonstraram que as fibras ópticas possuíam um elevado potencial a explorar nas mais diversas aplicações de medição. O caso do giroscópio demonstrou que se podiam construir interferómetros ópticos totalmente em fibra óptica; no caso do sensor de corrente eléctrica, mostrou-se que um único cabo de fibra óptica poderia simultaneamente ser usado como sensor e como canal flexível de transmissão, permitindo assim, que as medições pudessem ser realizadas em ambientes hostis. Em ambos os casos, o parâmetro de interesse (isto é, o mensurando) interage directamente com a fibra óptica, produzindo alterações na radiação guiada. Subsequentemente a estas experiências iniciais, a gama de grandezas físicas que podem ser medidas com sensores de fibra tem vindo a crescer rapidamente, bem como o número de mecanismos transdutores que têm vindo a ser explorados. Alguns dos atributos dos sensores de fibra óptica que os tornam uma alternativa técnica atraente relativamente aos sensores electrónicos convencionais são: a sua imunidade a interferências electromagnéticas; o facto de serem totalmente passivos electricamente, o que os torna intrinsecamente seguros; baixo consumo de potência eléctrica; a sua resistência a altas temperaturas (devido ao facto de serem primariamente fabricados a partir da sílica); dimensões e peso reduzidos; grande largura de banda e a possibilidade de multiplexagem óptica e eléctrica.

A perspectiva inicial desta tecnologia foi a de que tinha amplas aplicações num largo espectro de sensores industriais. No entanto, e essencialmente devido aos custos elevados, essa visão foi largamente modificada de maneira a realçar as vantagens da monitorização óptica em nichos especiais de mercado, tais como os da instrumentação médica, sistemas de segurança críticos da defesa e da aeronáutica, monitorização ambiental, e muito recentemente, a construção civil. O avanço desta área deve muito ao desenvolvimento das fibras ópticas e dos dispositivos optoelectrónicos que suportam a indústria das telecomunicações. Muitos dos sensores de fibra óptica aproveitam o relativo baixo custo dos componentes optoelectrónicos, particularmente fontes ópticas e detectores. Com a expansão mundial da rede de comunicação por fibra óptica, existe agora uma grande disponibilidade de componentes ópticos e electrónicos de alta qualidade a preços competitivos. Associado a isto, a expansão do mercado optoelectrónico para produtos de consumo doméstico, tais como os leitores de CD e os controladores de infravermelhos de variados sistemas, têm também conduzido a um aumento de nova tecnologia disponível e passível de ser utilizada no desenvolvimento futuro de novos sensores de fibra óptica.

Prevê-se, assim, um aumento do número de aplicações destes sensores e uma maior presença no mercado à medida que o preço dos componentes for descendo. Ao mesmo tempo, é previsível que uma maior receptividade ocorrerá nas áreas em que seja necessário um grande número de sensores de fibra óptica operando simultaneamente. Para isto contribuirão as técnicas de multiplexagem de sensores [9], as quais permitem uma considerável poupança em termos de custo por unidade.

1.2 Classificação dos Sensores

Os sensores de fibra óptica podem ser classificados de várias maneiras. Podem ser, por exemplo, agrupados em duas categorias principais [4,10]:

(1) *Sensores Extrínsecos e/ou Híbridos* - Caracterizados pelo facto do mensurando actuar numa região externa à fibra óptica, isto é, a fibra óptica é usada apenas como canal óptico de transporte da radiação até ao local de monitorização. Neste tipo de sensores é também a fibra que transporta a radiação até ao bloco receptor. Em algumas aplicações, o elemento sensor externo pode ser baseado em tecnologia electrónica, sendo a radiação óptica que é transportada pela fibra convertida em energia eléctrica que será depois codificada pela informação do mensurando. Como este tipo de sensor não é totalmente óptico, embora seja extrínseco é normalmente

designado por *sensor híbrido*. Contudo, na maior parte dos casos em que as tecnologias óptica e electrónica são usadas, as designações de *extrínsecos ou híbridos* são aplicadas indiferentemente. De qualquer forma, em ambos os tipos, a informação proveniente do sensor é depois enviada de novo para a mesma ou outra fibra óptica para posterior processamento.

(2) *Sensores Intrínsecos* - Nesta categoria de sensores o mensurando actua directamente na fibra, alterando uma ou mais propriedades ópticas da radiação guiada. Por outras palavras, o elemento sensor é a própria fibra. Em certas aplicações em que a sensibilidade primária da fibra óptica é baixa, pode revestir-se a fibra com um filme sensível à presença de um mensurando específico [11,12,13], ampliando assim o efeito sobre a radiação que se propaga na fibra. Esta é uma forma indirecta, embora intrínseca, de medir uma grandeza física.

Os sensores de fibra óptica, extrínsecos ou intrínsecos, operam através da modulação de uma (ou mais) das seguintes características da radiação guiada: intensidade, comprimento de onda ou frequência, polarização e fase, cada uma das quais potencialmente sensível a determinadas grandezas físicas [14,15]. Assim sendo, os sensores de fibra óptica podem ser subdivididos e classificados de uma forma geral em [10,16] *Sensores de Intensidade* e *Sensores Interferométricos*.

Os sensores de intensidade são, em geral, construídos em fibra multimodo e são baseados na modulação da intensidade ou do comprimento de onda. Por outro lado, os sensores interferométricos, que utilizam normalmente fibra monomodo (fibras ópticas concebidas para guiar um único modo [1]), fazem uso dos mecanismos de interacção baseados na modulação da polarização, do comprimento de onda e da fase. No caso das fibras multimodo, devido aos seus efeitos de dispersão modal e cromática, algumas destas características da radiação não se mantêm após alguns centímetros de caminho óptico, sendo apenas a intensidade o único parâmetro passível de ser modulado. Devemos ter em atenção, no entanto, que um sinal proveniente de um sensor interferométrico que opera, por exemplo, através da modulação do estado de polarização da luz ou do comprimento de onda, continuará a ser proporcional à intensidade da luz que chega ao sistema detector. Isto realça o facto de que fronteiras rigorosas não podem ser facilmente delineadas quando tentamos classificar os sensores de fibra óptica pelos seus mecanismos de modulação ocorrendo, geralmente, uma certa sobreposição dos várias classes [17].

Um resumo dos mecanismos de interacção que podem ser explorados utilizando os sensores de fibra óptica de intensidade e interferométricos é apresentado na Tabela 1.1 (10). Existem ainda sensores de fibra óptica extrínsecos (designados na Tabela 1.1 como *Outros*) que usam a fase ou a frequência óptica como parâmetros de modulação da radiação, e que utilizam fibra óptica multimodo e/ou monomodo. Um exemplo disso são as versões em fibra óptica de anemómetros laser (18,19), radares laser (20) e sistemas holográficos (21).

Sensores de Intensidade	*Sensores Interferométricos*	*Outros*
• Perdas por microcurvaturas • Interrupção do feixe • Acoplamento fibra-fibra • Alteração da bainha da fibra • Reflexão • Absorção • Atenuação • Fluorescência • Variação do comprimento de onda • Espalhamento molecular • Efeitos moleculares (efeitos não lineares) • Campos evanescentes • Polarização	• Alterações dimensionais da fibra • Variação nas constantes optoelásticas • Rotação • Campos magnéticos via alteração das constantes de propagação modais • Polarização • Acoplamento modal • Alteração do caminho óptico	• Deslocamento de Doppler • Variação da frequência óptica por espalhamento da luz • Alteração do caminho óptico externo à fibra

Tabela 1.1- Mecanismos de interacção usados nos diversos tipos de sensores de fibra óptica.

Em geral, o desempenho, em termos da resolução obtida para um dado mensurando por um sensor interferométrico, é muito maior do que a obtida por um sensor de intensidade. A curto prazo, os sensores baseados na modulação da intensidade serão possivelmente os mais atractivos, devido basicamente à sua simplicidade de concepção e ao facto de poderem, até certo ponto, proporcionar sensibilidades elevadas. Por exemplo, conseguem-se obter resoluções superiores a 0.01% da gama de medição sem recurso a técnicas de detecção especiais (4,6). Muitas grandezas físicas podem ser medidas usando tanto sensores interferométricos como sensores de intensidade, sendo a escolha feita tendo em atenção a resolução pretendida e o custo total do sistema. De facto, a tecnologia multimomodo é, comparativamente, menos precisa mas mais acessível em termos de tolerâncias e componentes disponíveis no mercado.

Na Tabela 1.2 encontram-se resumidas algumas das grandezas físicas que podem ser medidas usando sensores de fibra óptica (4,10).

Híbridos (multimodo/monomodo)	*Intensidade* (multimodo)	*Interferométricos* (monomodo)
• Tamanho de partículas	• Pressão	• Pressão
• Turbulência	• Deslocamento	• Deslocamento
• pH	• Deformação	• Deformação
• Posição linear e angular	• Fluxo	• Fluxo
• Pressão	• Interrupção	• Campo magnético
• Aceleração	• Força	• Força
• Deslocamento	• Temperatura	• Temperatura
• Posição	• Vibração	• Vibração
• Campo magnético	• Temperatura distribuída (gradiente)	• Rotação (orientação)
• Temperatura		• Aceleração
• Viscosidade		• Campo Eléctrico
• Vibração		• Corrente e Tensão eléctrica
• Nível de líquido		• Comprimento de onda
• Índice de refracção		• Índice de refracção
• Corrente e Tensão eléctrica		

Tabela 1.2 - Tipos de grandezas físicas que podem ser medidas utilizando sensores de fibra óptica.

1.3 Sensores de Intensidade

Os sensores de intensidade constituíram a primeira geração de sensores de fibra óptica a ser implementada. Como a própria designação indica, a intensidade da radiação que se propaga na fibra é o parâmetro modulado. Em geral, estes sensores são conceptualmente simples, seguros, fáceis de reproduzir e requerem apenas uma modesta quantidade de componentes. Usam normalmente fibra multimodo e díodos emissores de luz (LED), o que os torna atractivos em termos de custo.

Existem várias técnicas de modulação para sensores de intensidade [22], de entre as quais podemos referir a modulação por ocultação [23,24,25], modulação por reflexão [23,22,26] e modulação por perdas na fibra [22,27,28]. Note-se que, num sensor real, a intensidade da radiação que se propaga ao longo da fibra não é totalmente conservada devido a vários efeitos de atenuação. Além disso, flutuações da intensidade da fonte óptica e da sensibilidade do sistema detector, as perdas nos componentes ópticos, etc., introduzem erros no sinal modulado pelo mensurando. Sendo assim, um sensor de intensidade projectado para medições de elevada exactidão deverá incorporar um mecanismo de referência por forma a salvaguardar-se a funcionalidade do sensor da degradação da desempenho dos componentes ópticos e contra as variações das condições ambientais. Deste modo, um sinal óptico de referência deverá ser usado para calibrar a resposta do sensor, estando sujeito à influência do meio ambiente exactamente da mesma forma que o sinal sensor, de maneira a ser maximizada a razão de rejeição de modo comum.

Diversos métodos de referenciação destinados a eliminar ou, pelo menos, atenuar este problema têm sido desenvolvidos. Exemplos disso são o uso de técnicas temporais (29), a utilização de dois ou mais comprimentos de onda (30,31) e o recurso a técnicas diferenciais (32) (conhecidas também por modulação "Q"). Cada uma destas técnicas tem as suas vantagens e desvantagens relativas, podendo-se, no entanto, afirmar que, em geral, muitas delas apresentam diversos problemas de operacionalidade, sendo provavelmente o mais relevante a limitada capacidade de referenciação. Por outro lado, o aumento da complexidade do sistema de alguma forma contraria a inerente simplicidade e baixo custo dos sensores de intensidade.

Recentemente, foi demonstrado um novo esquema de referenciação (33) que funciona para os sensores de intensidade do tipo reflectivo (isto é, em que a fibra de iluminação do sensor é também a fibra de retorno), o qual, sendo conceptualmente simples, permite também a monitorização simultânea e independente da temperatura da cabeça do sensor. Este esquema está descrito, em detalhe, no apêndice A.

1.4 Sensores Interferométricos

As fibras ópticas monomodo são usadas na construção de sensores sempre que se pretende uma sensibilidade elevada, ou quando é necessário caracterizar eficazmente a polarização, o comprimento de onda ou a fase. Esta característica das fibras monomodo permite construir interferómetros totalmente em fibra óptica, possibilitando a medição de pequenas variações da fase da radiação que é transmitida ao longo da região de medição. Isto é conseguido comparando a fase do feixe de luz que atravessou a região onde actua o mensurando, com a fase de um outro feixe de radiação proveniente da mesma fonte óptica mas que percorreu um caminho óptico diferente e protegido da acção do mensurando (também designado como feixe de referência). A diferença de fase pode então, ser medida com uma correspondente sensibilidade de $\approx 10^{-6}$ do comprimento de onda (34), o que origina uma possível resolução na medição do caminho óptico de 1 parte em 10^{12} ! Como a radiação é mantida na fibra óptica, este tipo de sensor terá, em geral, baixas perdas e, como se constatou, é intrinsecamente muito sensível. Os sensores que funcionam deste modo são normalmente denominados sensores interferométricos.

Os sensores interferométricos, além de evidenciarem as vantagens inerentes a todos os sensores de fibra óptica, apresentam também ainda outras, tais como versatilidade na geometria do elemento sensor, grande alcance dinâmico, extrema sensibilidade e multiplexagem eficiente (nos capítulos seguintes veremos exemplos disso). No entanto, foram algumas destas "vantagens" que atrasaram o seu progresso e penetração no mercado. Por exemplo, a sensibilidade da fibra óptica a diferentes parâmetros levanta o problema da selectividade do sensor, que por sua vez torna necessário o uso de técnicas de referência por forma a calibrar e distinguir o parâmetro de interesse. Outra grande dificuldade é a seguinte: embora exista uma relação linear de várias ordens de grandeza entre a variação da fase óptica e o parâmetro a ser medido, o sinal de saída do interferómetro requer um processamento específico devido à sua função de transferência periódica, o que pode limitar o alcance dinâmico, dificultar medições absolutas, degradar o desempenho e aumentar o nível de ruído do sistema. A elevada sensibilidade dos sensores interferométricos também impõe restrições quanto à sua multiplexagem. No capítulo seguinte, falaremos sobre as diversas técnicas de processamento e multiplexagem de sinais deste tipo de sensores.

Existem diversas configurações de sensores interferométricos que podem ser implementadas usando fibras ópticas, e que são baseadas em configurações interferométricas clássicas (uma discussão sobre estas configurações clássicas pode ser encontrada na referência[(35)]). Deste modo, e de uma maneira geral, os sensores interferométricos podem ter por base dois tipos de configurações: interferómetros de duas ou de múltiplas ondas [(4,10,36)].

1.4.1 Interferómetros de Duas Ondas

O processo mais simples de implementar um interferómetro consiste em dividir a amplitude da radiação proveniente de uma fonte óptica pela de duas ondas que percorrem percursos diferentes antes de serem recombinadas. Existem, no entanto, diferentes maneiras de construir o interferómetro, ou seja, diferentes configurações.

Uma configuração bastante comum é o *interferómetro de Michelson* (na Figura 1.1(a), mostra-se o esquema básico implementado em fibra óptica). A radiação proveniente da fonte óptica é dividida por um acoplador direccional (AD), originando duas ondas que percorrem dois percursos diferentes: uma que se designa de referência e a outra de sinal (onde actua o mensurando). No fim de cada percurso de fibra óptica é incluído um espelho (M) que pode ser, por exemplo, um filme fino de prata previamente depositado na extremidade da fibra. A radiação que se propaga no percurso de sinal fica, deste modo, duplamente sujeita à acção do mensurando, antes dos dois sinais ópticos serem recombinados no acoplador direccional. Uma das ondas resultante da interferência fica disponível para detecção, enquanto que a segunda é acoplada para a fonte óptica. Este último aspecto pode ser indesejável, visto que radiação reflectida para a fonte óptica tende a perturbar o funcionamento desta, principalmente se a fonte for um laser semicondutor monomodo [37].

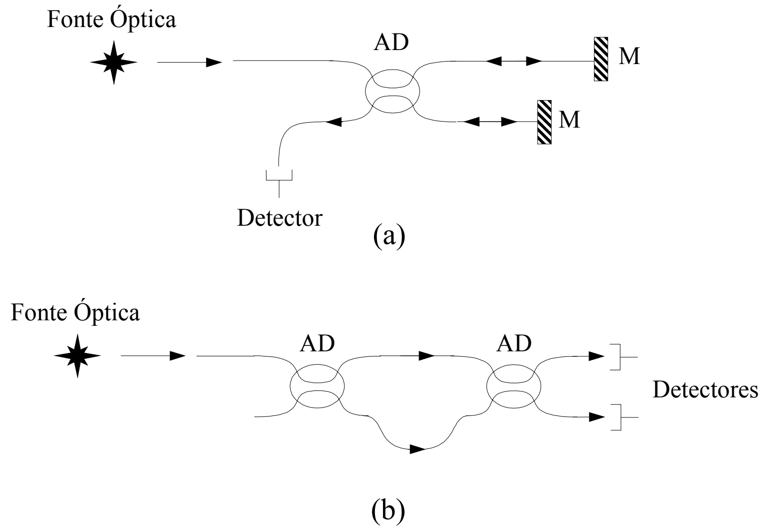


Figura 1.1 - Interferómetros de Michelson (a) e de Mach-Zehnder (b) em fibra óptica.

Na Figura 1.1(b) mostra-se uma configuração alternativa, o *interferómetro de Mach-Zehnder* em fibra óptica. Neste caso são usados dois acopladores direccionais (um para dividir e outro para recombinar), o que permite a obtenção fácil de duas ondas interferentes em oposição de fase, o que pode ser muito conveniente em algumas técnicas de processamento de sinal [3,4,38] (o interferómetro de Michelson também proporciona 2 saídas em oposição de fase, só que de menor acessibilidade). De referir ainda que as reflexões de radiação para a fonte óptica são muito menores.

Outro tipo de configuração é a dos *Interferómetros Diferenciais* (Figura 1.2). São analiticamente similares aos interferómetros de Michelson e de Mach-Zehnder, mas com a diferença de que as duas ondas propagam-se numa única fibra e são ambas sujeitas à acção do mensurando, embora com níveis diferentes. As ondas de sinal e de referência são proporcionadas pela radiação que se propaga em dois modos distintos da fibra óptica.

Isto pode ser conseguido de diversas maneiras, por exemplo, usando fibra óptica de "dois modos" [39], que pode ser fibra óptica monomodo convencional operando a um comprimento de onda tal que a frequência normalizada[a] é um pouco maior que 2.4 [40,41]. Alternativamente, pode-se usar fibra óptica birrefringente [42,43,44]. Neste caso as duas ondas propagam-se nos dois modos ortogonais de polarização, correspondentes aos dois eixos ópticos, com índices de refracção diferentes. Outro processo alternativo será o de usar fibra óptica monomodo de dois núcleos [45,46,47], a qual poderá ser fabricada especialmente para este fim.

Em todos estes interferómetros diferenciais os dois modos de propagação têm a possibilidade de directamente interferirem no interior da fibra óptica, através de acoplamento sucessivo entre modos, podendo a interferência resultante ser detectada por técnicas de filtragem modal, espacial ou polarimétrica, conforme a aplicação desejada.

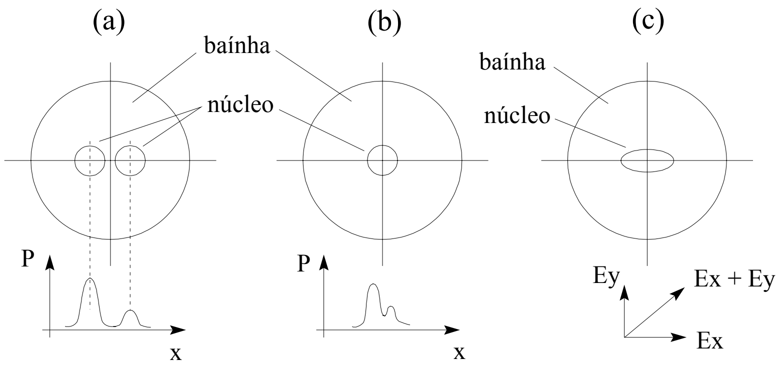


Figura 1.2 - Interferómetros diferenciais. (a) Fibra de dois núcleos; (b) Fibra de "dois modos"; (c) Fibra birrefringente.

O último interferómetro de duas ondas que falta considerar aqui é o *interferómetro de Sagnac*. Nesta configuração (Figura 1.3), as duas ondas percorrem percursos idênticos, mas em sentidos opostos: uma no sentido dos ponteiros do relógio (CW), a outra no sentido contrário (CCW). Este interferómetro não pode ser usado da mesma forma que os anteriores, porque ambas as ondas (de sinal e de referência) são sujeitas, da mesma maneira, à acção do mensurando. No entanto, a rotação do interferómetro em torno de um eixo perpendicular ao seu plano viola claramente a reciprocidade do sistema, originando assim, uma diferença de fase entre as duas ondas (CW e CCW). Este efeito é conhecido por efeito de Sagnac [48,49]. Este tipo de sensor interferométrico tem tido uma importância crescente, como instrumento giroscópico de elevada precisão no campo da navegação e da aeronáutica [50,51].

---

[a] A frequência normalizada (V) é o parâmetro que determina quantos modos de propagação a fibra pode suportar, sendo definida como [1]: $V = \dfrac{2\pi a}{\lambda} NA$, onde a é o raio do núcleo da fibra, NA é a abertura numérica e λ o comprimento de onda da radiação. Quando $V \leq 2.4$, apenas um modo se propaga na fibra (de perfil de índice de refracção em degrau) e estamos, portanto, perante uma fibra monomodo.

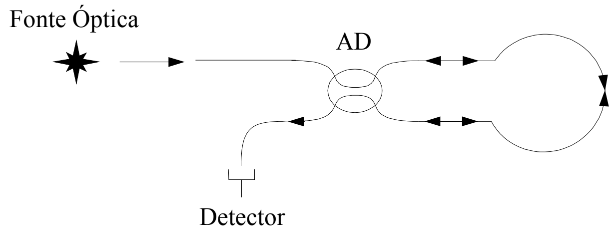


Figura 1.3 - Interferómetro de Sagnac em fibra óptica.

Todos estes interferómetros de duas ondas exibem uma função de transferência com respeito à diferença de fase entre elas, da forma (5214)

$$I_{out} = (I_1 + I_2) \cdot \left[1 + V\cos(\phi)\right] \tag{1.1}$$

onde: I_{out} é a potência óptica que incide no detector; I_1 e I_2 são as potências ópticas das ondas interferentes (uma de sinal e outra de referência), que dependem das constantes de acoplamento dos acopladores direccionais (AD), das perdas e, no caso do interferómetro de Michelson, das reflectividades dos espelhos (M); ϕ é a diferença de fase entre as duas ondas; e V é a visibilidade (ou contraste) das franjas de interferência, a qual é definida como:

$$V = \frac{I_{out}^{\max} - I_{out}^{\min}}{I_{out}^{\max} + I_{out}^{\min}} \tag{1.2}$$

Pode-se mostrar que a visibilidade é também dada por (14)

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}\left|\gamma(\tau)\right|\cos\left[\theta(t)\right] \tag{1.3}$$

onde τ é a diferença entre os tempos de propagação das duas ondas e $\theta(t)$ é o ângulo entre os vectores campo eléctrico das ondas interferentes, que é, regra geral, variável no tempo e responsável por flutuações normalmente indesejáveis na visibilidade. $\gamma(\tau)$ é a função de auto-correlação normalizada da amplitude do campo da radiação (53) e representa o grau de coerência temporal da fonte óptica. Esta função depende apenas das propriedades espectrais da fonte óptica e pode ser calculada a partir das suas propriedades estatísticas, governadas por mecanismos de alargamento homogéneo ou não homogéneo da risca espectral (54). Se a densidade normalizada de potência espectral emitida pela fonte óptica for $I(\nu)$, a função de auto-correlação será dada pela sua transformada inversa de Fourier (teorema de Wiener-Khintchine (14,53)) :

$$\gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\nu) e^{-2\pi i \nu\tau} d\nu \tag{1.4}$$

onde ν é a frequência óptica e $\int_{-\infty}^{+\infty} I(\nu) d\nu = 1$. Na secção 1.5 falaremos, com um pouco mais de detalhe, dos diversos tipos de fontes ópticas usadas em sensores de fibra óptica e das suas distribuições espectrais.

Na Figura 1.4 representa-se a função de transferência dada pela relação (1.1), onde se assume que o interferómetro não tem perdas e que a visibilidade é unitária. Através desta figura, podem detectar-se dois problemas óbvios, nomeadamente: a sensibilidade da potência óptica de saída (I_{out}) a variações da fase óptica em torno de $m\pi$ (m inteiro) é nula; variações de fase maiores do que π não podem ser distinguidas sem ambiguidade das variações menores que π, dado que a resposta do interferómetro é periódica.

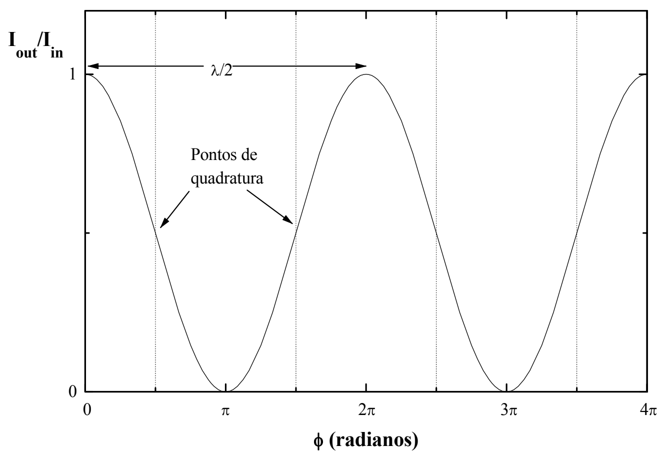


Figura 1.4 - Função de transferência de um interferómetro de duas ondas (V=1).

A sensibilidade máxima do interferómetro ocorre quando

$$\left|\frac{dI_{out}}{d\phi}\right| \propto \left|\sin\phi(t)\right| = 1 \tag{1.5}$$

a qual é também periódica, com máximos correspondentes a ϕ = (2m+1)π/2, designados usualmente por "pontos de quadratura" (Figura 1.4). Para maximizar a sensibilidade, teremos de operar o interferómetro num dos pontos de quadratura, o que é equivalente a manter a diferença de percursos ópticos entre as duas ondas em um quarto do comprimento de onda da luz (± módulo λ/2). Quanto à limitação da gama de medição ser de π, esta pode ser ultrapassada utilizando técnicas de processamento de sinal adequadas [10,15], ou adoptando uma arquitectura para o sistema que permita através de processos de realimentação, limitar a gama dinâmica ao intervalo de fase correspondente a meia franja ($\pm\pi/2$).

Embora a função de transferência seja idêntica para todos os interferómetros de duas ondas, a diferença de fase óptica entre as duas ondas exprime-se de formas ligeiramente diferentes dependendo da configuração do interferómetro. Na Tabela 1.3 apresenta-se um resumo dos tipos de configurações de interferómetros de duas ondas e respectiva expressão funcional para a diferença de fase óptica.

Tipo de configuração	*Fase óptica*
Michelson	$\phi = \dfrac{4n\pi L}{\lambda}$
Mach-Zehnder	$\phi = \dfrac{2n\pi L}{\lambda}$
Diferenciais	$\phi = \dfrac{2(n_1 - n_2)\pi L_f}{\lambda}$
Sagnac	$\phi = \dfrac{8\pi\omega AN}{c\lambda}$

Tabela 1.3 - Configurações de interferómetros de duas ondas e expressões funcionais respectivas da diferença de fase.

Das variáveis da Tabela 1.3, n é o índice de refracção efectivo do modo guiado da fibra, n_1 e n_2 são os índices de refracção efectivos correspondentes aos dois modos distintos (espaciais ou de polarização) presentes nas configurações diferenciais, L é a diferença dos percursos geométricos entre as duas ondas, L_f é o comprimento da fibra, λ é o comprimento de onda da radiação no vácuo, c é a velocidade da luz no vácuo, ω é a velocidade angular de rotação do anel, A é a área deste e N é o numero de espiras de fibra.

1.4.2 Interferómetros de Múltiplas Ondas

Neste tipo de interferómetros a onda proveniente da fonte óptica é dividida por múltiplos percursos antes de ocorrer a recombinação. Uma maneira de conseguir isso consiste em construir uma cavidade óptica que possua um único percurso o qual é atravessado diversas vezes pela radiação óptica incidente. Se a cavidade óptica funcionar como região de medição, isto é, como sensor, então o mensurando actuará na radiação que se propaga em cada percurso, multiplicando assim o seu efeito sobre esta. Como se verá mais à frente, a interferência resultante entre as ondas provenientes dos diversos percursos produz uma função de transferência característica, a qual difere da dos interferómetros de duas ondas principalmente porque exibe um comportamento ressonante. As cavidades ópticas ressonantes deste tipo de interferómetros podem tomar várias formatos, dependendo da aplicação que se pretenda.

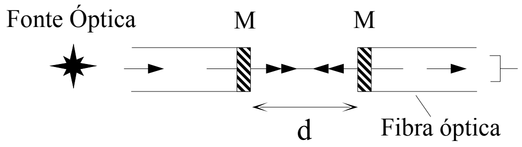


Figura 1.5 - Interferómetro de Fabry-Pérot em fibra.

Na Figura 1.5 apresenta-se esquematicamente um tipo de cavidade óptica, que consiste simplesmente numa extensão de fibra monomodo com as faces cortadas a 90 graus e semi-espelhadas, isto é, parcialmente reflectoras. Esta configuração é designada por *interferómetro de Fabry-Perot* e a sua função de transferência em transmissão é dada por [14]

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{1 + \left(\frac{4R}{(1-R)^2} \right) \sin^2(\phi/2)} \tag{1.6}$$

onde a fase óptica ϕ (considerando incidência normal: δ=0) é dada por

$$\phi = \frac{4\pi nd}{\lambda} \sqrt{\frac{1-\sin^2\delta}{n^2}} \approx \frac{4\pi nd}{\lambda} \tag{1.7}$$

Nas expressões anteriores, R é a reflectividade das interfaces ópticas (para o caso em questão, estamos a considerar que as superfícies semi-espelhadas não têm perdas), d é a separação entre elas e n é o índice de refracção efectivo da cavidade. Para os cálculos da expressão (1.6) assumiu-se, por simplicidade, um regime coerente da radiação incidente, isto é, $\gamma(\tau)=1$. Na Figura 1.6 representa-se a função de transferência em transmissão do interferómetro de Fabry-Perot em função da fase óptica, para diversos valores da reflectividade das superfícies espelhadas (M). É de notar que para valores de $\phi=2m\pi$ (m inteiro) ocorre um máximo de transmissão, máximo esse que é independente do valor de R, o que significa que pode ocorrer elevada transmissão mesmo para valores elevados da reflectividade, incluindo casos em que R >99%. Um parâmetro importante para descrever as características de transmissão para este tipo de interferómetros é o denominado coeficiente de "finesse" [a], o qual é dado por

---

[a] Certos autores designam este parâmetro apenas por "finesse"; no entanto, a grande maioria define a grandeza "finesse" [52] como sendo a razão entre a distância entre máximos adjacentes da curva de transmissão e a sua largura a meia altura. Pode ser expressa matematicamente da seguinte maneira: $f = \pi\sqrt{F}/2$, onde F é o coeficiente de "finesse".

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \tag{1.8}$$

Em termos de sensibilidade máxima (equação 1.5), o ponto óptimo de funcionamento deste interferómetro depende do coeficiente de “finesse”. Se este for elevado, o ponto óptimo de funcionamento ocorre para um valor de I_{out} = (3/4)$I_{máx}$, enquanto que se for baixo ocorre para I_{out} = (1/2)$I_{máx}$, sendo então a forma da função de transferência muito similar à dos interferómetros de duas ondas (refira-se, que nesta situação, a visibilidade em transmissão é baixa, como se pode observar na Figura 1.6 para o caso de $R \approx 4\%$). No entanto, este interferómetro pode também operar em reflexão, o que torna a configuração mais interessante em termos de sensor, porque possibilita a sua operação remota, para além de proporcionar uma visibilidade quase unitária mesmo na situação em que a “finesse” é baixa (55,56).

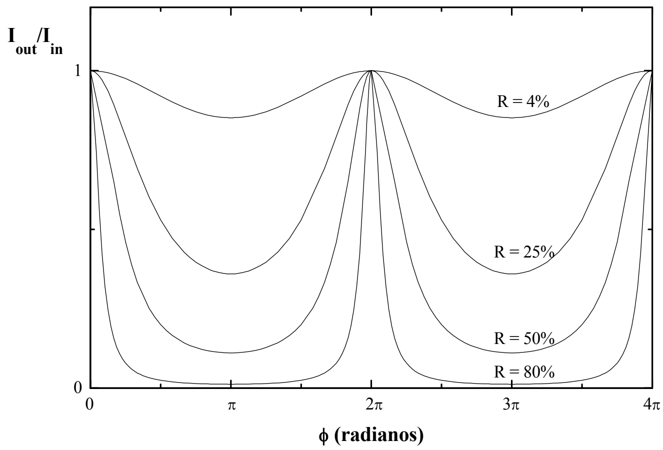


Figura 1.6 - Funções normalizadas de transferência em transmissão de um interferómetro de Fabry-Pérot.

Outro tipo de interferómetro de múltiplas ondas muito comum é o *interferómetro em Anel*, que se baseia no acoplamento parcial da radiação óptica através de um acoplador direccional (AD) para um anel em fibra que fará circular a radiação. Estes interferómetros transmitem o sinal de interferência resultante da sobreposição de ondas múltiplas que são geradas por acoplamento sucessivo da radiação para o anel de fibra. Quando a radiação que é novamente acoplada para o anel, após ter percorrido uma volta completa, se encontra em fase com a radiação que está a ser acoplada pela primeira vez, está-se na situação de interferência construtiva.

Na Figura 1.7 mostram-se dois tipos de anel bastante comuns: o anel de acoplamento cruzado (a), e o anel de acoplamento directo(b).

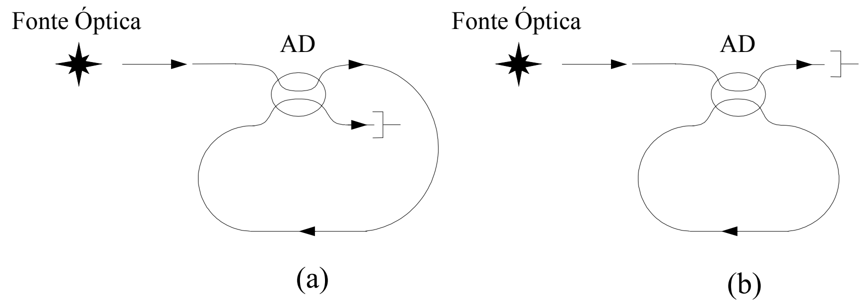


Figura 1.7 - Interferómetro em Anel de: (a) acoplamento cruzado, (b) acoplamento directo.

Na situação de interferência construtiva e para uma escolha apropriada do coeficiente de acoplamento do acoplador direccional (AD), nenhuma radiação é transmitida pela saída do interferómetro. Na condição de ressonância, as funções de transferência para os interferómetros em anel dos tipos acoplamento cruzado (*cr*) e acoplamento directo (*di*) são dadas, respectivamente, por [57,15]:

$$I_{out}(cr) = I_{in}(1-\gamma)\cdot\left[1-\frac{(1-k)^2}{(1-k)^2-4k\sin^2\left(\frac{\phi}{2}-\frac{\pi}{4}\right)}\right] \tag{1.9}$$

$$I_{out}(di) = I_{in}(1-\gamma)\cdot\left[1-\frac{k^2}{k^2-4(1-k)\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}\right] \tag{1.10}$$

onde $k=(1-\gamma)e^{-2\alpha L}$ é o factor de acoplamento de potência do acoplador direccional [a], (1-γ) é o factor de perda de potência no acoplador, é α é o coeficiente de atenuação da fibra óptica, L é o comprimento de fibra do anel e $\phi = 2\pi nL/\lambda$. Como se mostra na Figura 1.8, as funções de transferência correspondentes são similares à do interferómetro de Fabry-Pérot quando operado em reflexão. Do mesmo modo que no interferómetro de Fabry-Perot, os coeficientes de "finesse" para os dois interferómetros em anel são dados por:

$$F(cr) = \frac{4k}{(1-k)^2} \tag{1.11}$$

$$F(di) = \frac{4(1-k)}{k^2} \tag{1.12}$$

[a] Considera-se que o factor de acoplamento de potência quando a radiação é acoplada entre duas fibras no acoplador será *k*, e quando é simplesmente transmitida sem acoplamento será (1-*k*).

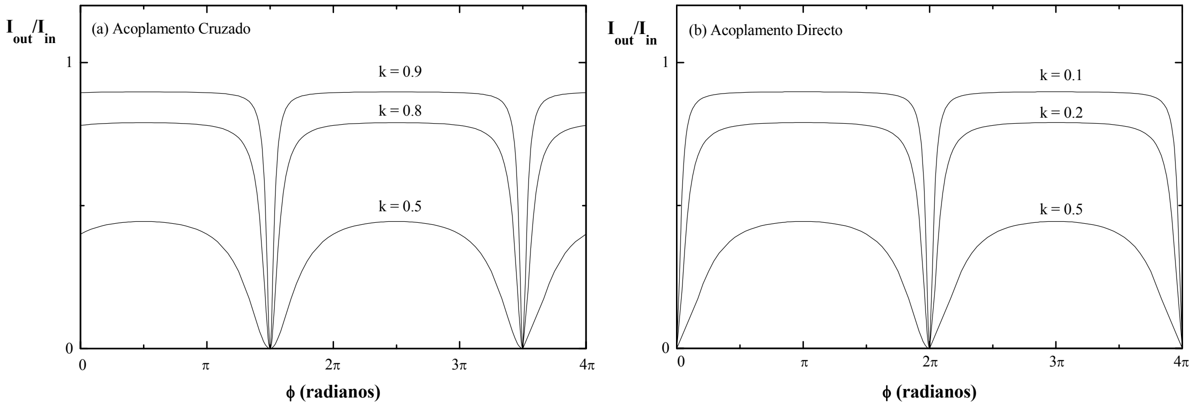


Figura 1.8 - Transmissão de um interferómetro em anel de acoplamento (a) Cruzado e (b) Directo, para diversos valores da constante de acoplamento (*k*).

Utilizando acopladores direccionais e fibra óptica monomodo com perdas muito baixas, "finesses" de 1000 ou mais podem ser obtidas (58). Uma aplicação importante para este tipo de sensor interferométrico é como giroscópio, onde pode operar nos regime: linear (59) ou não linear (60). Contudo, a sua utilização noutras aplicações tem-se tornado cada vez mais evidente, nomeadamente como analisador de espectros ópticos de elevada resolução, particularmente para os comprimentos de onda correspondentes às 2ª e 3ª janelas de comunicação (isto é, a 1300 e 1500 nm). Recentemente, foi conseguida com um sistema deste tipo, uma resolução óptica de 20 kHz (61), o que é algumas ordens de grandeza superior ao conseguido com qualquer analisador convencional de espectros ópticos.

Outro processo de se conseguir um sensor baseado na interferência de múltiplas ondas é através da utilização do designado *filtro de interferência* ou *rede de difracção* em fibra óptica (Figura 1.9). Neste caso, cada onda é originada pela reflexão parcial de diferentes reflectores distribuídos em série.

Um conjunto de reflectores parciais igualmente espaçados pode ser fabricado na fibra óptica, variando periodicamente o índice de refracção do núcleo ao longo do comprimento de fibra desejado (na Figura 1.9, tais reflectores correspondem a regiões de índice de refracção elevado, n_{high}, ou baixo, n_{low}). Para se obter uma destas redes, procede-se do seguinte modo: primeiro, torna-se a fibra óptica fotossensível à radiação ultravioleta, através do aumento da dopagem de germânio no material constituinte do núcleo da fibra (62), ou colocando a fibra numa câmara com hidrogénio a alta pressão durante algumas horas(63); depois, utilizando um sistema interferométrico (64,65) iluminado por uma fonte laser a emitir na região dos 240 nm, é gerado um padrão periódico de interferência o qual é projectado sobre a extensão desejada de fibra óptica.

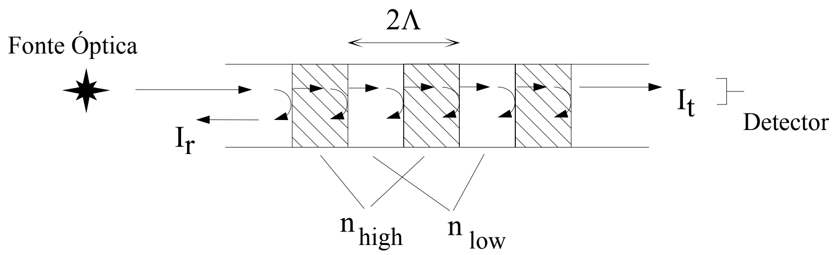


Figura 1.9 - Filtro de interferência ou rede de difracção em fibra óptica.

Em cada interface entre duas regiões de índice de refracção diferentes ocorre uma pequena reflexão, sendo a intensidade total da onda reflectida resultante (I_R) determinada pela sobreposição de todas as componentes individuais reflectidas, apresentando um máximo de amplitude quando estas se encontram em fase. Esta situação acontece quando a separação (Λ) entre cada par adjacente de superfícies reflectoras (período espacial da rede) é igual a metade do comprimento de onda da radiação que se propaga na fibra óptica, isto é, quando

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n} \tag{1.13}$$

onde n é o índice de refracção efectivo do modo que se propaga na fibra.

Esta relação traduz a condição de Bragg [52] para um filtro de interferência ou rede de difracção. Para que se consiga uma reflexão forte, é necessário que, na fibra óptica, a diferença entre os índices de refracção das secções adjacentes seja grande e que exista um número suficiente de secções reflectoras. Podendo a amplitude de reflexão de cada interface ser descrita por um coeficiente de acoplamento entre as ondas incidente e reflectida (Ω), é possível demonstrar que a resposta em reflexão, para um filtro uniforme de comprimento L, é dada pela seguinte relação (desprezando perdas) [66]:

$$\frac{I_r}{I_{in}} = \frac{|\Omega|^2 \sinh^2(sL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(sL) + s^2 \cosh^2(sL)} \tag{1.14}$$

onde I_{in} e I_r são, respectivamente, a intensidade incidente e reflectida na rede, e

$$s = \sqrt{|\Omega|^2 - \Delta\beta^2} \tag{1.15}$$

$$\Delta\beta = 2\pi n\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B}\right) \tag{1.16}$$

Este último termo, Δβ, é a constante de propagação diferencial e está associada ao desvio da condição de Bragg ($\lambda_B = 2n\Lambda$). Se assumirmos que o índice de refracção do núcleo varia periodicamente ao longo do eixo da fibra de uma maneira sinusoidal com amplitude de valor Δn_o, então o coeficiente de acoplamento Ω é dado por [66,67]

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n_o}{\lambda} \chi \tag{1.17}$$

onde χ representa a fracção de potência do modo fundamental que se propaga no núcleo da fibra, e que está directamente relacionada com a frequência normalizada pela relação $\chi \approx 1-(1/V^2)$. O valor máximo da amplitude da função de transferência ocorre na situação em que $\lambda=\lambda_B$, e é igual a $\tanh^2(\Omega L)$. Um exemplo da resposta em reflexão de um filtro deste tipo é apresentado na Figura 1.10. Esta função difere claramente da dos interferómetros de Fabry-Pérot e de Anel, visto que exibe apenas um único pico em λ_B. No entanto, um segundo pico de reflexão aparecerá quando o comprimento de onda da radiação incidente na rede for metade do seu valor inicial, isto é, quando for igual $\lambda_B/2$. Contudo, na maior parte dos casos práticos, a fibra óptica torna-se multimodo antes disso se verificar. Este filtro de interferência funciona, na verdade, como um filtro passa-banda de largura muito estreita, com um potencial enorme no domínio dos sensores de fibra óptica (e não só, podendo-se referir, a título de exemplo, a área dos lasers em fibra). Em capítulos seguintes veremos algumas aplicações deste tipo de dispositivo como elemento sensor e também como elemento de processamento de sinal.

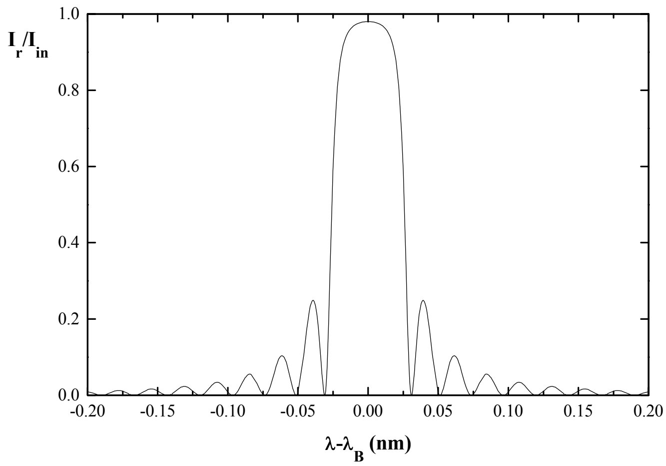


Figura 1.10 - Reflectividade de um filtro de interferência em fibra óptica, considerando os valores típicos seguintes: L=10 mm, n=1.45, $\Delta n_o=1*10^{-4}$, χ=0.7 [67].

1.4.3 Sensibilidade às Interações Físicas

Na maioria das aplicações que temos mencionado, a acção do mensurando sobre a radiação que se propaga na fibra óptica faz-se através de um processo indirecto, isto é, via actuação no material que constitui a fibra e/ou no seu revestimento. Em quase todos os casos práticos, as alterações ambientais tendem também a produzir alterações nas características da radiação guiada, particularmente na sua fase, provocando um efeito adicional ao do mensurando, o que, em muitas aplicações, pode ser indesejável. Por isso, torna-se importante saber qual será a sensibilidade do sensor à acção destes efeitos ambientais, em especial no caso em que o sensor é do tipo interferométrico (situação que será analisada a seguir). A aplicação de uma perturbação (*X*) sobre um comprimento (*L*) de fibra óptica, produz uma variação na fase óptica ($\Delta\phi$) no modo da radiação que se propaga com comprimento de onda no vácuo(λ) igual a:

$$\Delta\phi = \beta\Delta L + \Delta\beta L \tag{1.18}$$

onde $\beta = 2\pi n/\lambda$. O primeiro termo desta relação corresponde à variação da fase produzida por uma variação do comprimento da fibra (ΔL); o segundo diz respeito à variação da fase associada à variação da constante de propagação ($\Delta\beta$). Este segundo termo pode ser expresso como

$$L\Delta\beta = L\frac{\partial\beta}{\partial n}\Delta n + L\frac{\partial\beta}{\partial(2r)}\Delta(2r) \tag{1.19}$$

onde r é raio efectivo da fibra óptica. O primeiro termo é dominado pelo efeito da "deformação óptica" do material (via variação do índice de refracção), enquanto que o segundo termo corresponde à variação das dimensões transversais da fibra. Normalmente este segundo termo é desprezável (68) quando comparado com o primeiro. Portanto, pode-se escrever, aproximadamente:

$$\Delta\phi \approx \frac{2\pi}{\lambda}[n\Delta L + L\Delta n] \tag{1.20}$$

Quando a fibra óptica é sujeita a uma perturbação *X*, a sensibilidade de fase (por unidade de comprimento) correspondente será dada por

$$S_X = \frac{\Delta\phi}{L\Delta X} = \frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{n}{L}\cdot\frac{\partial L}{\partial X} + \frac{\partial n}{\partial X}\right] \tag{1.21}$$

As sensibilidades da fibra óptica a algumas das influências ambientais são dadas na Tabela 1.4 (15,68,69). Os valores aqui apresentados são apenas alguns exemplos das sensibilidades que a fibra óptica proporciona quando utilizada como sensor numa configuração interferométrica. Outros casos poderiam ser referidos, como sejam a sensibilidade a campos magnéticos (70) ou à aceleração (71). De salientar que estes valores dizem respeito somente às variações de fase associadas a variações de cada uma das grandezas físicas mencionadas. Para se calcular a sensibilidade de um sensor interferométrico, é necessário determinar a variação mínima de fase que é detectável pelo sistema de processamento, a qual depende das fontes de ruído presentes.

Parâmetro (X)	*Sensibilidade (S_X)*
Deformação linear axial (ε)	10^7 rad m^{-1} por unidade de deformação
Força axial (F)	$2*10^4$ rad m^{-1} N^{-1}
Temperatura (T)	10^2 rad m^{-1} K^{-1}
Pressão hidrostática (P)	$5*10^{-5}$ rad m^{-1} Pa^{-1}

Tabela 1.4 - Sensibilidade da fase óptica às influências ambientais, para fibras ópticas de núcleo de sílica a operar no comprimento de onda de 850 nm (valores típicos).

As sensibilidades referidas são indesejáveis em muitos casos, principalmente quando o sensor é projectado para medir outro parâmetro que não um destes. Assim sendo, torna-se necessário eliminar, ou pelo menos atenuar, a acção destas influências ambientais. Isso pode ser conseguido através de sistemas ópticos de referência ou, alternativamente, revestindo a fibra com um filme fino apropriado (como, por exemplo, alumínio ou níquel [72], onde neste caso, a sensibilidade à pressão é zero).

No caso das redes de difracção, o parâmetro que vai variar com a acção do mensurando é o comprimento de onda de Bragg (λ_B), que é dado pela equação de Bragg (eq.1.13). Quando este dispositivo fica sujeito a uma perturbação X, a sensibilidade normalizada correspondente será dada por [73,74]:

$$S_X(\lambda) = \frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B \Delta X} = \left[\frac{1}{\Lambda}\cdot\frac{\partial\Lambda}{\partial X} + \frac{1}{n}\cdot\frac{\partial n}{\partial X}\right] \tag{1.22}$$

Para uma fibra com núcleo de sílica, a Tabela 1.5 [73,75,76,77] indica os valores típicos das sensibilidades normalizadas para várias grandezas físicas.

Parâmetro (X)	*Sensibilidade*[$S_X(\lambda)$]
Deformação linear axial (ε)	$(0.74$ a $0.78)*10^{-6}$ µstrain^{-1} [a]
Temperatura (T)	$(7.5$ a $8.9)*10^{-6}$ °K^{-1}
Campo Magnético (B)	$2*10^{-7}$ T^{-1}
Pressão hidrostática (P)	$2.71*10^{-6}$ MPa^{-1}

Tabela 1.5 - Sensibilidades primárias típicas (normalizadas) das redes de difracção de Bragg.

[a] 1 µstrain (micro-strain ou µε) corresponde à unidade de deformação de 1 parte em 10^6.

1.5 Fontes Ópticas

Ao longo dos anos, vários tipos de fontes ópticas, com propriedades e características diversas, têm vindo a ser utilizadas em sensores de fibra óptica. Embora não seja possível descrever todos os desenvolvimentos nesta área no âmbito deste trabalho, apresenta-se de seguida, um breve resumo dos mais importantes para aplicação em sensores de fibra óptica.

1.5.1 Fontes Monocromáticas.

Em muitas aplicações de sensores de fibra óptica, o sistema tem de ser iluminado com uma fonte óptica de frequência razoavelmente bem definida. Os díodos laser semicondutores disponíveis no mercado (como, por exemplo, o Hitachi HL1400) têm provado ser particularmente eficientes nestas aplicações, considerando que exibem um baixo nível de ruído de fase (ver apêndice B), para além de terem um valor para a largura da risca espectral ($\Delta\nu$) da ordem dos 40 GHz. Esta exigência é fácil de compreender se atendermos às equações da Tabela 1.3. Se a frequência de emissão do laser (ou, alternativamente, o seu comprimento de onda) não for estável, originará uma variação na fase óptica à saída do interferómetro, que é indesejável quando pretendemos apenas medir variações de fase induzidas por alteração do caminho óptico.

A potência espectral, $I(\nu)$ para este tipo de fontes pode, em geral, ser descrita por uma distribuição Lorentziana [54], o que origina uma função de autocorrelação (equação 1.4) do tipo

$$\left|\gamma(\tau)\right| = e^{-\frac{|\tau|}{\tau_c}} \tag{1.23}$$

onde τ_c é o tempo de coerência da fonte que, para o caso de uma distribuição espectral Lorentziana, é dado por [53]:

$$\tau_c = \frac{1}{\pi\Delta\nu} \tag{1.24}$$

Um tipo de fonte monocromática muito utilizado em sensores de fibra óptica é o laser de Nd:YAG em anel bombeado por díodo laser, operando nos comprimentos de onda de 1064 e 1319 nm com níveis potência óptica maiores do que 300 mW. Estas fontes, também disponíveis comercialmente, exibem larguras da risca espectral da ordem de 5 kHz e apresentam muito baixo ruído de fase. Um estudo comparativo do ruído de fase normalizado deste laser e do laser Hitachi HL1400 [78], mostra que o ruído de fase do laser em anel é três ordens de grandeza mais baixo. Outra vantagem deste tipo de laser quando comparado com os díodos laser típicos, é o de possuir um feixe de saída com baixo astigmatismo (14,52), o que permite eficiências elevadas de acoplamento da radiação à fibra óptica. Para além do preço, uma desvantagem significativa deste tipo de lasers reside na necessidade absoluta de se utilizar isoladores ópticos (também chamados isoladores de Faraday (14)) de maneira a eliminar reflexões para dentro da cavidade laser, evitando assim que o espectro de emissão se degrade.

1.5.2 Fontes de Baixa Coerência

Ao contrário das fontes ópticas quase-monocromáticas que têm sido desenvolvidas principalmente para a área das comunicações ópticas, as fontes ópticas que exibem um comprimento de coerência bastante pequeno (fontes de baixa coerência) têm sido desenvolvidas visando especificamente aplicações em giroscópios (79) e em sensores baseados em interferometria de "luz branca" (80,81). As características básicas destas fontes são: coerência espacial suficiente para garantir uma boa eficiência de acoplamento da radiação emitida à fibra; elevada radiância; baixa coerência temporal e estabilidade no comprimento de onda de emissão. O espectro de emissão deste tipo de fontes é, em geral, descrito por um perfil de distribuição Gaussiano (54), o que origina uma função de auto-correlação (equação 1.4) do tipo

$$|\gamma(\tau)| = e^{-\frac{\pi}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^2} \tag{1.25}$$

onde, neste caso, o tempo de coerência é dado por (53):

$$\tau_c = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}}\frac{1}{\Delta\nu} \tag{1.26}$$

sendo $\Delta\nu$ a largura espectral.

A fonte de baixa coerência mais utilizada em sensores de fibra óptica é, sem dúvida, o díodo electroluminescente (LED), principalmente por ter um custo reduzido, mas também por se encontrar disponível no mercado numa vasta gama de comprimentos de onda e apresentar comprimentos de coerência [a] inferiores a 30 μm. Uma desvantagem desta fonte é a de ter baixa coerência espacial, o que a torna menos atractiva em sistemas de sensores baseados em fibra óptica monomodo. No entanto, em algumas aplicações interferométricas em que seja possível utilizar-se fibra multimodo (como, por exemplo, em interferometria de "luz branca"),

[a] O comprimento de coerência (L_c) está relacionado com o tempo de coerência pela relação: $L_c = v\tau_c$, onde v é a velocidade da luz no meio onde a radiação se propaga.

é possível acoplar-se níveis de potência suficientes por forma a se obterem sinais razoáveis à saída [82,83]. Claro está, que mesmo neste caso, existem desvantagens associadas ao atraso modal originado pela redistribuição da radiação pelos diferentes modos da fibra [84].

De facto, a utilização de fibra óptica monomodo é, de longe, preferível em sistemas interferométricos e, nesse sentido, têm sido desenvolvidas fontes de baixa coerência com uma estrutura semicondutora diferente (ELED), as quais permitem acoplar níveis de potência razoáveis às fibras monomodo [85].

1.5.3 Díodos Superluminescentes (SLD)

Este tipo de fonte óptica consiste, essencialmente, num díodo laser em que numa das faces da estrutura semicondutora é depositada uma camada anti-reflectora (“coating”) de modo a diminuir a reflectividade e, na outra, é incluída uma região absorvente, que evita o crescimento da emissão estimulada [86]. Como o ganho óptico de um laser semicondutor típico é elevado, potências ópticas de emissão superiores a 1 mW podem ser conseguidas com estes dispositivos. A coerência espacial é a mesma de um díodo laser normal e a largura da risca de emissão, por exemplo a 850 nm, é da ordem de 20 nm. Invariavelmente, o espectro de emissão é largo, mas aparece nele sobreposta uma estrutura modal associada à própria cavidade laser (que é do tipo Fabry-Pérot), e que devido à não supressão completa da emissão estimulada é difícil de eliminar. Recentemente, foi demonstrado que, usando estruturas semicondutoras mais sofisticadas para a cavidade óptica, a pequena modulação que surge no espectro de emissão pode ser substancialmente reduzida [87].

A função de auto-correlação $|\gamma(\tau)|$ deste tipo de fontes pode ser descrita, aproximadamente, pela relação (1.25), assumindo que o espectro $I(\nu)$ não possui a estrutura modal sobreposta. No entanto, uma descrição mais rigorosa indica que o espectro de potência tem uma dependência em “$\cos^2$” [88], o que origina uma função de auto-correlação normalizada do tipo

$$|\gamma(\tau)| = \left| \frac{\sin(2\pi\tau/\tau_c)}{(2\pi\tau/\tau_c)\cdot\left[1-4(\tau/\tau_c)^2\right]} \right| \tag{1.27}$$

Esta função é muito aproximadamente o módulo de um seno cardinal.

Um aspecto a salientar é que, embora o comprimento de coerência dos SLD’s seja baixo (similarmente ao que acontece com os LED’s), o seu preço é bem mais elevado, o que torna a sua utilização muito problemática em certas aplicações.

1.5.4 Fontes Laser e Superfluorescentes em Fibra Óptica

Um dos avanços mais significativos na área das comunicações ópticas foi a invenção do amplificador em fibra óptica [(89)], que tornou possível desenvolver fontes ópticas potentes totalmente implementadas em fibra óptica, eliminando-se, desta forma, as perdas no acoplamento da radiação ao sistema óptico. Estes amplificadores podem ser configurados com diferentes topologias de maneira a obter-se a emissão laser (lasers em fibra óptica), ou apenas uma fonte óptica de espectro largo (fonte superfluorescente).

Este último tipo de fonte baseia-se na emissão espontânea amplificada (ASE), produzida por bombagem de díodos laser de comprimento de onda de emissão bem definido em fibras ópticas monomodo dopadas [(90,91)]. As fontes superfluorescentes estão disponíveis em dois comprimentos de onda de emissão: em torno de 1.06 μm, para o caso de fibras dopadas com neodímio (Nd); o outro à volta de 1.55 μm, para o caso de fibras dopadas com érbio (Er^{3+}). Estas últimas têm sido mais utilizadas devido ao facto da sua curva espectral de ganho estar centrada no comprimento de onda de 1.54 μm, sendo a largura de risca da cerca de 35 nm. A potência óptica, a estabilidade de emissão e a largura espectral de ambas as fontes superfluorescentes dependem não só do comprimento de onda e do nível de potência da radiação de bombagem, mas também da geometria e da concentração dos dopantes que constituem a fibra óptica [(92,93)].

No entanto, e até ao presente, a aplicação deste tipo de fonte óptica em sistemas de sensores de fibra óptica não tem sido significativa, não só porque o nível de ruído originado pela emissão espontânea amplificada limita a razão sinal-ruído possível de ser conseguida [(94)], mas também devido ao seu elevado custo.

1.5.5 Díodos Laser Multimodo

Uma alternativa possível para se obter uma fonte de baixa coerência, útil em certas aplicações (como, por exemplo, em interferometria de "luz branca"), consiste na utilização de díodos laser multimodo. O espectro de emissão de uma fonte óptica deste tipo é composto por uma de série de picos devido aos modos longitudinais, sobrepostos a um espectro largo e contínuo correspondente à emissão espontânea. A envolvente dos modos de oscilação obedece, aproximadamente, a um perfil Lorentziano ou, em alguns casos, a um perfil "$\cos^2$"[(88)].

Quando a radiação proveniente de um laser multimodo se propaga através dos dois percursos ópticos de um interferómetro de duas ondas, cada modo longitudinal origina a sua própria figura de interferência, sendo a resultante final igual ao somatório de todos os termos de interferência correspondentes aos diversos modos longitudinais. Pode ser demonstrado através de um modelo físico simples, que a função de auto-correlação normalizada que se obtém é do tipo[95]

$$|\gamma(\tau)| = \frac{1}{\sum_{j=-m}^{m} P_j} \left| P_o + 2\sum_{j=1}^{m} P_j \cos(2j\pi\Delta\nu\tau) \right| \cdot e^{-\frac{|\tau|}{\tau_{cm}}} \tag{1.28}$$

onde P_o é a potência óptica correspondente ao modo central, P_j é a potência óptica correspondente ao modo j, $\Delta\nu$ é a separação em frequência entre modos adjacentes e τ_{cm} é o tempo de coerência associado a cada modo longitudinal (o número total de modos é $2j+1$). O modelo teórico assume que o espectro é simétrico em torno do seu valor central, que os modos longitudinais se encontram igualmente espaçados e que a largura espectral é a mesma para todos os modos. Da equação (1.28) é fácil verificar que a função de auto-correlação exibe fortes picos quando $2\pi\Delta\nu\tau$ é igual a um múltiplo inteiro de 2π, o que corresponde a um não-balanceamento (ΔL) do interferómetro tal que

$$\Delta L = 2pn_{cav}l_{cav} \tag{1.29}$$

onde p é um inteiro e n_{cav}, l_{cav} são, respectivamente, o índice de refracção e o comprimento da cavidade laser. Quando esta condição é satisfeita, os sinais de interferência gerados por todos os modos longitudinais somam-se em fase, dando um valor para a função de auto-correlação (ou, por outras palavras, para a visibilidade) que é determinado unicamente pela largura da risca espectral dos modos longitudinais. Quando a condição (1.29) não se verifica, os modos longitudinais deixam de estar em fase, resultando numa visibilidade das franjas de interferência muito baixa. Esta última condição é utilizada frequentemente em sistemas interferométricos de "luz branca", em que se escolhe apropriadamente os não-balanceamentos dos interferómetros sensor e receptor de forma a que coincidam com as regiões de baixa visibilidade da função de auto-correlação [96,97]. Um exemplo de aplicação desta técnica numa rede de sensores interferométricos será analisado em detalhe no Capítulo 4.

1.6 Aplicações e Estado Actual da Arte

Como frequentemente acontece em cada área científica, o tempo que medeia desde a génese da ideia inicial até à sua aplicação prática é sempre muito maior do que à partida se poderia esperar. Este é também o caso dos sensores de fibra óptica. Até à data, os dispositivos comercialmente mais bem sucedidos são os sensores híbridos e extrínsecos como, por exemplo, as versões em fibra óptica de anemómetros laser e sistemas não invasivos para medição de vibrações. Estes sistemas tendem a ter custos elevados e são, em geral, utilizados apenas pela indústria aeronáutica e automóvel. De facto, a sua maior vantagem relativamente aos seus congéneres convencionais reside no uso da fibra óptica como canal de ligação flexível, o que permite, em alguns casos, que os instrumentos sejam passíveis de serem usados em locais de difícil acesso e em condições ambientais adversas.

No caso dos sensores intrínsecos, aqueles que tiveram maior desenvolvimento ao longo dos anos foram, sem dúvida, o giroscópio e o hidrofone ("*hydrophone*") em fibra óptica. Para se conseguir chegar a um ponto em que as especificações de um giroscópio de fibra óptica pudessem competir com as de um giroscópio mecânico convencional, foram necessários 17 anos de contínua investigação e desenvolvimento. Entre outros aspectos, foram necessárias fontes ópticas com características específicas para estas aplicações, e elaborados e eficientes esquemas de processamento de sinal, capazes de combinar elevada resolução com grande estabilidade. Sistemas comerciais deste tipo estão já disponíveis no mercado, sendo provável a sua utilização inicial como partes de apoio de sistemas de navegação, para, num futuro próximo, encontrarem o seu lugar na indústria aeronáutica [(98)] e automóvel [(99)].

Os microfones hidrostáticos em fibra são basicamente interferómetros de duas ondas, em que um dos braços do interferómetro é enrolado num cilindro de plástico ou de metal. Estes sensores oferecem uma sensibilidade superior comparativamente aos sistemas convencionais. Confirmando a regra, estes sensores levaram cerca de uma década a serem desenvolvidos, salientando-se que a sua tecnologia tem tido divulgação restrita por razões que têm a ver com a sua aplicação no domínio militar. No entanto, estes dispositivos têm vindo a ser utilizados com sucesso em aplicações geológicas, mesmo em situações de ambiente bastante severo, como, por exemplo, no Árctico [(100)]. As especificações requeridas para a maior parte dos microfones hidrostáticos em fibra óptica situam-se em torno de sensibilidades de ≈10 dB abaixo do nível médio de ruído das águas do mar e alcance dinâmico da ordem dos 90 dB. A grande maioria é desenhada para operar a frequências abaixo dos 10 kHz; contudo, um funcionamento operacional até 50 kHz é também possível [(101)]. Um resumo dos vários esquemas estudados para este tipo de sensores pode ser encontrado na referência [(102)].

Outro tipo de sensores de fibra óptica que tem sido alvo de investigação contínua hà mais de 15 anos é o dos sensores de corrente eléctrica que se baseiam no efeito de Faraday. Estes sensores ainda não passaram da fase laboratorial ou de protótipo de campo, facto que se deve essencialmente aos problemas originados pela flutuação do estado de polarização da radiação ao longo da fibra óptica e que, entre outras consequências, degradam substancialmente o sinal pretendido. Há ainda a considerar a circunstância de a birrefringência da fibra depender das perturbações ambientais, como a variação da temperatura, o que origina uma degradação adicional da sensibilidade do sensor. Estes problemas podem, até certo ponto, ser atenuados através de processos especiais de fabrico das fibras utilizadas nestes sistemas como, por exemplo, o recozer do vidro que compõe a fibra [103] ("*annealing*"). Uma solução particularmente prometedora consiste no uso de blocos de vidro em miniatura [104,105], os quais exibem birrefringência intrínseca nula e que podem funcionar como sensores de corrente eléctrica, reservando à fibra óptica apenas a função de canal de transmissão da informação codificada, possibilitando, assim, a operação em locais sujeitos a elevadas tensões eléctricas. Através da utilização de um espelho de rotação de Faraday [106,107], é também possível atenuar o efeito das flutuações de polarização ao longo da fibra do sensor de corrente eléctrica.

Os sensores de pressão e de temperatura em fibra óptica têm tido um desenvolvimento significativo nestes últimos anos. Um sensor de temperatura em fibra óptica baseado num elemento de safira [108] é capaz de realizar medições acima dos 1500°C. Sensores de pressão em miniatura têm também sido demonstrados para aplicações em medicina [109], em processos de controle industrial [110] e em prospecção geológica [111]. Antevê-se, portanto, uma boa penetração no mercado para estes tipos de sensores de fibra óptica.

Um outro componente óptico que decididamente terá um grande impacto na área dos sensores de fibra óptica é, sem dúvida, a rede de difracção em fibra óptica (ver secção 1.4.2). De facto, a facilidade de fabricação deste elemento em qualquer comprimento de onda e em qualquer localização da fibra óptica, sem alterar a integridade da própria fibra, torna-o um forte candidato ao interesse comercial. As áreas de aplicação previstas para este tipo de sensor (usualmente designado na área dos sensores de fibra por *Sensor de Bragg*) são as seguintes: monitorização do estado mecânico de estruturas compósitas [112] em aeronaves, veículos terrestres ou sistemas marítimos, na construção civil [113] de pontes, estradas ou edifícios, em reactores nucleares, em medicina, etc. A vantagem reside na possibilidade de incorporar fibras ópticas com um elevado número de sensores de Bragg nas estruturas compósitas durante o seu processo de fabrico, permitindo assim a sua posterior monitorização. O maior desafio que se perspectiva em torno deste conceito será o de se conseguir desenvolver esquemas de multiplexagem e processamento de sinal capazes de interrogar, simultânea e eficientemente, um grande número de sensores de Bragg. No capítulo 5 e seguintes serão analisados alguns métodos que perspectivam a possibilidade de se ultrapassar esta dificuldade.

Nas áreas de aplicação em ambientes adversos que requerem instrumentação especializada e de elevada sensibilidade, os sensores de fibra óptica oferecem possibilidades de monitorização que, doutra forma, não seria possível utilizando os sensores convencionais.

Contudo, nas áreas onde essa competição é mais directa, a sua aceitação tem sido relativamente lenta. Encarando os sensores de fibra óptica de uma forma global, é bastante provável que a sua penetração no mercado em anos futuros seja maior, não só devido às suas vantagens intrínsecas (descritas anteriormente), mas também devido à possibilidade de multiplexar um grande número de sensores, reduzindo, assim, o custo por unidade sensora.

Referências

1 G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed., 1991.
2 H. H. Hopkins and N. S. Kapany, "A flexible fibrescope using static scanning", Nature **39**, 173 (1954)
3 D. A. Jackson and J. D. C. Jones, "Fibre optic sensors", Optica Acta **33**, 1469(1986).
4 E. Udd, *Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists*, John Wiley & Sons, New York, 1st ed., 1991.
5 J. Dakin and B. Culshaw, *Optical Fiber Sensors: Principles and Components*, Artech House, London, vol.1, 1989.
6 J. Dakin and B. Culshaw, *Optical Fiber Sensors: Systems and Applications*, Artech House, London, vol.2, 1989.
7 V. Vali and R. W. Shorthill, "Fiber ring interferometers", Appl. Optics **15**, 1009 (1976).
8 A. J. Rogers, "Optical methods for measurement of voltage and current at high voltage", Opt. Laser Technol. **9**, 273 (1977).
9 J. L. Santos, *Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Óptica*, Tese de Doutoramento, FCUP, Universidade do Porto, Porto, 1993.
10 K. T. V. Grattan and B. T. Meggitt, *Optical Fiber Sensor Technology*, Chapman & Hall, London, 1st ed., 1995.
11 F. Milanovich and A. Katzir, *Fiber Optic Sensors in Medical Diagnostics*, Proc. SPIE **1886**, Los Angeles, 1993.
12 F. Farahi, P. A. Leilabady, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "Interferometric fibre-optic hydrogen sensor", J. Phys. E: Sci. Intrum. **20**, 432 (1987).
13 N. Hartman, D. Vahely, R. Kidd and M. Browning, "Fabrication and testing of a nickel-coated single mode fibre magnetometer", Eletron. Lett. **18**, 224 (1982).
14 E. Hecht and A. Zajac, *Optics,* Addison Wesley, London, 2nd ed., 1987.
15 Workshop on *Single Mode Optical Fibre Sensor Technology*, Appl. Opt. Group, Univ. of Kent and Sira Ltd., 1985.
16 E. Udd, "An review of fiber-optic sensors", Rev. Sci. Instrum. **66**, 4015 (1995).
17 J. P. Dakin, "Optical fiber sensors - principles and applications", in Proc. SPIE **374**, 172 (1983).
18 J. Kruhsten, E. Olldag and P. Buckhave, "Fibre optic laser Doppler anemometer with Bragg frequency shift utilising polarization preserving single mode fibre", J. Phys. E: Sci. Instrum. **15**, 1188 (1982).
19 C. N. Pannell, J. H. Midgley, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "Fibre optic transit velocimetry using laser diode sources", Electron. Lett. **24**, 525 (1988).
20 D. A. Jackson, "High precision remote liquid level measurement using a combination of optical radar and optic fibres", Optica Acta **33**, 1571 (1986).
21 J. L. Santos, T. P. Newson and D. A. Jackson, "Electronic speckle-pattern interferometry using single-mode fibre and active fringe stabilisation", Opt. Lett. **15**, 573 (1990).
22 J. L. Santos, *Sensores de Fibra Óptica: Aplicação à Medição de Deslocamentos*, Dept. Física, FCUP, Porto, 1989.
23 B. Culshaw, *Optical Fibre Sensing and Signal Processing*, Peter Peregrinus, London, 1984.
24 R. S. Medlock, "Review of modulating techniques for fibre optic sensors", J. Opt. Sensors **1**, 43 (1986).
25 R. Murphy, "A family of grating sensors", Proc. IEE **221**, 160 (1983).
26 L. Hoogenboom, G. Hull-Allen and S. Wang, "Theoretical and experimental analysis of a fiber optic proximity probe", in *Fiber Optic and Laser Sensors II*, Proc. SPIE **478**, 46 (1984).

[27] N. Lagakos, W. Trott, T. Hickman, J. Cole and J. Bucaro, "Microbend fiber optic sensor as extended hydrophone", J. of Quantum Electron. **18**, 1633 (1982).
[28] K. Spenner, M. Singh, H. Sculte and H. Boehnel, "Experimental investigations of fiber optic liquid level sensors and refractometers", in *1st Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'1**, London, UK, 96 (1983).
[29] G. Adamovsky, "All-fibre sensing loop using pulse modulated light-emitted diode", Eletron. Lett. **21**, 922 (1985).
[30] G. Murtaza and J. Senior, "Methoda for providing stable optical signals in dual wavelength referenced LED based sensors", IEEE Photon. Technol. Lett. **6**, 1020 (1994).
[31] G. He, M. Kluzner and M. T. Wlodarczyk, "Fiber-optic sensor employing thin-film-coating optical spectrum modulation ", Opt. Lett. **18**, 1113 (1993).
[32] R. I. MacDonald and R. Nychka, "Differential measurement technique for optical fibre sensors", Electron. Lett. **27**, 2194 (1991).
[33] P. M. Cavaleiro, A. B. Lobo Ribeiro and J. L. Santos, "Referencing technique for intensity-based sensors using fibre optic Bragg gratings", Electron. Lett. **31**, 392 (1995).
[34] D. A. Jackson, A. Dandridge and S. K. Sheem, "Measurement of small phase shifts using a single mode optical fibre interferometer", Opt. Lett. **5**, 139 (1980).
[35] S. Tolansky, *An Introduction to Interferometry*, Longman, London, 1973.
[36] D. A. Jackson, "Recent progress in monomode fibre-optic sensors", Meas. Sci. Technol. **5**, 621 (1994).
[37] L. Goldberg, A. Dandridge, R. Miles, T. Giallorenzi and J. Weller, "Noise characteristics in line narrowed semiconductor lasers with optical feedback", Electron. Lett. **17**, 677 (1981).
[38] D. A. Jackson, "Monomode optical fibre interferometers for precision measurement", J. Phys. E: Sci. Instrum. **18**, 981 (1985).
[39] B. Y. Kim, J. N. Blake, H. E. Engan, H. E. Shaw, "All-fiber acousto-optic frequency shifter", Opt. Lett. **11**, 389 (1986).
[40] D. Gloge, "Weakly guiding fibres", Appl. Opt. **10**, 2252 (1971).
[41] J. Midwinter, *Optical Fibers for Transmission*, Wiley & Sons, New York, 1979.
[42] I. Kaminow, "Polarization in optical fibres", J. Quantum Electron. **17**, 15 (1981).
[43] S. Rashleigh, "Origins and control of polarization effects in single mode fibres", J. Lightwave Tech. **1**, 312 (1983).
[44] D. N. Payne, A. J. Barlow, and J. J. Ramskov Hansen, "Development of low and high birefringence optical fibres", IEEE J. Quantum Electron. **QE-18**, 477 (1982).
[45] G. Meltz, J. R. Dunphy, W. W. Morey and E. Snitzer, "Cross-talk fiber-optic temperature sensor", Appl. Opt. **22**, 464 (1983).
[46] P. J. Sevérin, "The Bicore fibre, a multi-purpose evanescent mode coupling based device", in *Fibre Optics´90*, Proc. SPIE **1314**, 350 (1990).
[47] J. Arkwright, P. L. Chu and T. Tjugiarto, "Variable demultiplexing using twin core fiber Mach-Zehnder interferometer", Photon. Tech. Lett. **5**, 1216 (1993).
[48] E. J. Post, "Sagnac effect", Rev. Mod. Phys. **39**, 475 (1967).
[49] H. J. Ardity and H. C. Lefevre, "Sagnac effect in fiber optic gyroscopes", Opt. Lett. **6**, 401 (1981).
[50] R. A. Bergh, H. C. Lefevre and H. J. Shaw, "An overview of fibre-optic gyroscopes", J. Lightwave Technol. **2**, 91 (1984).
[51] K. Hotate, "Advances in optical gyroscopes", Anritsu News **10**, 4 (1990).
[52] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, New York, 6th ed., 1980.
[53] J. W. Goodman, *Statistical Optics*, Wiley & Sons, New York, 1985.
[54] A. Siegman, *Lasers*, University Science Books, New York, 1st ed., 1986.
[55] A. D. Kersey, D. A. Jackson and M. Corke, "A simple fibre Fabry-Perot sensor", Opt. Commun. **45**, 71 (1983).
[56] T. Yoshino, K. Kurosawa, K. Itoh and T. Ose, "Fiber optic Fabry-Perot interferometers ans its sensor applications", J. Quantum Electron. **18**, 1624 (1982).
[57] L. F. Stokes, M. Chodorow and H. J. Shaw, "All single mode fibre resonators", Opt. Lett. **7**, 288 (1982).
[58] C. M. Yve, J. D. Peng, Y. B. Liao and B. K. Zhou, "Fibre ring resonator with finesse of 1260", Electron. Lett. **24**, 622 (1988).
[59] K. Hotate, "Noise source and countermeasures in optical passive ring resonator gyro", in *7th Int. Conf on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'7**, Sydney, Australia, 11 (1990).
[60] F. Zarinetchi, S. P. Smith and S. Ezekiel, "Stimulated Brillouin fibre optic laser gyroscopes", Opt. Lett. **16**, 229 (1991).

[61] K. Kalli and D. A. Jackson, "Ring resonator optical spectrum analyzer with 20 kHz resolution", Opt. Lett. **17**, 1090 (1992).

[62] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication", Appl. Phys. Lett. **32**, 647 (1978).

[63] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi and W. A. Reed, "High pressure H_2 loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO_2 doped optical fibres", Electron. Lett. **29**, 1191 (1993).

[64] G. Meltz, W. W. Morey and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", Opt. Lett. **14**, 823 (1989).

[65] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson and J. Albert, "Bragg gartings fabricated in monomode photosensitive optical fibre by UV exposure through a phase mask", Appl. Phys. Lett. **62**, 1035 (1993).

[66] S. Huang, M. LeBlanc, M. M. Ohn and R. M. Measures, "Bragg intragrating structural sensing", Appl. Opt. **34**, 5003 (1995).

[67] H. G. limberger, P. Y. Fonjallaz and R. P. Salathé, "Spectral characterisation of phtoinduced high efficient Bragg gratings in standard telecomunication fibres", Electron. Lett. **29**, 47 (1993).

[68] G. B. Hocker, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature", Appl. Opt. **18**, 1445 (1979).

[69] C. D. Butter and G. B. Hocker, "Fibre optics strain gauge", Appl. Opt. **17**, 2867 (1978).

[70] A. Dandridge, A. Tveten, G. Sigel, E. West and T. Giallorenzi, "Optical fibre magnetic field sensors", Electron. Lett. **16**, 408 (1980).

[71] A. S. Gerges, T. P. Newson, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "High-sensitivity fiber-optic accelerometer", Opt. Lett. **14**, 251.

[72] T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro and A. Dandridge, "Optical Fiber sensor technology", IEEE. J. Quantum electron. **18**, 626 (1982).

[73] W. W. Morey, "Distributed fiber grating sensors", in *7th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'7**, Sydney, Australia, 285 (1990).

[74] A. D. Kersey, T. A Berkoff and W. W. Morey, "Fiber-grating based strain sensor with phase sensitive detection", in *1st European Conf. on Smart Structures and Materials*, Proc. **SSM'1**, Glasgow, UK, 61 (1992).

[75] W. W. Morey, G. Meltz and J. M. Weiss, "Evaluation of a fiber Bragg grating hydrostatic pressure sensor", in *8th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors*, Proc. **OFS'8**, Monterey, CA, paper PD4 (1992).

[76] G. W. Yoffe, P. A. Krug, F. Ouellette and D. A. Thorncraft, "Passive temperature-compensating package for optical fiber gratings", Appl. Opt. **34**, 6859 (1995).

[77] A. D. Kersey and M. J. Marrone, "Fiber Bragg grating high-magnetic-field probe", in *10th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors*, Proc. SPIE **2360**, 53 (1994).

[78] A. D. Kersey, K. J. Williams, A. Dandridge and J. F. Weller, "Characterization of a diode laser-pumped Nd:YAG ring laser for fibre sensor applications", in *Optical Fiber Sensors*, ed. by H. J. Arditty *et. al.*, Springer-Verlag, Berlin, pp.172.

[79] H. C. Lefèvre, *The Fibre Optic Gyroscope*, Artech House, Boston, 1993.

[80] A. B. Lobo Ribeiro, *White-Light Interferometry: Applications to Fibre Optic Sensors for AC and DC Measurands*, M.Sc. Thesis, Physics Lab., University of Kent, Canterbury, UK, 1992.

[81] L. A. Ferreira, *Interferometria de Luz Branca e Processamento de Sinal em Sensores de Fibra Óptica*, Tese de Mestrado, FCUP, Universidade do Porto, Porto, 1994.

[82] C. Mariller and M. Lequime, "Fibre-optic white-light birefringent temperature sensor", in Proc. SPIE **789**, 121 (1987).

[83] G. Beheim, "Fibre-linked interferometric pressure sensor", Rev. Sci. Instrum. **58**, 1655 (1987).

[84] D. J. Webb, *An Investigation of Optical Interferometric Techniques for the Sensing of Slowly Varying Measurands*, Ph.D. Thesis, Appl. Optics Group, University of Kent, Canterbury, UK, 1988.

[85] K. Chen and D. Kerps, "Coupling efficiency of Surface-Emitting LED's to single-mode fibres", J. Lightwave Technol. **5**, 1600 (1987).

[86] N. S. K. Kwong, K. Y. Lau, N. Bar-Chaim, I. Ury and K. Lee, "High power, high efficiency window buried heterostructure GaAlAs superluminescent diode with an integrated absorver", Appl. Phys. Lett. **151**, 1879 (1987).

[87] S. A. Safin, A. T. Semenov, V. R. Shidlovski, N. A. Zuchov and Y. V. Kurnyavko, "High-power 0.82 μm superluminescent diodes with extremely low Fabry-Perot modulation depth", in *8th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'8**, Monterey, CA, 78 (1992).

[88] J. Goedgebuer, A. Hamed, H. Porte and N. Butterlin, "Analysis of optical crosstalk in coherence multiplexed systems employing a short coherence laser diode with arbitrary spectrum", IEEE J. Quantum Electron. **26**, 1217 (1990).

[89] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey and D. N. Payne, "Low noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm", Electron. Lett. **23**, 1026 (1987).

[90] P. Urquhart, "Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers", IEE Proceedings **135**, 385 (1988).

[91] M. J. F. Digonnet, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Marcel Dekker, Ney York, 1993.

[92] P. W. France, *Optical Fibre Lasers and Amplifiers*, Blackie & Son Ltd, Pubs. by CRC Press, London, 1991.

[93] B. Y. Kim, "Broadband fiber sources for gyroscopes", in *7th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'7**, Sydney, Australia, 129 (1990).

[94] J. T. Kringlebotn, K. Blϕtkjaer and C. N. Pannell, "Sagnac interferometer including a recirculating ring with an erbium doped fibre amplifier", in *8th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'8**, Monterey, CA, 6 (1992).

[95] K. Petermann and E. Weidel, "Semiconductor laser noise in an interferometer system", IEEE J. Quantum Electron. **17**, 1251 (1981).

[96] A. S. Gerges, F. Farahi, T. P. Newson, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "Coherence tuned fiber-optic sensing system, with self-initialization, based on a multimode laser diode", Appl. Opt. **29**, 4473 (1990).

[97] A. S. Gerges and D. A. Jackson, "A fibre-optic based high temperature probe, illuminated by a multimode laser diode", Opt. Commun. **80**, 210 (1991).

[98] J. L. Page, "Multiplexed approach for the fibre optic gyro inertial measurement unit", Proc. SPIE **2070**, (1990).

[99] Y. Nishi, T. Iwashita, L. Okamoto, A. Ooke, Y. Nishiura and K. Washini, "Single mode fiber based fibre optic gyroscope for automobile navigation systems", in *9th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'9**, Florence, Italy, 109 (1993).

[100] A. M. Yurek, A. B. Tveten and A. Dandridge, "High performance fibre optic hydrophones in the artic environment",in *7th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'7**, Sydney, Australia, 321 (1990).

[101] A. B. Tveten, A. M. Yurek, Y. Y. Cho and A. Dandridge, "A high frequency fiber optic hydrophone", in *8th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'8**, Monterey, CA, 350 (1992).

[102] A. M. Yurek, "Status of fiber optic acoustic sensing", in *8th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'8**, Monterey, CA, 338 (1992).

[103] G. W. Day, "Recent advances in Faraday effect sensors", in *6th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'6**, Paris, France, 250 (1989).

[104] B. C. B. Chu, Y. N. Ning and D. A. Jackson, "Faraday current sensor that uses a triangular-shaped bulk-optic sensing element", Opt. Lett. **17**, 1167 (1992).

[105] Y. N. Ning and D. A. Jackson, "Faraday effect optical current clamp using a bulk-glass sensing element", Opt. Lett. **18**, 835 (1993).

[106] M. J. Marrone, R. D. Esman and A. D. Kersey, "Fiber-optic magnetic field sensor with an orthoconjugating loop mirror", Opt. Lett. **18**, 1536 (1993).

[107] N. C. Pistoni and M. Martinelli, "Vibration-insensitive fiber-optic current sensor", Opt. Lett. **18**, 314 (1993).

[108] A. Wang, S. Callapudi, R. G. May, K. A. Murphy and R. O. Claus, "Advances in sapphire fibre based intrinsic interferometric sensors", Opt. Lett. **17**, 1544 (1992).

[109] Y. J. Rao and D. A. Jackson, "Nanometre resolution fibre optic-based medical pressure and temperature measurement system", Nanobiology **3**, 211 (1994).

[110] Y. J. Rao and D. A. Jackson, "Prototype fibre-optic based pressure probe with built-in temperature compensation with signal recovery by coherence reading", Appl. Opt. **32**, 7110 (1993).

[111] Y. Rao and D. A. Jackson, "Prototype fiber-optic-based ultrahigh pressure remote sensor using dual-wavelength coherence reading", Electron. Lett. **29**, 2142 (1993).

[112] R. Measures, "Fiber optic sensor considerations and developments for smart structures", in *Fiber Optic Smart Structures and Skins IV*, Proc. SPIE **1588**, 282 (1991).

[113] R. M. Measures, T. Alavie, R. Maaskant, M. Ohn, S. Karr, S. Huang, D. Glennie, C. Wade, A. Guha-Thakurta, G. Tadros and S. Rizkalla, "Multiplexed Bragg grating laser sensors for civil engineering", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors III*, Proc. SPIE **2071**, 21 (1993).

2

Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Óptica

2.1 Considerações Gerais

A necessidade de processar a informação proveniente de um grande número de sensores de fibra óptica tem-se tornado cada vez mais premente em variadas aplicações, particularmente quando se pretende monitorizar simultaneamente um grande número de grandezas físicas, ou apenas uma mesma grandeza física em diversos locais. Assim sendo, uma fracção significativa dos sistemas sensores de fibra óptica requer mais do que um elemento sensor, podendo haver vários do mesmo tipo ou de tipos diferentes, distribuídos espacialmente de uma forma discreta ou contínua e de acordo com um padrão topológico definido (designado genericamente por *rede*).

A *multiplexagem* é a transmissão simultânea de dois ou mais sinais ao longo de um canal de comunicação comum, que neste caso é a fibra óptica. A informação proveniente dos elementos sensores constituintes da rede pode ser multiplexada de diversas maneiras, dependendo essencialmente de dois factores importantes: o primeiro é o tipo de configuração da rede, também referido como *topologia* da rede (a topologia é a descrição física de como os sensores estão interligados para formarem a rede); o segundo aspecto é a técnica de *endereçamento* dos sensores, que é o método utilizado para discriminar a informação proveniente de cada sensor da rede. Este último aspecto encontra-se também restringido pelo tipo de processamento de sinal a utilizar, o qual depende da forma como os mensurandos modulam as propriedades da radiação, tais como a intensidade, a fase, o comprimento de onda ou o estado de polarização.

Portanto, o bloco de processamento deve estar adaptado ao(s) tipo(s) de modulação, por forma a recuperar e tornar acessível a informação do mensurando(s). A multiplexagem envolve todos estes aspectos, que são na maior parte das vezes interdependentes, de tal forma que a escolha de um deles condiciona frequentemente a selecção dos outros. O endereçamento dos sensores pode ser efectuado no tempo (multiplexagem temporal), no espaço (multiplexagem espacial), em frequência (multiplexagem em frequência), em comprimento de onda (multiplexagem em comprimento de onda), em coerência (multiplexagem em coerência) ou em polarização (multiplexagem em polarização). Na secção 2.3 descreve-se, com algum detalhe, estes tipos de endereçamento.

De uma forma geral, podemos apontar um conjunto de critérios a que, idealmente, um esquema de multiplexagem de sensores deverá satisfazer [(1)], nomeadamente: (a) ausência de restrições sobre o tipo e propriedades dos sensores; (b) flexibilidade para aumentar o número de sensores na rede sem penalização para a estrutura desta; (c) possibilidade de operação remota; (d) fiabilidade do sistema, isto é, a falha de um sensor não implicar a falha completa do sistema; (e) possibilidade de incorporação na rede de sensores com sensibilidade e gama dinâmica elevadas; (f) nível de interferência entre sensores ("crosstalk") reduzido.

A multiplexagem de sensores de fibra óptica possibilita que o custo por unidade sensora seja menor, devido ao número reduzido de fontes ópticas, detectores, moduladores, etc., que são necessários para suportar um dado número de elementos sensores. Acrescenta-se, também, uma redução no peso e cablagem do sistema, a passividade eléctrica e a imunidade electromagnética, para além de uma largura de banda para transmissão de informação praticamente ilimitada.

2.2 Topologias de Rede

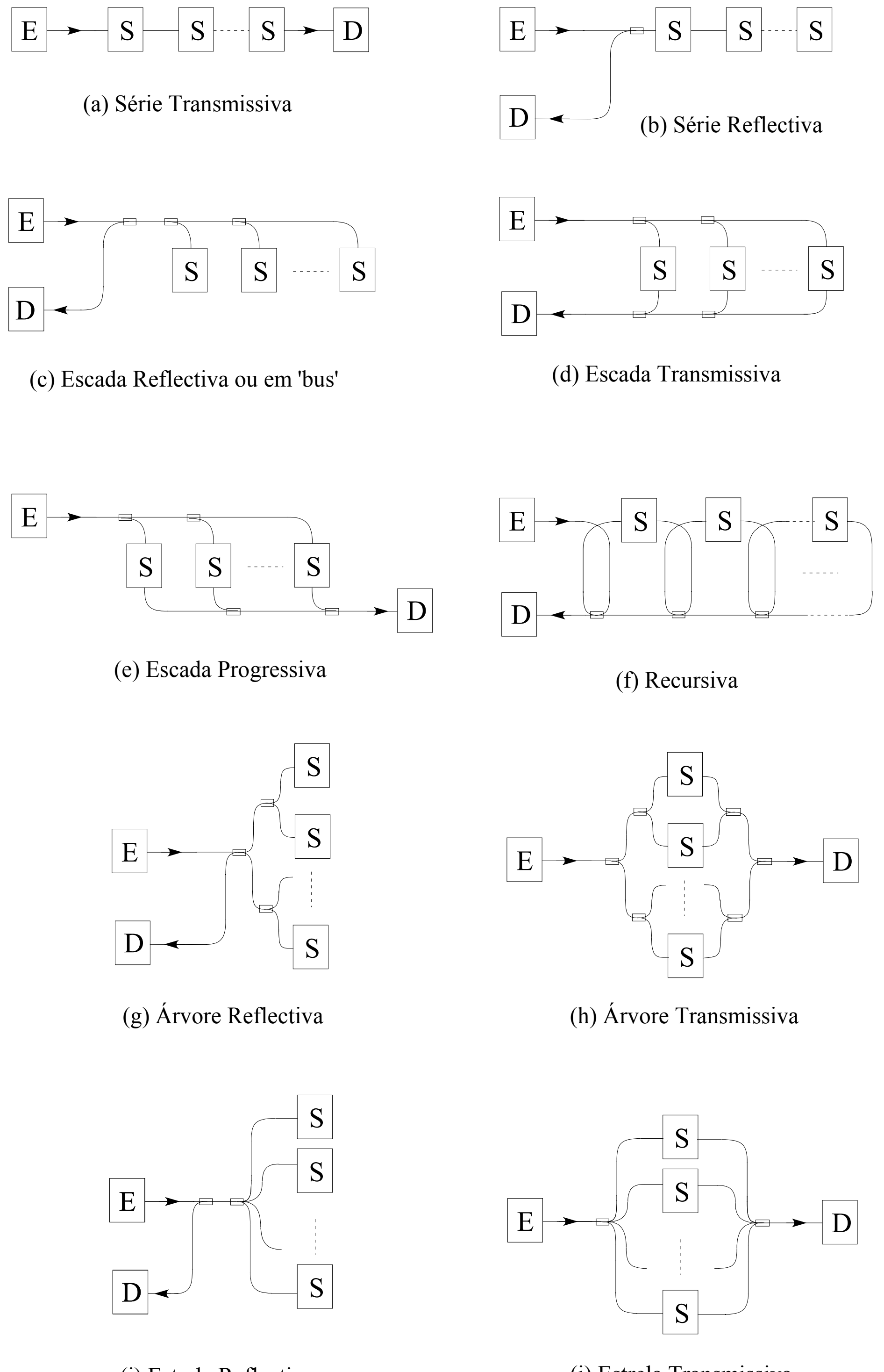
O tipo de topologia a seleccionar para uma determinada localização dos sensores na rede, assim como o número máximo de sensores que é possível integrar, estão condicionados pelos seguintes factores, os quais, que por sua vez, estão relacionados entre si:

- Tipo de sensor, sua sensibilidade e gama dinâmica;
- Método de interrogação dos sensores (técnica de processamento);
- Esquema de endereçamento dos sensores na rede;
- Nível de "crosstalk" permitido;
- Balanço de potência óptica da rede;
- Fiabilidade e permutação dos sensores pela rede;
- Complexidade e custo do sistema.

É conveniente assumir alguns critérios para as definições das diversas topologias, os quais, embora não sejam essenciais, simplificam bastante a exposição. Vamos assumir que os sensores são todos idênticos entre si e que podem ser projectados para medir qualquer tipo de grandeza física. Poderão ser do tipo interferométrico ou de intensidade, e a fibra óptica do tipo monomodo ou multimodo (salvaguarda-se que, em certas situações, algumas destas combinações não são possíveis). Assumimos, também, que o comprimento de fibra óptica utilizada para ligar dois sensores próximos e adjacentes é o mesmo para todos os sensores da rede, podendo ter um valor superior à distância física entre eles. Portanto, não é suposto os sensores estarem necessariamente todos espaçados de modo regular.

Na Figura 2.1 mostram-se as topologias de rede mais importantes de sensores de fibra óptica [2,3]. De uma forma geral, comparativamente às transmissivas, as configurações topológicas do tipo reflectivo possibilitam à partida a redução do número de componentes necessários (como é o caso do número de acopladores direccionais). No entanto, originam um aumento substancial do nível de radiação que é reinjectada na fonte óptica, aumentando, assim, os níveis de ruído do sistema caso estejamos a utilizar uma fonte monocromática[4] (particularmente díodos laser). Para o estudo do balanço de potência da rede é desejável, regra geral, que a potência óptica por sensor (I_S) seja a mesma para todos eles. Para certas topologias isso é conseguido impondo condições aos coeficientes de acoplamento (k) dos acopladores direccionais em função da sua localização física na rede, o que é, obviamente, uma desvantagem significativa em termos de implementação prática. No entanto, em algumas topologias os acopladores podem ser todos iguais, caso se despreze as perdas de potência. É também desejável que numa rede de N sensores, I_S seja o maior possível, o número de acopladores o menor possível e que não exista, ou pelo menos seja reduzido, o nível de "crosstalk" entre os sensores. Assumindo que a rede não tem perdas e que os sensores têm uma transmissividade (ou reflectividade, no caso das topologias reflectivas) unitária, podemos fazer um breve estudo comparativo entre as diversas topologias.

Os resultados encontram-se descritos na Tabela 2.1. Como se pode constatar, as topologias oferecem diferentes desempenhos, sendo claro que a *topologia série* é a mais favorável em termos de redução de componentes e de balanço de potência. No entanto, o seu nível de "crosstalk" intrínseco é muito elevado, porque a potência óptica injectada na rede é modulada por todos os sensores. Esta topologia tem sido bastante investigada devido à sua reduzida complexidade de implementação [5,6,7,8,9,10]. Algo similar ocorre com a *topologia recursiva*, em que o nível de "crosstalk" é geralmente elevado. Quando as perdas na rede não são desprezáveis e o número de sensores é elevado, esta topologia apresenta intrinsecamente níveis reduzidos de potência por sensor [11,12]. Porém, a sensibilidade dos sensores a um dado mensurando aumenta, devido à radiação ser modulada um número infinito de vezes, por via de circulação no anel de fibra óptica.



(a) Série Transmissiva
(b) Série Reflectiva
(c) Escada Reflectiva ou em 'bus'
(d) Escada Transmissiva
(e) Escada Progressiva
(f) Recursiva
(g) Árvore Reflectiva
(h) Árvore Transmissiva
(i) Estrela Reflectiva
(j) Estrela Transmissiva

Figura 2.1 - Topologias de rede de sensores de fibra óptica.
E: Fonte óptica, D: Bloco de detecção, S: Sensor.

Para que a potência óptica de retorno por sensor seja igual para todos os sensores na rede, os coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais das *topologias em escada* (bem como na *topologia recursiva*) devem ser ponderados [13]. Quando as perdas dos componentes ópticos da rede são desprezáveis, os valores dos coeficientes *k* podem-se determinar facilmente. Quando isso não é possível, a determinação destes valores é, em alguns casos, bastante complexa. Além disso, a alteração do número de sensores da rede implica um reajustamento em todos os valores de *k*, algo bastante indesejável em aplicações práticas.

Topologia	***Número de Acopladores***	***Acopladores Iguais?***	***Potência por sensor*** I_S / I_{in}	***"Crosstalk" intrínseco***
Série Transmissiva	0	-------	1	Sim
Série Reflectiva	1	-------	1/4	Sim
Escada Reflectiva [a]	N	Não	$\frac{1}{4N^2}$	Não
Escada Transmissiva	$2(N\text{-}1)$	Não	$\frac{1}{N^2}$	Não
Escada Progressiva[b]	$2(N\text{-}1)$	Sim	$\frac{1}{2^{N+1}}$	Não
Recursiva [c]	N	Não	$\frac{(2N)^2}{(2N-1)(2N+1)}$	Sim
Árvore Reflectiva [d]	$N\text{-}1$	Sim	$\frac{1}{N^2}$	Não
Árvore Transmissiva [d]	$2(N\text{-}1)$	Sim	$\frac{1}{N^2}$	Não
Estrela Reflectiva [e]	2	-------	$\frac{1}{4N^2}$	Não
Estrela Transmissiva [f]	2	Sim	$\frac{1}{N^2}$	Não

Tabela 2.1 - Comparação entre as topologias de rede da Figura 2.1 (1) (assume-se ausência de perdas de potência).

Deste ponto de vista, a *topologia progressiva* (14) é bastante mais favorável do que a *topologia transmissiva*, já que os acopladores direccionais podem ser todos iguais, proporcionando, assim, uma potência de retorno por sensor idêntica, com a excepção do primeiro e último sensores.

Como se verá em detalhe no capítulo seguinte, é possível escolher valores apropriados para estes dois acopladores, de maneira que a potência de retorno seja igual para todos os sensores. Mesmo no caso de existência de perdas na rede, a variação média dos coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais é baixa [(15)].

O problema acima equacionado não existe nas *topologias em estrela*, já que ao utilizarem acopladores 1xN e Nx1 (no caso transmissivo) não só se assegura o mesmo nível de potência óptica de retorno para cada sensor, como também se reduz o número de acopladores da rede [(16)]. Nas *topologias em árvore* [(17)], embora o número de acopladores aumente com o número de sensores na rede, estes possuem o mesmo valor (1/2) para o coeficiente de acoplamento, que é de facto o acoplador direccional de custo mais reduzido. Além disso, uma variação do número de sensores na rede, ou até a falha de operação de um deles, não se tornam problemáticas. Um aspecto negativo poderá ser o nível de potência óptica de retorno por sensor que é, neste caso, proporcional a $1/N^2$, quando idealmente se desejaria que fosse proporcional a 1/N. Isto é assim porque, apesar de cada sensor receber uma potência óptica proporcional a 1/N, o acoplamento da radiação modulada pelos sensores à fibra de retorno e a correspondente propagação até à unidade optoelectrónica originam uma perda de potência óptica também proporcional a 1/N. Este problema pode ser resolvido por via de técnicas de endereçamento apropriadas [(18,19,20)].

Existem, no entanto, outras estruturas topológicas mais elaboradas e que têm sido estudadas detalhadamente, como é o caso da *topologia em matriz* [(21,22)]. Basicamente, é uma matriz de $\{m*j\}$ sensores, que é iluminada por m fontes ópticas moduladas a frequências diferentes, sendo a leitura do estado dos sensores efectuada por j detectores e respectivos processadores. Devido à existência de m fontes ópticas, quando comparada com as topologias da Figura 2.1 esta topologia permite multiplexar um número substancialmente maior de sensores (para uma sensibilidade e gama dinâmica pretendidas).

De facto, o factor de divisão da potência óptica para um matriz de $N=j^2$ sensores é $1/2N$, com cada fibra óptica de saída transportando $\sqrt{N}$ sinais. Claramente, o ganho em potência conseguido com esta topologia aumenta com a raíz quadrada do número total de sensores (N), assumindo que se utiliza uma configuração simétrica para a matriz. Outra vantagem significativa desta topologia reside no reduzido nível de "crosstalk" que apresenta

[a] Para o primeiro acoplador k_o=1/2 (caso óptimo).
[b] Excepto para o primeiro e último sensor, em que se tem $I_S/I_{in} = 1/2^N$ (assume-se k=1/2, caso óptimo).
[c] Para o primeiro acoplador, k_o= 1/(2N+1).
[d] Acopladores todos idênticos e com k=1/2 (caso óptimo).
[e] Um acoplador 2x2 (com k=1/2) e outro do tipo 1xN (com k=1/N).
[f] Acopladores do tipo 1xN e Nx1 (com k=1/N).

[3]. Naturalmente, a multiplicação de fontes e detectores ópticos é a sua característica menos favorável.

2.3 Técnicas de Endereçamento

As técnicas utilizadas para discriminar a informação dos diversos sensores que compõem uma rede são, em geral, baseadas nas técnicas já conhecidas e utilizadas em sistemas de comunicação óptica. Descrevem-se, em seguida, e de um modo sucinto, as técnicas mais comuns utilizadas em redes de sensores de fibra óptica.

2.3.1 Endereçamento Temporal

(*TDM,* do inglês "*Time Division Multiplexing*").

A informação relativa ao estado do sensor é alocada num intervalo de tempo de um determinado período de transmissão. Isto é conseguido modulando temporalmente, e de uma forma apropriada, a potência óptica injectada no sistema. As diferenças de tempos de propagação entre os sinais provenientes dos vários sensores são conseguidas inserindo extensões adequadas de fibra óptica ao longo da estrutura da rede. A discriminação é feita injectando no sistema os impulsos ópticos com um intervalo de tempo tal que os retornos dos diversos sensores não coincidam no detector, e com uma periodicidade que implique que o impulso proveniente do sensor mais distante atinja o detector primeiro que o impulso seguinte proveniente do sensor mais próximo deste, e assim sucessivamente. Esta técnica não impõe restrições quanto ao tipo de sensor e, em princípio, não existirá sobreposição entre as potências ópticas de retorno dos sensores, já que cada sensor está identificado pela sua janela temporal própria. Como consequência desta característica, o nível de ruído (especialmente o ruído de fase - ver apêndice B) presente quando um sensor é seleccionado na unidade de processamento diminui significativamente, permitindo, assim, um aumento na sensibilidade. Em geral, a maior fonte de ruído advém da unidade de processamento electrónico. A desvantagem mais significativa deste endereçamento tem a ver com o baixo nível de potência óptica injectada no sistema, devido ao reduzido factor de forma ("duty-cycle") da onda rectangular com que se está a modular a potência óptica. Esta técnica tem sido demonstrada tanto em redes de sensores de intensidade [23,24,25,26], como em redes de sensores interferométricos [13,27,28,29,30], tendo sido também recentemente demonstrada com sensores de Bragg [31,32].

2.3.2 Endereçamento em Frequência

(*FDM,* do inglês "*Frequency Division Multiplexing*").

A informação relativa ao estado do sensor é alocada a uma "janela" particular do domínio das frequências, ficando codificada em portadoras de diferentes frequências que são moduladas em amplitude (AM), em frequência (FM) ou em fase (PM). Usando filtros de banda no processamento, a separação dos sinais dos diversos sensores é conceptualmente simples. O uso desta técnica em redes de sensores de intensidade e interferométricos foi já demonstrada.

Existem diversas variantes do endereçamento em frequência, das quais destacamos a seguir as mais importantes [(1)]:

A) *Endereçamento por Portadora Modulada em Frequência* [(33,34,35)]
(*FMCW*, do inglês "*Frequency Modulated Carrier Wave*").
Modulando a corrente de injecção de um díodo laser semicondutor com uma forma de sinal em "dente-de-serra", produz-se uma modulação proporcional na sua frequência de emissão. Se iluminarmos um interferómetro de não-balanceamento L com esta radiação, a variação da fase $\Delta\phi$ desse interferómetro será proporcional à modulação de frequência óptica do laser, originando, assim, um sinal interferométrico dado pela relação (1.1) mas modulado em frequência (FM). Cada sensor da rede deverá ter, então, um não-balanceamento diferente, obtendo-se assim, um sinal modulado em frequência com uma portadora diferente para cada sensor.
Esta técnica é conceptualmente simples, mas apresenta o problema da modulação em "dente-de-serra" da corrente de injecção do laser gerar flutuações aleatórias da fase da radiação emitida, aumentando o nível do ruído de fase [(36)], com a correspondente diminuição da sensibilidade dos sensores. Além disso, não só é modulada a frequência da radiação emitida, mas também a potência óptica, o que induz "crosstalk" entre sensores. No entanto, estes problemas podem ser atenuados utilizando-se outros tipos de modulação [(34,37)].
Recentemente, foi demonstrada uma versão da técnica de modulação em frequência, em que a interrogação dos sensores é feita através da comparação entre a frequência de modulação do laser e a resposta em frequência da função de visibilidade de cada sensor interferométrico [(38)].

B) *Endereçamento por Sub-Portadora* [(39,40,41)]
(*SCM*, do inglês "*Subcarrier Multiplexing*").

Neste caso, a fonte óptica é modulada em amplitude simultaneamente por N sinais sinusoidais de frequências f_i (com i=1,2,…,N). As sub-portadoras de modulação somam-se na detecção, sendo a resultante dependente das fases relativas entre elas. Estas fases são função quer das fases originais, quer dos não-balanceamentos dos sensores. Os sinais podem ser separados por detecção sincronizada (através de PLL's - acrónimo para "*Phase-Locked Loop*") usando os sinais de modulação originais e, subsequentemente, calculando os coeficientes do sistema de equações lineares resultante. Alternativamente, é também possível, através de uma escolha apropriada dos não-balanceamentos dos interferómetros, em combinação com uma selecção cuidada das frequências de modulação, obter os sinais directamente das PLL's sem ser necessário resolver o sistema de equações. Refira-se que modulações parasitas da intensidade da radiação, no percurso para os sensores e no retorno, introduzem flutuações aleatórias nas amplitudes das portadoras, o que limita a aplicabilidade desta técnica a determinadas situações.

A técnica de endereçamento em frequência é vantajosa relativamente à técnica de endereçamento temporal no aspecto de proporcionar um balanço de potência mais favorável. Além disso, a electrónica é globalmente mais simples, considerando que não se necessita de processamento rápido. No entanto, as sensibilidades são frequentemente inferiores às obtidas com o endereçamento temporal, particularmente quando se trata de sensores interferométricos, atendendo aos elevados níveis de ruído de fase que podem ser gerados.

2.3.3 Endereçamento em Comprimento de Onda

(*WDM,* do inglês "*Wavelength Division Multiplexing*").

A informação relativa ao estado do sensor é alocada a um comprimento de onda particular do espectro de radiação emitido pela fonte óptica. Isto pode ser conseguido usando várias fontes ópticas a emitirem em comprimentos de onda distintos e com larguras espectrais estreitas, ou então usando uma única fonte óptica de espectro largo (como, por exemplo, um LED, ver secção 1.5.2), que é posteriormente dividido em vários comprimentos de onda, um para cada sensor da rede [42,43]. Esta divisão do espectro largo é realizada por elementos ópticos dispersivos como, por exemplo, redes de difracção[44], filtros ópticos angulares [45] ou lentes especiais [46].

A qualidade dos componentes ópticos necessários para a implementação deste tipo de endereçamento, particularmente dos componentes baseados em fibra óptica, é normalmente especificada em termos da capacidade de discriminação espectral, do "crosstalk" e das perdas de inserção. O progresso desta técnica de endereçamento depende essencialmente da evolução tecnológica destes componentes. Do ponto de vista de aplicação em redes de sensores de fibra óptica, esta técnica está ainda relativamente imatura, o que não deixa de ser surpreendente já que foi sugerida pela primeira vez em 1981[(47)].

No entanto, este tipo de endereçamento é extremamente promissor. Em primeiro lugar, por se poder multiplexar um número elevado de sensores [(48)]; em segundo, por se tornar bastante simples o estudo do balanço de potência duma determinada topologia de rede, já que a cada comprimento de onda corresponde um único percurso óptico. Desenvolvimentos recentes no domínio do fabrico de redes de difracção em fibra óptica (sensores de Bragg) e de fontes ópticas de espectro largo e de elevada coerência espacial (como é o caso dos SLD ou fontes superfluorescentes), indiciam um acréscimo considerável na importância do conceito de multiplexagem por comprimento de onda (como se verá em capítulos posteriores).

2.3.4 Endereçamento em Coerência

(*CohM,* do inglês "*Coherence Multiplexing*").

Esta técnica é similar em conceito à técnica utilizada em comunicações coerentes [(49,50)]. A informação relativa ao estado do sensor é codificada nas componentes de portadoras ópticas que têm um certo valor de coerência mútua com respeito a uma portadora óptica de referência. Por outras palavras, quando um sensor interferométrico com um não-balanceamento ΔL_S, é iluminado por uma fonte óptica de comprimento de coerência L_C muito menor que ΔL_S, a interferência resultante à saída do interferómetro é desprezável. Porém, se um segundo interferómetro (que poderemos chamar "receptor") com um não-balanceamento $\Delta L_R \approx \Delta L_S$, for colocado em série com o primeiro, existirá um par de percursos ópticos em que a diferença de caminho é praticamente nula, originando assim, à saída do interferómetro receptor um sinal de interferência forte [(51,52)].

Este conceito pode ser utilizado para endereçar sensores interferométricos [(8,10)], permitindo simultaneamente determinar o estado do sensor (localizado remotamente) através de uma sintonização apropriada do interferómetro receptor[(53)]. A técnica, embora elegante, apresenta o problema de o nível de ruído de fase aumentar significativamente à medida que o número de sensores da rede aumenta [(1)]. Por outro lado, é também necessário que os sensores tenham não balanceamentos diferentes, o que em algumas aplicações nem sempre é aceitável.

2.3.5 Endereçamento Espacial

(*SDM*, do inglês "*Spatial Division Multiplexing*").

A informação relativa ao estado dos sensores na rede é discriminada utilizando-se uma fibra óptica de retorno independente para cada um deles [54,55,56]. Esta técnica, embora conceptualmente muito simples, é bastante exigente em termos do comprimento total de fibra óptica necessário para se multiplexar um grande número de sensores. No entanto, é virtualmente isenta de "crosstalk" entre sensores e apresenta um baixo nível de ruído. Mais importante, é o facto de permitir, com grande comodidade e sem repercussões para a rede, a substituição (ou até o aumento do número) de sensores, o que torna esta técnica intrinsecamente segura ao risco de falhas. Para além disso, oferece vantagens adicionais quando combinada com outras técnicas de endereçamento como, por exemplo, TDM [20], WDM [57] ou CohM [18].

2.3.6 Endereçamento por Códigos Pseudo-Aleatórios

(*CDM*, do inglês "*Code Division Multiplexing*").

Esta técnica [25,58] tem sido utilizada numa variedade de aplicações em sistemas de comunicação por fibra óptica [59], tendo também sido já empregada na multiplexagem de sensores interferométricos [60,61]. A radiação da fonte óptica é modulada em amplitude por uma sequência de bits pseudo-aleatória de comprimento 2^m-1 (máximo comprimento da sequência). Conjuntamente, são inseridas extensões de fibra óptica entre os sensores com comprimentos que irão produzir atrasos iguais a um múltiplo inteiro do período de bit. Os sinais provenientes dos sensores da rede são então codificados pelas versões atrasadas da sequência de bits inicial, e através de detecção síncrona correlacionada (que envolve a multiplicação do sinal recebido com o sinal da sequência pseudo-aleatória inicial adequadamente atrasado) é possível discriminar os sinais de cada sensor.

Esta técnica oferece vantagem em termos de balanço de potência relativamente à técnica temporal, já que o "duty-cycle" conseguido é maior neste caso. No entanto, é limitada por efeitos de ruído de fase originados pela multiplicação de impulsos coincidentes no tempo provenientes de diferentes sensores e, também, por um elevado "crosstalk" entre sensores. Alguns destes problemas podem ser atenuados utilizando-se uma mistura apropriada de códigos bipolares com unipolares[62]. A explicação advém do facto de que quando realizamos a correlação entre uma sequência de bits pseudo-aleatória bipolar com uma unipolar, a função resultante tem o valor $2^{(m-1)}$ na situação em que os códigos estão alinhados, sendo nula para qualquer desalinhamento dos códigos. Para o caso usual em que se realiza a auto-correlação de uma sequência convencional bipolar-bipolar, o resultado é um valor de (2^m-1) quando há alinhamento e -1 quando se verifica desalinhamento. Portanto, obtemos um melhor nível de "crosstalk" com a combinação bipolar-unipolar sem a necessidade de usar sequências longas. De facto, baixo nível de "crosstalk" pode ser conseguido desde que o comprimento do código

(2^m-1) seja maior ou igual ao número de sensores na rede (assumindo um tempo de atraso entre sensores correspondente à duração de um bit) [62].

2.4 Técnicas de Processamento

Nesta secção iremos resumir as técnicas de processamento de sinal mais utilizadas em sensores interferométricos de fibra óptica. A técnica usada para converter as variações da fase óptica de um interferómetro em variações eléctricas com a informação da grandeza física que pretendemos medir necessita de ser exacta, estável e com uma zona de operacionalidade razoavelmente grande. A sua escolha depende do tipo de grandeza física a determinar, da frequência de variação da grandeza, do tipo e dimensões do elemento sensor e, ainda, do tipo de topologia da rede e multiplexagem utilizada.

As técnicas de processamento de sinal podem ser convenientemente classificadas em dois tipos, nomeadamente, detecção *homodina* e *heterodina*. Na primeira, as ondas de sinal e de referência têm a mesma frequência quando interferem entre si, enquanto que na segunda, a frequência óptica de uma das ondas (e, por vezes, das duas) é alterada de maneira a produzir-se uma frequência de batimento na saída do interferómetro, estando a informação de interesse na sub-portadora dessa frequência de batimento. Estes dois grupos principais de processamento podem ainda ser subdivididos pelo tipo de esquema usado, como se apresenta na Tabela 2.2.

O esquema de detecção *homodino activo por varrimento da fase* é bastante fácil de implementar, exibe grande linearidade e não introduz ruído adicional no sensor. No entanto, este esquema requer um elemento electricamente activo no sensor, o que nem sempre é desejável em aplicações que exigem operação remota. Além disso, o alcance dinâmico do sensor fica limitado. Os esquemas de detecção *homodino por sintonização da frequência da fonte* e por *geração de uma portadora de fase* surgem como alternativa ao esquema anterior, sendo a sua maior vantagem a de não necessitarem de nenhum elemento activo adicional no sensor. Porém, a sua maior desvantagem reside no facto de termos de controlar eficazmente a corrente de injecção do laser. Por outro lado, os esquemas passivos, como o do *acoplador direccional 3x3*, usam outros processos para gerar os sinais em quadratura, evitando-se, assim, a necessidade de elementos activos no sensor. Refira-se, no entanto, que a sua prestação é normalmente inferior à conseguida com os esquemas activos.

A detecção *heterodina directa* oferece um alcance dinâmico teoricamente infinito. Porém, a sua implementação não é fácil, devido essencialmente à necessidade de se utilizar um modulador de fase convencional (não implementado em fibra óptica) num dos braços do interferómetro. A classe de técnicas de processamento de sinal em que se consegue a geração de uma portadora sem a utilização de uma célula de Bragg num dos braços do interferómetro designa-se por *heterodina indirecta*. A essa classe pertencem as técnicas *sintética heterodina*, *pseudo heterodina* e de *recombinação por quadratura* (apenas para mencionar as mais importantes).

Detecção	*Esquema usado*		*Descrição*
HOMODINA	• Varrimento da Fase [63,64]		O sinal de interferência é comparado com um valor de referência, gerando-se um sinal de erro que mantém o interferómetro na posição de quadratura por via da actuação no seu braço de referência. Deste sinal de erro extrai-se a informação do sensor.
	• Sintonização da Frequência de Emissão da Fonte [65]		O sinal de interferência é comparado com um valor de referência, gerando-se um sinal de erro que actua na corrente de injecção do laser, por forma a ajustar a frequência óptica de emissão para que o interferómetro opere no ponto de quadratura.
	• Comutação da Fonte [66]		Comutando convenientemente a frequência de emissão da fonte, podem-se obter sinais em quadratura. A partir destes sinais, e mediante um processamento electrónico adequado consegue-se extrair a informação sobre o mensurando.
	• Geração da Portadora de Fase[67]		Os sinais em quadratura são obtidos por modulação da frequência óptica da fonte que ilumina o interferómetro. A informação é depois extraída via diferenciação e multiplicação cruzada.
	• Acoplador Direccional 3x3 [68]		Os sinais em quadratura podem-se obter combinando adequadamente as três saídas do acoplador.
HETERODINA	• Directa [69,70,71]		A frequência óptica é modificada, pelo menos num dos braços do interferómetro, utilizando-se um modulador de fase. A informação é depois extraída usando técnicas clássicas de FM ou de detecção síncrona.
	• Indirecta	• Sintética [72,73]	Modula-se sinusoidalmente a frequência de emissão do laser com uma amplitude determinada, de maneira a que na saída do interferómetro se consigam sinais em quadratura.
		• Pseudo [74,75,76]	Através da modulação em “dente-de-serra” da frequência de emissão do laser é possível controlar o perfil das franjas de interferência. Variando o valor da amplitude de modulação é possível concentrar praticamente toda a energia no harmónico desejado, gerando-se assim, um sinal heterodino com a frequência desse harmónico.
		• Recombinação em Quadratura [77,78]	Tendo-se sinais ópticos em quadratura, é possível obter um sinal do tipo heterodino através do produto desses sinais com componentes de uma portadora electrónica gerada localmente.

Tabela 2.2 - Resumo de algumas técnicas de detecção e processamento aplicáveis a sensores de fibra óptica do tipo interferométrico.

Os esquemas atrás mencionados oferecem diferentes prestações, sendo a sua escolha dependente do tipo de grandeza física a determinar e também do tipo de aplicação a que se destina. Neste processo, o grau de complexidade e o ruído global gerado pelo sistema são factores decisivos na sua selecção, por forma a assegurar-se sensibilidade optimizada ao sinal detectado e razoabilidade no custo de implementação. Foram demonstradas técnicas alternativas ou derivadas das acima comentadas para aplicação em sensores interferométricos (79,80,81,82). Em geral, não apresentam um acréscimo substancial de desempenho, sendo o grau de complexidade relativa razoável. Melhoramentos das técnicas resumidas na Tabela 2.2 têm ocorrido ao longo dos anos (73,83,), sendo o objectivo obter-se técnicas de processamento de sinal de fácil implementação electrónica e de leitura directa (84) ou com dupla detecção heterodina (85). Recentemente, foi demonstrada uma técnica de processamento de sinais interferométricos totalmente óptica (86), a qual é baseada na filtragem temporal do sinal óptico, utilizando-se para isso uma secção de fibra óptica dopada com érbio. Este esquema, embora de elevado custo devido ao amplificador óptico, promete grandes possibilidades já que o processamento é todo realizado opticamente, o que traz vantagens acrescidas em termos de velocidade de processamento.

No que respeita às técnicas de processamento de sensores de intensidade, regra geral estas são baseadas em processos raciométricos, isto é, na razão entre o sinal que contém a informação do sensor e um sinal de referência. Desta forma, é resolvido (ou atenuado) o problema associado com as flutuações de potência da fonte óptica e às perdas variáveis nos restantes componentes ópticos que constituem o sistema.

2.5 Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Bragg

Como foi referido anteriormente, os sensores de Bragg representam um dos maiores avanços tecnológicos dos últimos anos na área dos sensores de fibra óptica, sendo hoje em dia alvo de um esforço significativo de investigação e desenvolvimento. A sua resposta em comprimento de onda (ver Figura 1.10) possibilita um número significativo de vantagens relativamente aos outros tipos de sensores de fibra óptica. Uma das mais importantes está no facto de a informação referente ao mensurando ser codificada no comprimento de onda de Bragg do sensor. Sendo este um parâmetro absoluto, a saída do sensor será independente das flutuações de potência da fonte óptica e das perdas nas fibras e nos acopladores direccionais. Além disso, a natureza deste tipo de codificação facilita obviamente a multiplexagem por comprimento de onda (WDM), já que cada sensor fica univocamente identificado por uma diferente porção do espectro disponível da fonte óptica. O ponto chave para um sistema sensor prático baseado neste tipo de dispositivos, reside no desenvolvimento de instrumentação capaz de medir os pequenos desvios relativos do comprimento de onda de Bragg (dado pela condição 1.13), quando estes sensores são submetidos à acção do mensurando.

A gama de aplicações dos sensores de Bragg pode ser extensa. No entanto, o maior interesse tem sido dirigido actualmente para o desenvolvimento de sensores quase-distribuídos, assim como para sistemas que permitam a medição de deformações localizadas (como em estruturas compósitas, em que as fibras que contêm os sensores de Bragg são previamente embebidas no processo de fabrico dessas estruturas, possibilitando, assim, a monitorização posterior e em tempo real das tensões e deformações da estrutura, da temperatura, da vibração, etc). A Figura 2.2 ilustra o conceito genérico de operação de um sensor de Bragg.

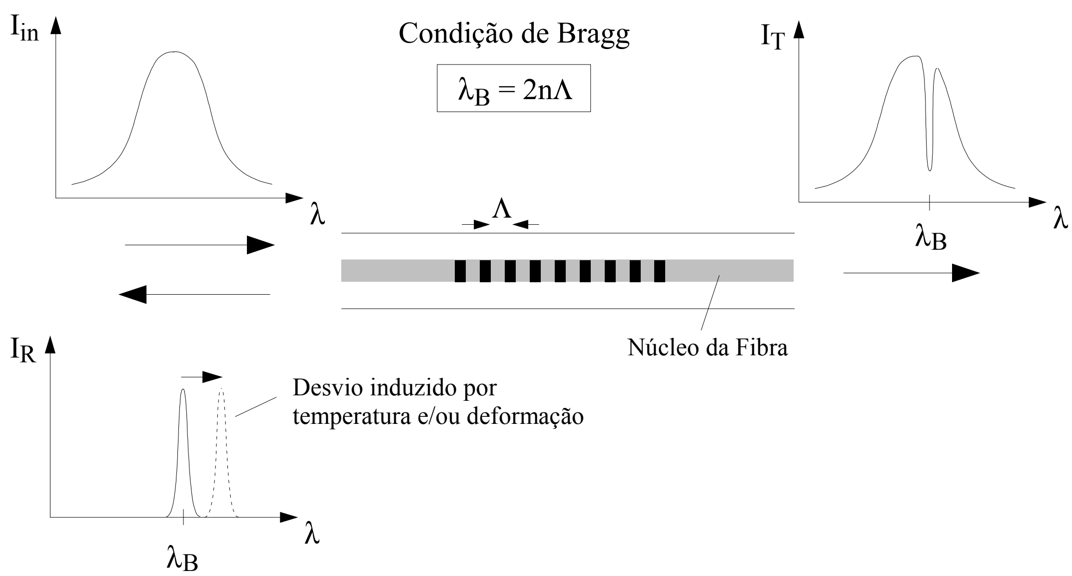


Figura 2.2 - Sensor de Bragg.

Quando o sensor é iluminado por uma fonte de espectro largo (I_{in}) (por exemplo, um LED, um SLD ou uma fonte superfluorescente), este irá reflectir uma porção do espectro inicial (I_R) que é determinada pela condição de Bragg. O mensurando, ao induzir uma perturbação no sensor, vai alterar o período (Λ) da rede de difracção no núcleo da fibra, o que, por sua vez, origina um deslocamento do comprimento de onda de Bragg reflectido (λ_B), o qual está relacionado com a grandeza física a medir através da relação (1.22).

Para detectar estes pequenos desvios do comprimento de onda reflectido, pode-se utilizar um monocromador ou um analisador de espectros óptico. No entanto, estas soluções não são práticas e, além disso, envolvem um custo elevado. Com base nisto, têm vindo a ser desenvolvidas e demonstradas técnicas relativamente simples para descodificar a informação do mensurando, as quais se baseiam essencialmente na filtragem óptica passiva. Na Figura 2.3, mostra-se esquematicamente alguns tipos de filtros ópticos utilizados.

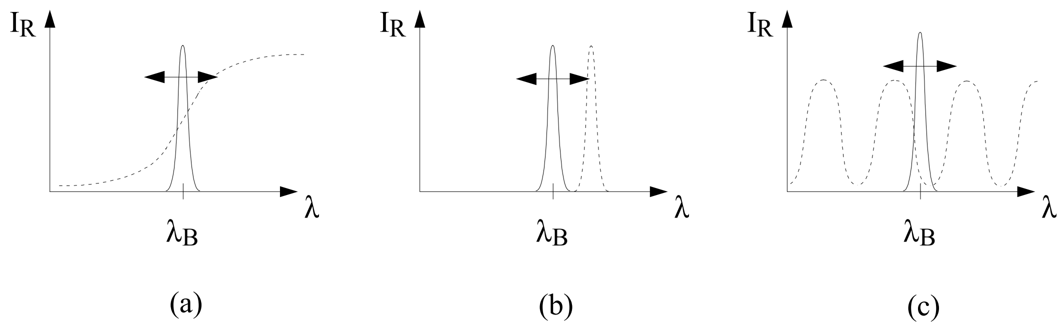


Figura 2.3 - Processamento do sinal espectral reflectido por um sensor de Bragg através de filtragem óptica (a tracejado) utilizando: (a) filtro óptico passa-alto, (b) filtro óptico passa-banda sintonizável, (c) interferómetro não-balanceado.

A técnica de processamento baseada no filtro óptico passa-alto (Figura 2.3-a) mede o desvio do comprimento de onda de Bragg do elemento sensor através da comparação entre a intensidade do sinal que é transmitido através do filtro e a intensidade do sinal original (sinal de referência) [87,88]. A sensibilidade conseguida com esta técnica é limitada, já que depende da característica e do filtro óptico, além de que este, em geral, não é construído em fibra óptica, o que torna o alinhamento crítico. Um processo óbvio de melhorar a eficiência desta técnica consiste em utilizar para a filtragem um dispositivo em fibra óptica que possua uma função de transferência similar. Um exemplo disso baseia-se no emprego de um acoplador direccional selectivo [89] ou de um filtro bicónico em fibra óptica [90] (Capítulo 5).

Um processamento de sinal alternativo e potencialmente mais atractivo reside na utilização de um filtro óptico passa-banda sintonizável (Figura 2.3-b). Este filtro, através de um circuito de realimentação que nele actua e que permite sintonização activa, "segue" o desvio do comprimento de onda de Bragg da radiação proveniente do elemento sensor. Consequentemente, do valor da tensão que é aplicada ao mecanismo de sintonia do filtro, de maneira a maximizar o sinal óptico na detecção, retira-se a informação sobre o desvio do comprimento de onda do sensor de Bragg. Exemplos de filtros deste tipo incluem: Fabry-Pérot em fibra óptica [91], filtros acusto-ópticos [92,93] e filtros baseados nas próprias redes de difracção em fibra óptica [94,95]. Este último exemplo será analisado em detalhe no Capítulo 5.

O uso da técnica de detecção interferométrica (Figura 2.3-c) é, também, uma forma de filtragem, sendo que neste caso a função de transferência do filtro é da forma ($1+\cos\phi$), com o termo de fase dependente do comprimento de onda de Bragg do sensor (96,97) (por exemplo, caso se tenha um interferómetro de Michelson, a relação da fase com o comprimento de onda é dada pela equação da Tabela 1.3). A saída do interferómetro pode então ser processada de maneira a extrair-se a variação da fase óptica que contem a informação relativa ao mensurando. Como é de esperar, esta técnica de processamento, por ser interferométrica, é a que possibilita maior sensibilidade.

Este tipo de sensores é ideal para multiplexagem em rede. Como tal, uma variedade de configurações têm sido propostas (98,99), muitas delas baseadas na multiplexagem em comprimento de onda (94,100,101), já que é possível fabricar sensores de Bragg com comprimentos de onda de Bragg diferentes. Portanto, cada sensor reflectirá uma porção distinta do espectro de iluminação, sendo apenas necessário garantir uma janela espectral para cada um deles com uma largura tal que evite sobreposições quando os sensores são actuados pelos respectivos mensurandos (Figura 2.4).

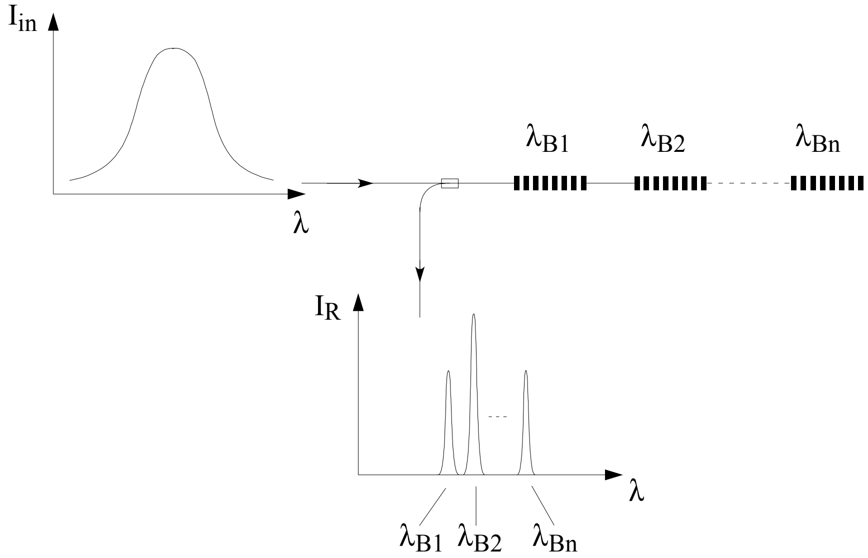


Figura 2.4 - Multiplexagem em comprimento de onda quando a rede de sensores de Bragg é iluminada com uma fonte óptica de espectro largo (por exemplo, um LED ou SLD).

As componentes espectrais reflectidas podemser separadas, então, utilizando um filtro óptico passa-banda sintonizável. Um dos problemas deste tipo de multiplexagem reside no facto de o número de sensores estar limitado pela largura espectral da fonte óptica e pela largura das janelas espectrais a eles atribuídas.

Um processo de se ultrapassar esta dificuldade consiste em utilizar-se simultaneamente endereçamento temporal, através da modulação da fonte óptica e da colocação de extensões (L_d) de fibra óptica para produzir os atrasos. A Figura 2.5 ilustra o conceito proposto, em que se utiliza simultaneamente endereçamento temporal e em comprimento de onda, de maneira a multiplexar um grande número de sensores. Para este caso, foi considerada a topologia em *série reflectiva*, mas outras topologias poderiam ser escolhidas [20] (como, aliás, também outras combinações de endereçamento, por exemplo, endereçamento espacial [20,102]).

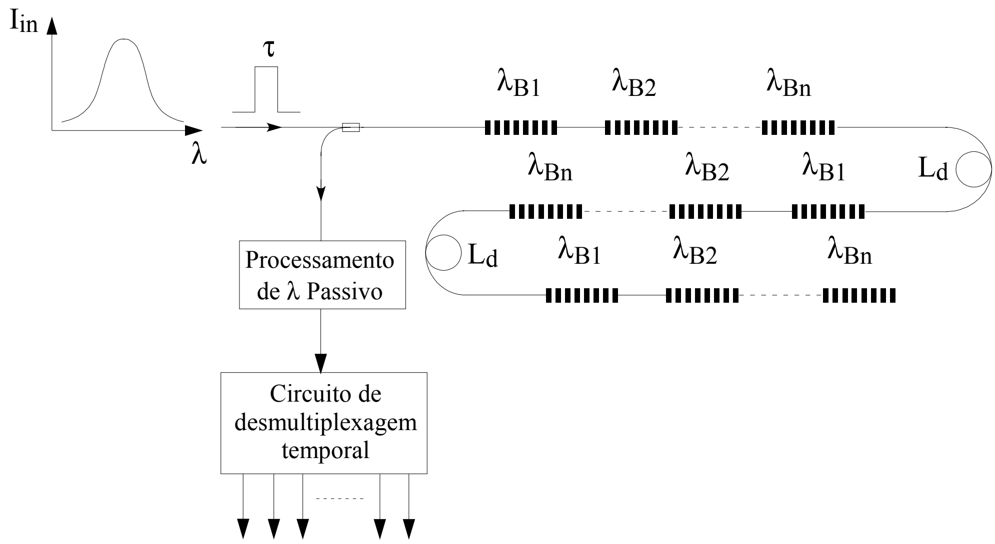


Figura 2.5 - Rede de sensores de Bragg endereçados no tempo e em comprimento de onda.

Até agora falamos de processamento passivo. No entanto, o processamento activo de sensores de Bragg tem sido alvo de interesse considerável por parte de vários grupos de investigação. Neste tipo de processamento, os sensores de Bragg são utilizados como elementos reflectores de uma cavidade laser em fibra, sendo o comprimento de onda da radiação laser emitida (que é dado pelo comprimento de onda de Bragg) monitorizado à saída do sistema [103,104,105]. Comparativamente aos métodos referidos anteriormente, um sistema laser sensor em fibra óptica oferece, geralmente, um nível superior de potência óptica, resultando daí, para o sistema, razões sinal-ruído mais favoráveis.

O conceito básico é apresentado na Figura 2.6. A cavidade do laser é formada entre o espelho (M) e a rede de difracção (sensor de Bragg), sendo o seu comprimento a distância entre o espelho e o ponto médio da rede de difracção (podemos usar no lugar do espelho outra rede de difracção[106,107]). O meio activo pode ser realizado usando um dispositivo semicondutor ou uma secção de fibra óptica dopada. A utilização de um meio activo em fibra é bastante mais atractiva do ponto de vista de que o sistema pode ser todo construído em fibra óptica, reduzindo assim, as suas perdas. Sendo o ganho da cavidade suficiente, o sistema emite radiação estimulada com comprimento de onda determinado pelo comprimento de onda de Bragg do elemento sensor. Em geral, o laser emitirá em comprimentos de onda que obedeçam a condição de ressonância da cavidade (108):

$$\lambda_{laser} = \frac{2nL_{cav}}{m} \tag{2.1}$$

onde n é o índice de refracção efectivo da cavidade, L_{cav} é o comprimento da cavidade óptica formada pelo espelho e pelo ponto médio do sensor de Bragg e m é um número inteiro. A acção de uma grandeza física externa sobre o sensor consiste em alterar o comprimento de onda de Bragg e, consequentemente, o comprimento de onda de emissão do laser. Utilizando qualquer uma das técnicas de processamento anteriormente descritas é possível monitorizar este desvio e, desta forma, determinar o valor da grandeza física.

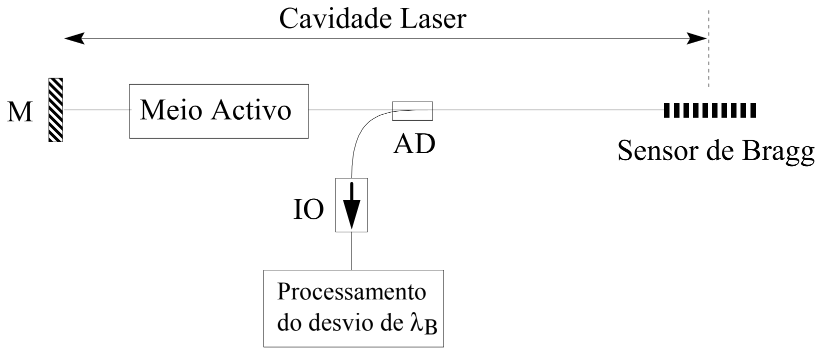


Figura 2.6 - Conceito básico do processamento activo do sensor de Bragg.
(IO: isolador óptico, AD: acoplador direccional).

Mesmo este simples conceito é limitado ao endereçamento de apenas um sensor na cavidade. Um processo de aumentar o número de sensores de Bragg da cavidade será o de incorporar, dentro desta, um filtro óptico passa-banda sintonizável (105) como, por exemplo, um filtro de Fabry-Pérot em fibra, que selectivamente optimizará o ganho da cavidade para determinados comprimentos de onda de Bragg. Sintonizando este filtro para um sensor de Bragg específico, o laser irá emitir nesse comprimento de onda. Desta maneira, um maior número de sensores de Bragg, operando a diferentes comprimentos de onda, poderá ser sequencialmente endereçado de uma forma quase-distribuída.

Uma técnica alternativa de endereçamento dos sensores de Bragg da cavidade será a de operar o laser em regime de "mode-locking" (109,110). O conceito básico é apresentado na Figura 2.7, para o caso de dois sensores de Bragg. Neste exemplo, um par de cavidades ópticas colineares, com diferentes comprimentos, e um modulador de "mode-locking" (MML), formam o laser. Se o comprimento da cavidade entre o espelho (M) e o primeiro sensor de Bragg for L_o, e a distância entre os dois elementos sensores for ΔL, então a cavidade laser pode ser forçada a oscilar em regime de "mode-locking" num dos dois comprimentos de onda de Bragg (λ_{B1} ou λ_{B2}, $\lambda_{B1} \neq \lambda_{B2}$), bastando para isso actuar o MML com uma frequência correspondente a um múltiplo (m) do espaçamento modal da cavidade. Assumindo regime de "mode-locking" na ferquência fundamental (isto é, m=1), o laser emitirá radiação coerente com comprimento de onda λ_{B1} ou λ_{B2} quando as frequências de modulação forem, respectivamente[111]:

$$f_1 = \frac{c}{2nL_o} \tag{2.2}$$

$$f_2 = \frac{c}{2n(L_o + \Delta L)} \tag{2.3}$$

Portanto, os dois sensores de Bragg são endereçados pela frequência aplicada ao modulador, sendo medidos os respectivos desvios do comprimento de onda de Bragg através de uma das técnicas de processamento atrás referidas. No entanto, para se poder operar o laser desta maneira, uma condição deve ser satisfeita: os produtos do ganho da fibra pela reflectividade (eq.1.14) dos dois sensores de Bragg deverão ser idênticas, de modo a evitar competição entre modos de cavidades diferentes. Estando esta condição satisfeita, ao sintonizar o modulador para uma determinada cavidade, por exemplo a cavidade mais pequena, ele irá introduzir perdas na cavidade mais longa que servirão para suprimir os modos desta, permitindo, assim, endereçar a mais curta.

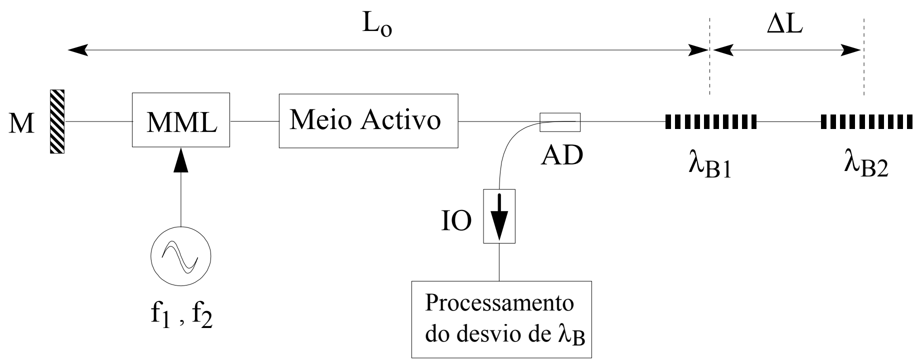


Figura 2.7 - Endereçamento em frequência de sensores de Bragg, através de operação laser em regime de "mode-locking".

Em princípio, este conceito pode ser expandido a um número N de sensores de Bragg, espaçados de um comprimento de fibra ΔL. Porém, este número estará limitado pelos harmónicos da frequência de "mode-locking" das diversas cavidades. Em geral, a condição básica para evitar sobreposição de modos deverá ser [112] $L_N < 2L_1$, isto é, o comprimento da cavidade maior tem de ser menor do que o dobro do comprimento da cavidade formada pelo espelho e pelo sensor de Bragg mais próximo.

O dispositivo utilizado para se obter a modulação é, em geral, um modulador acústo-óptico ou célula de Bragg [(110)], o que não é uma boa opção em lasers de fibra óptica devido à baixa eficiência de injecção na fibra. Forami demonstrados, recentemente, outros processos de geração de "mode-locking" em lasers deste tipo em que o modulador não é necessário. Estes métodos são baseados na modulação directa da corrente de injecção de lasers semicondutores de bombagem [(113)], ou nas propriedades intrínsecas da polarização em díodos laser de múltiplos poços quânticos [(114)](MQW, do inglês "*Multiple Quantum Wells*"). Estas soluções tornam os lasers em fibra conceptualmente simples, compactos e eficientes.

A multiplexagem e o processamento de sinal dos sensores de fibra óptica é uma área de investigação e desenvolvimento em crescimento acelerado, devido não só à necessidade, cada vez maior, não só de monitorizar variadas grandezas físicas em tempo real e com elevada resolução, como, também, de medir estas grandezas simultaneamente em diversos locais físicos, nas mais adversas condições ambientais. Até ao presente, muitos e variados esquemas de multiplexagem e de processamento de sinais de sensores de fibra óptica têm sido estudados e descritos na literatura [(112,115,116,117,118)]. Pretendemos, neste capítulo, dar uma visão global, necessariamente sumária, das técnicas mais utilizadas. Como se pode constatar, a multiplexagem em comprimento de onda de sensores de Bragg é bastante promissora, principalmente porque os elementos sensores podem ser fabricados em série na própria fibra, sem alterar as suas dimensões, tornando-se, assim, facilmente integráveis nos sistemas de comunicação por fibra óptica. Nos capítulos seguintes descreve-se um conjunto de conceitos relativos à multiplexagem e processamento de sinal de sensores de fibra óptica, os quais foram investigados em termos da sua modelização, implementação laboratorial e respectiva caracterização.

Referências

[1] J. L. Santos, *Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Óptica*, Tese de Doutoramento, FCUP, Universidade do Porto, Porto, 1993.

[2] K. Blϕtekjaer, "Fiber optic sensor multiplexing" in *Fundamentals of Fiber Optics in Telecomunication and Sensor Systems*, Ed: B. P. Pal, Wiley Eastern, 1991.

[3] A. D. Kersey, "Multiplexed interferometric fiber sensors", in *7th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'7**, Sydney, Australia, 313 (1990).

[4] R. Miles, A. Dandridge, A. Tveten, H. Taylor and T. Giallorenzi, "Feedback induced line broadening in CW channel substrate planar laser diodes", Appl. Phys. Lett. **37**, 990 (1980).

5 K. Blϕtekjaer, R. H. Wentworth and H. J. Shaw, "Choosing relative optical path delays in series-topology interferometric sensor arrays", J. Lightwave Technol. **5**, 229 (1987).

6 A. D. Kersey, K. L. Dorsey and A. Dandridge, "Demonstration of an eight-element time multiplexed interferometric fibre sensor array", Electron. Lett. **24**, 689 (1988).

7 A. D. Kersey, A. Dandridge and K. L. Dorsey, "Transmissive serial interferometric fiber sensor array", J. Lightwave Technol. **7**, 846 (1989).

8 J. L. Santos and A. P. Leite, "Multiplexing of polarimetric sensors addressed in coherence", in *9th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'9**, Florence, Italy, 59 (1993).

9 V. Gusmeroli, M. Martinelli and P. Vavassori, "Quasi distributed single length polarimetric sensor", Opt. Lett. **14**, 1330 (1989).

10 J. L. Brooks, R. H. Wentworth, R. C. Youngquist, M. Tur, B. Y. Kim and H. J. Shaw, "Coherence multiplexing of fiber optic interferometric sensors", J. Lightwave Technol. **3**, 1062 (1985).

11 B. Moslehi, M. R. Layton and H. J. Shaw, "Efficient fiber-optic structure with applications to sensor arrays", J. Lightwave Technolo. **7**, 236 (1989).

12 J. Capmany, "Structure induced crosstalk in fibre-optic lattice point sensor arrays", Opt. Commun. **89**, 33 (1992).

13 J. L Santos and D. A. Jackson, "Coherence sensing of time-addressed optical-fiber sensors illuminated by a multimode laser diode", Appl. Opt. **30**, 5068 (1991).

14 R. M. Taylor and M. J. Ranshaw, "Coherence multiplexed polarimetric fibre sensor arrays for aerospace applications", Opt. And Lasers in Eng. **16**, 223 (1992).

15 A. B. Lobo Ribeiro, R. F. Caleya and J. L. Santos, "Progressive ladder network topology combining interferometric and intensity fiber-optic-based sensors", Appl. Opt. **34**, 6481 (1995).

16 R. F. Caleya, M. López-Amo, J. A. Martin-Pereda and M. A. Muriel, "Arrays de sensores interferométricos de fibra óptica", *VII Simposium Nac. De la Unión Científica Int. de Rádio*, Proc. **URSI'92**, vol.II, Málaga, España, 885 (1992).

17 C. McGarrity and D. A. Jackson, "Time division multiplexed topology for Michelson interferometer sensors to measure low frequency measurands", Opt. Commun. **104**, 280 (1994).

18 A. B. Lobo Ribeiro, Y. J. Rao and D. A. Jackson, "Multiplexing interrogation of interferometric sensors using dual multimode laser diode sources and coherence reading", Opt. Commun. **109**, 400 (1994).

19 A. B. Lobo Ribeiro, T. Y. Liu, Y. J. Rao and D. A. Jackson, "Simple multiplexing schemes for sensor networks exploiting low coherence interferometry", in *9th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'9**, Florence, Italy, 63 (1993).

20 A. B. Lobo Ribeiro, Y. J. Rao, L. Zhang, I. Bennion and D. A. Jackson, "Time and spatial multiplexing tree topology for fibre optic Bragg grating sensors with interferometric wavelength-shift detection", Appl. Opt. **35**, 2267 (1996).

21 A. Dandridge, A. Tveten, A. D. Kersey and A. Yurek, "Multiplexing of interferometric sensors using phase carrier techniques", J. Lightwave Technol. **5**, 947 (1987).

22 C. McGarrity, B. C. B. Chu and D. A. Jackson, "Multiplexing of Michelson interferometer sensors in a matrix array topology", Appl. Opt. **34**, 1262 (1995).

23 W. Spillman and J. Lord, "Self referencing multiplexing technique for fiber optic intensity sensors", J. Lightwave Technol. **5**, 865 (1987).

24 A. Nelson, D. McMahon and R. Gravel, "Passive multiplexing system for fibre optic sensors", Appl. Opt. **19**, 2917 (1980).

25 R. F. Caleya, *Contribucion al Estudio de Estructuras Ópticas Interferometricas para su Aplicacion en Sistemas de Comunucacion por Fibra Óptica*, Tese de Doutoramento, ETSIT, Universidad Politecnica de Madrid, España, 1994.

26 A. Nelson, D. McMahon and R. Gravel, "Multiplexing system for fibre optic sensors using pulse compensation techniques", Electron. Lett. **17**, 263 (1981).

27 A. D. Kersey and A. Dandridge, "Time division multiplexing of interferometric fiber sensors using passive phase generated carrier interrogation", Opt. Lett. **12**, 775 (1987).

28 J. L. Brooks, B. Moslehi, B. Y. Kim and H. J. Shaw, "Time-domain addressing of remote fiber-optic interferometric sensor arrays", J. Lightwave Technol. **5**, 1014 (1987).

29 A. D. Kersey and A. Dandridge, "Multiplexed Mach-Zehnder ladder array with ten sensor elements" Electron. Lett. **25**, 1298 (1989).

30 J. L. Santos, F. Farahi, T. P. Newson and D. A. Jackson, "Time division multiplexing of optical fiber sensors with sampled modulation of laser diode", Opt. Commun. **78**, 143 (1990).

31 R. S. Weis, A. D. Kersey and T. A. Berkoff, “A four-element fiber grating sensor array with phase-sensitive detection”, IEEE Photon. Technol. **6**, 1469 (1994).

32 Y. J. Rao, A. B. Lobo Ribeiro, D. A. Jackson, L. Zhang and I. Bennion, “Combined spatial- and time-division-multiplexing scheme for fiber grating sensors with drift-compensated phase-sensitive detection”, Opt. Lett. **20**, 2149 (1995).

33 I. Sakai, “Frequency division multiplexing of optical sensors using a fequency modulated source”, Optical and Quantum Electron. **18**, 279 (1986).

34 I. Sakai, R. C. Youngquist and G. Parry, “Multiplexing of optical fiber sensors usinga frequency-modulated source and gated output”, J. Lightwave Technol. **5**, 932 (1987).

35 J. L. Santos, F. Farahi, T. P. Newson, A. P. Leite and D. A. Jackson, “Frequency multiplexing of remote all-fiber Michelson interferometers with led insensitivity”, J. Lightwave Technol. **10**, 853 (1992).

36 G. Economou, R. Youngquist and D. Davies, “Limitations and noise in interferometric systems using frequency ramped diode lasers”, J. Lightwave Technol. **4**, 1601 (1986).

37 A. D. Kersey, A. Dandridge and A. Tveten, “Recent advances in demodulation/multiplexing techniques for interferometric fiber sensors”, in *5th Int. Conf. on Fibre Optics and Opto-Electronics*, Proc. SPIE **734**, 261 (1987).

38 M. A. Davis and A. D. Kersey, “Visibility-tuning technique for addressing fiber sensor networks”, in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors IV*, Proc. SPIE **2294**, Boston, USA, 121 (1994).

39 J. Mlodzianowski, D. Uttamchandani and B. Culshaw, “A simple frequency domain multiplexing system for optical point sensors”, J. Lightwave Technol. **5**, 1002 (1987).

40 R. Olshansky, V. A. Lanzisera and P. M. Hill, “Sucarrier mutliplexed lightwave systems for broadband distribution”, J. Lightwave Technol. **7**, 1329 (1989).

41 T. E Darcie, “Subcarrier multiplexing for multi-access lightwave networks”, J. Lightwave Technol. **5**, 1103 (1987).

42 J. M. Senior, S. E. Moss and S. D. Cusworth, “Wavelength division multiplexed multiple sensor networks”, in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors*, Proc. SPIE **1586**, Boston, USA, 203 (1991).

43 J. Laude, “Wavelength division multiplexing technological trends”, Proc. EFOC/LAN, Basel, 85 (1987).

44 I. Nishi, T. Oguchi and K. Kato, “Broad pass band multi/demultiplexer for multimode fibers using a diffraction grating and retroreflectors”, J. Lightwave Technol. **5**, 1695 (1987).

45 A. Frenkel and C. Lin, “Angle-tuned etalon filters for optical channel selection in high density wavelength-division multiplexed systems”, J. Lightwave Technol. **7**, 615 (1989).

46 B. Metcalf and L. Jou, “Dual GRIN lens wavelength multiplexer”, Appl. Opt. **22**, 455 (1983).

47 B. E. Jones, “Simple optical sensors for the process industries using incoherent light”, Proc. *Inst. of Measurement and Control Symp. On Optical Sensors and Optical Techniques in Intrumentation*, London, (1981).

48 R. Ulrich, “Theory of spectral encoding for fiber optic sensors”, NATO ASI Series, **E 132**, 73 (1987).

49 C. Delisle and P. Cielo, “Application de la modulation spectrale à la transmission de l’information”, Can. J. Phys. **53**, 1047 (1975).

50 J. P. Goedgebuer, J. Salcedo and J. C. Vienot, “Multiplex communication via electrooptic phase modulation of white light”, Optica Acta **29**, 471 (1982).

51 S. A. Al-Chalabi, B. Culshaw and D. E. N. Davies, “Partially coherent sources in interferometric sensors”, in *1st Int. Conf. on Optical Fibre Sensors*, Proc. **OFS’1**, London, UK, 132 (1983).

52 A. B. Lobo Ribeiro, *White-Light Interferometry: Applications to Fibre Optic Sensors for AC and DC Measurands*, M.Sc. Thesis, Physics Lab., University of Kent, Canterbury, UK, 1992.

53 L. A. Ferreira, *Interferometria de Luz Branca e Processamento de Sinal de Sensores de Fibra Óptica*, Tese de Mestrado, Lab. Física da FCUP, Universidade do Porto, Porto, 1994.

54 J. C. Walker, R. Holmes and G. R. Jones, “Multiplexing optical sensors using spatial light modulator”, Electron. Lett. **27**, 2022 (1991).

55 T. Y. Liu, J. Cory and D. A. Jackson, “Partially multiplexing sensor network exploting low coherence interferometry”, Appl. Opt. **32**, 1100 (1993).

56 Y. Hu and S. Chen, “Spatial frequency multiplexing of optical fiber sensor arrays”, Opt. Lett. **20**, 1207 (1995).

57 Y. J. Rao, A. B. Lobo Ribeiro, D. A. Jackson, L. Zhang and I. Bennion, “Simultaneous spatial, time and wavelength division multiplexed in-fibre grating sensing network”, Opt. Commun. **125**, 53 (1996).

58 R. C. Dixon, *Spread Spectrum Systems*, John Wiley & Sons, New York, 1984.

59 P. R. Prucnal, M. A. Santoro and P. R. Fan, “Spread spectrum fibre local area network using optical processing”, J. Lightwave Technol. **4**, 547 (1986).

[60] H. S. Al-Raweshidy and D. Uttamchandani, "Spread spectrum technique for passive multiplexing of interferometric fiber optic sensors", in *Fibre Optics'90*, Proc. SPIE **1314**, 342 (1990).

[61] J. J. Mlodzianowski, D. Uttamchandani and B. Culshaw, "Simple fibre-optic mutliplexing system using pseudorandom sequence", Electron. Lett. **24**, 1436 (1988).

[62] A. D. Kersey, A. Dandridge and M. A. Davis, "Low-crosstalk code-division multiplexed interferometric array", Electron. Lett. **28**, 351 (1992).

[63] D. A. Jackson, A. Dandridge and S. K. Sheem, "Measurement of small phase shifts using a single mode optical fibre interferometer", Opt. Lett. **5**, 139 (1980).

[64] D. A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge and A. B. Tveten, "Elimination of drift in a single mode optical fibre interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fibre", Appl. Opt. **19**, 2926 (1980).

[65] A. Dandridge and A. B. Tveten, "Phase compensation in interferometric fibre optic sensors", Opt. Lett. **7**, 279 (1982).

[66] A. D. Kersey, D. A. Jackson and M. Corke, "Demodulation scheme for interferometric sensors employing laser frequency switching", Electron. Lett. **19**, 102 (1983).

[67] A. Dandridge, A. B. Tveten, and T. Giallorenzi, "Homodyne demodulation scheme for fibre optic sensors using phase generated carrier", IEEE J. Quantum Electron. **18**, 1647 (1982).

[68] K. P. Koo, A. B. Tveten and A. Dandridge, "Performance stabilisation scheme for fibre interferometers using (3x3) fibre directional couplers", Appl. Phys. Lett. **41**, 616 (1982).

[69] F. J. Eberhart and F. A. Andrews, "Laser heterodyne system for measurement and analysis of vibration", J. Acoust. Sco. Am. **48**, 603 (1970).

[70] M. A. Nokes, B. C. Hill and A. E. Bardli, "Fibre optic heterodyne interferometer for vibration measurements in biological systems", Rev. Sci. Instrum. **49**, 722 (1978).

[71] D. A. Jackson, "A prototype digital phase tracker for the fibre interferometer", J. Phys. E. **14**, 1274 (1981).

[72] J. H. Cole, B. A. Denver and J. A. Bucaro, "Synthetic-heterodyne interferometric demodulation", IEEE J. Quantum Electron. **18**, 694 (1982).

[73] A. B. Lobo Ribeiro, R. F. Caleya and J. L. Santos, "General error function of synthetic-heterodyne signal processing in interferometric fibre optic sensors", Int. J. of Optoelectronics **10**, 205 (1996).

[74] D. A. Jackson, A. D. Kersey, A. D. Corke and J. D. C. Jones, "Pseudo-heterodyne detection scheme for optical interferometers", Electron. Lett. **18**, 1081 (1982).

[75] E. Voges, O. Ostwald, B. Schiek and A. Neyer, "Optical phase and amplitude measurement by single sideband homodyne detection", IEEE J. Quantum Electron. **18**, 124 (1982)

[76] A. D. Kersey, J. D. C. Jones, M. Corke and D. A. Jackson, "Fibre optic sensor using heterodyne signal processing without recourse to an specific frequency shifting element", BHRA *Conf. on Optical Techniques in Process Control*, The Hague, paper C3 (1983).

[77] A. D. Kersey, M. Corke, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "Signal recovery techniques for unbalanced fibre interferometric sensors illuminated by laser diodes", *IEE Conf. on Optical Fibre Sensors*, London, 43 (1983).

[78] A. D. Kersey, D. A. Jackson and M. Corke, "Elimination of signal fading in interferometric fibre sensors", *IEE Colloquium on Fibre Sensors*, London, paper 11 (1981).

[79] J. L. Santos and D. A. Jackson, "Passive demodulation of miniature fibre-optic-based interferometric sensors using a time-multiplexing technique", Opt. Lett. **16**, 1210 (1991).

[80] W. Jin, L. M. Zhang, D. Uttamchandani and B. Culshaw, "Modified J1…J4 method for linear readout of dynamic phase changes in a fibre-optic homodyne interferometer", Appl. Opt. **30**, 4496 (1991).

[81] W. Jin, D. Uttamchandani and B. Culshaw, "Direct readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferomter", Appl. Opt. **31**, 7253 (1992).

[82] P. Y. Chien and C. L. Pan, "Triangularly phase-modulated optical fiber ring resonator sensor", Appl. Opt. **31**, 2776 (1992).

[83] C. McGarrity and D. A. Jackson, "Improvement on phase generated carrier technique for passive demodulation of miniature interferometric sensors", Opt. Commun. **109**, 246 (1994).

[84] L. C. Giulianelli and A. B. Buckman, "Fiber-optic circuit for direct phase conversion with two outputs in quadrature", J. Lightwave Technol. **11**, 1263 (1993).

[85] E. Gelmini, U. Minoni and F. Docchio, "Tunable, double-wavelength heterodyne detection interferometer for absolute-distance measurements", Opt. Lett. **19**, 213 (1994).

[86] A. D. Kersey, M. J. Marrone, K. P. Koo and A. Dandridge, "Optically demodulated interferometric sensor system", in *10th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors*, Proc. SPIE **2360**, Glasgow, UK, 343 (1994).

[87] S. M. Melle, K. Liu and R. M. Measures, "A passive wavelength demodulation system for guided-wave Bragg grating sensors", IEEE Photon. Technol. Lett. **4**, 516 (1992).

88 S. M. Melle, K. Liu and R. M. Measures, "Practical fiber-optic Bragg grating strain gauge system", Appl. Opt. **32**, 3601 (1993).
89 M. A. Davis and A. D. Kersey, "All-fibre Bragg grating strain-sensor demodulation technique using a wavelength division coupler", Electron. Lett. **30**, 75 (1994).
90 A. B. Lobo Ribeiro, L. A. Ferreira, M. Tsvetkov and J. L. Santos, "All-fibre interrogation technique for fibre Bragg sensors using a biconical fibre filter", Electron. Lett. **32**, 382 (1996).
91 A. D. Kersey, T. A. Berkoff and W. W. Morey, "Multiplexed fiber Bragg grating strain-sensor system with a fiber Fabry-Perot wavelength filter", Opt. Lett. **18**, 1370 (1993).
92 M. G. Xu, H. Geiger, J. L. Archambault, L. Reekie and J. P. Dakin, "Novel frequency-agile interrogating system for fibre Bragg grating sensors", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors III*, Proc. SPIE **2071**, Boston, USA, 59 (1993).
93 T. Coroy, P. J. Ellerbrock, R. M. Measures and J. H. Belk, "Active wavelength demodulation of Bragg fibre-optic strain sensor using acousto-optic tunable filter", Electron. Lett. **31**, 1602 (1995).
94 D. A. Jackson, A. B. Lobo Ribeiro, J. L. Archambault and L. Reekie, "Simple multiplexing scheme for fiber-optic grating sensor network", Opt. Lett. **18**, 1192 (1993).
95 G. P. Grady, S. Hope, A. B. Lobo Ribeiro, D. J. Webb, L. Reekie, J. L. Archambault and D. A. Jackson, "Demultiplexing of fibre Bragg grating temperature and strain sensors", Opt. Commun. **111**, 51 (1994).
96 A. D. Kersey, T. A. Berkoff and W. W. Morey, "Fiber-grating based strain sensor with phase sensitive detection", in *1st European Conf. on Smart Structures and Materials*, Proc. **SSM'1**, Glasgow, UK, 61 (1992).
97 A. D. Kersey, T. A. Berkoff and W. W. Morey, "High-resolution fibre-grating based strain sensor with interferometric wavelength-shift detection", Electron. Lett. **28**, 236 (1992).
98 W. W. Morey, J. R. Dunphy and G. Meltz, "Multiplexing fiber Bragg grating sensors", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors*, Proc. SPIE **1586**, Boston, USA, 216 (1991).
99 W. W. Morey, "Distributed fiber grating sensors", in *7th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'7**, Sydney, Australia, 285 (1990).
100 L. T. Blair and S. A. Cassidy, "Wavelength division multiplexed sensor network using Bragg fibre reflection gratings", Electron. Lett. **28**, 1734 (1992).
101 M. J. Chawki, V. Tholey, E. Delevaque, S. Boj and E. Gay, "Wavelength reuse scheme in a WDM unidirectional ring network using a proper fibre grating add/drop multiplexer", Electron. Lett. **31**, 476 (1995).
102 K. Kalli, G. P. Brady, D. J. Webb, D. A. Jackson, L. Zhang and I. Bennion, "Wavelength-division and spatial multiplexing using tandem interferometers for Bragg grating sensor networks", Opt. Lett. **20**, 2544 (1995).
103 S. M. Melle, A. T. Alavie, S. Karr, T. Coroy, K. Liu and R. M. Measures, "A Bragg grating-tuned fiber laser strain sensor system", IEEE Photon. Technol. Lett. **5**, 263 (1993).
104 G. A. Ball, W. W. Morey and P. K. Cheo, "Single- and multipoint fiber laser sensors", IEEE Photon. Technol. Lett. **5**, 267 (1993).
105 A. D. Kersey and W. W. Morey, "Multi-element Bragg-grating based fibre-laser strain sensor", Electron. Lett. **29**, 964 (1993).
106 G. A. Ball, W. W. Morey and W. H. Glenn, "Standing-wave monomode erbium fiber laser", IEEE Photon. Technol. Lett. **3**, 613 (1991).
107 G. A. Ball and W. W. Morey, "Design of a single-mode linear-cavity erbium fiber laser utilizing Bragg reflectors", J. Lightwave Technol. **10**, 1338 (1992).
108 G. A. Ball and w. W. W. Morey, "Continuously tunable single-mode erbium fiber laser", Opt. Lett. **17**, 420 (1992).
109 A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, New York, 1st ed., 1986.
110 A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, Holt, Rinehart and Winston Inc., New York, 1st ed., 1971.
111 A. D. Kersey and W. W. Morey, "Multiplexed Bragg grating fibre-laser strain-sensor system with mode-locked interrogation", Electron. Lett. **29**, 112 (1993).
112 A. D. Kersey, "Interrogation and multiplexing techniques for fiber Bragg grating strain-sensors", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors III*, Proc. SPIE **2071**, Boston, USA, 30 (1993).
113 O. G. Okhotnikov, F. M. Araújo and J. R. Salcedo, "1.48 μm pump-diode-driven mode-locked Er fiber laser", IEEE Photon. Technol. Lett. **6**, (1994).
114 O. G. Okhotnikov and J. R. Salcedo, "Self-starting passively mode-locked fibre laser exploiting polarisation evolution in MQW waveguide", Electron. Lett. **30**, 1421 (1994).

[115] D. A. Jackson, "Selected multiplexing schemes for fibre optic interferometric sensors", in *Distributed and Multiplexed Fibre Optic Sensors III*, Proc. SPIE **2071**, Boston, USA, 68 (1993).
[116] D. A. Jackson, "Recent progress in monomode fibre-optic sensors", Meas. Sci. Technol. **5**, 621 (1994).
[117] A. D. Kersey, "Multiplexed fiber optic sensors", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II*, Proc. SPIE **1797**, 161 (1992).
[118] E. Udd, *Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists*, John Wiley & Sons, New York, 1st ed., Chap. 11, 1991.

3

Multiplexagem Temporal de Sensores Interferométricos e de Intensidade Distribuídos em Topologia Progressiva

3.1 Descrição do Sistema

O endereçamento temporal de sensores de fibra óptica é uma das técnicas mais utilizadas para multiplexar sensores distribuídos numa rede, atendendo às suas características globalmente favoráveis (secção 2.3). Contudo, como vimos no capítulo anterior, a rede de sensores necessita de ser organizada segundo padrões topológicos apropriados. A topologia que tem sido mais usada na multiplexagem temporal de sensores é a *escada transmissiva* (Figura 2.1), provavelmente porque o comprimento de fibra óptica necessário para implementar o endereçamento temporal de um número N de sensores é uma função linear de N (1). Como se mostra na Tabela 2.1, para que esta rede proporcione uma distribuição equitativa de potência óptica pelos sensores, é necessário que os acopladores direccionais sejam todos diferentes e com valores ponderados para a constante de acoplamento (k). Analisando a mesma tabela, verificamos que na topologia em *escada progressiva* os acopladores podem ser todos iguais, independentemente do número de sensores da rede, existindo apenas a restrição de a potência óptica de retorno do primeiro e do último sensor ser diferente da dos restantes. Além disso, o comprimento total de fibra necessário para realizar o endereçamento temporal é igual ao da topologia transmissiva. Até ao presente, esta topologia não foi completamente analisada e testada, tendo apenas sido brevemente mencionada a sua aplicação em sistemas sensores de fibra óptica na indústria aeronáutica (2).

Neste capítulo, o estudo da topologia progressiva é iniciado pela análise dos critérios a impor aos elementos constituintes da rede (como é o caso dos valores dos coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais), de forma a se obterem potências ópticas de retorno semelhantes para todos os sensores, considerando os casos da rede sem e com perdas de potência. Para comparação em termos de desempenho, a topologia em escada transmissiva é também analisada. A Figura 3.1 mostra, esquematicamente, as duas topologias, na situação em que N sensores são endereçados temporalmente. Entre cada "degrau da escada", a diferença de tempo de percurso da radiação corresponde a uma linha de atraso de fibra óptica com comprimento L_d. A implementação do endereçamento temporal exige que as duas condições básicas seguintes sejam satisfeitas [3]:

i) A duração (σ) dos impulsos ópticos injectados no sistema deve ser suficientemente curta, de forma a que os retornos dos diversos sensores não se sobreponham na detecção.

ii) A periodicidade (T) destes impulsos deve ser suficientemente longa, de forma a que o impulso proveniente do sensor mais distante atinja o detector antes do impulso seguinte proveniente do sensor da rede mais próximo deste.

Podemos exprimir as condições acima enunciadas da forma seguinte:

$$\sigma \leq \frac{nL_d}{c} \tag{3.1}$$

$$T \geq \frac{(N-1)nL_d}{c} + \sigma \tag{3.2}$$

onde n é o índice de refracção efectivo do modo da fibra e c é a velocidade da luz no vazio. Considerando estas duas equações, a potência média injectada na fibra é (supondo impulsos rectangulares)

$$I_o = \frac{\sigma}{T} I_{pico} = \frac{I_{pico}}{N} \tag{3.3}$$

onde I_{pico} é a potência óptica de pico injectada na fibra óptica.

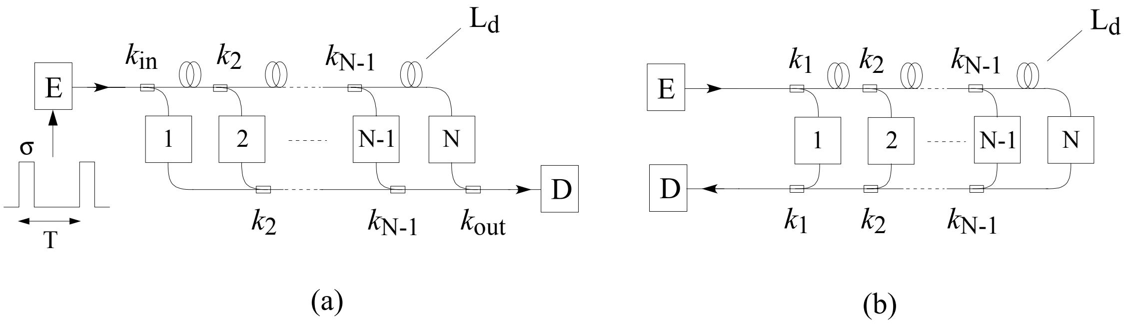


Figura 3.1 - Topologias em escada progressiva (a) e transmissiva (b), com N sensores endereçados temporalmente.

A modulação da potência óptica pode ser obtida aplicando um sinal eléctrico em forma de onda quadrada (com duração σ e período T) a um modulador óptico (como, por exemplo, uma célula de Bragg), ou, em alguns casos, directamente à corrente de injecção de uma fonte óptica. No entanto, quando esta é um laser semicondutor monomodo, este último processo não é viável caso se pretenda iluminar interferómetros. Isso deve-se ao facto de que, quando o laser é comutado por acção de um dado impulso, a frequência de emissão óptica (ν) varia até atingir o seu valor estável, o que, em conjunção com o não-balanceamento dos interferómetros, origina variações indesejáveis da fase destes (equação B.5), as quais se traduzem, entre outros aspectos, num aumento do ruído de fase presente no sistema. Além disso, a potência de sinal dos sensores na banda base é reduzida, porque uma fracção do sinal irá aparecer a frequências mais elevadas, nomeadamente como sub-portadora da frequência das franjas de interferência geradas neste processo (3).

Dado que neste tipo de endereçamento, a informação proveniente de cada um dos sensores é amostrada no tempo, a sua recuperação implica que o período de amostragem (T) satisfaça o critério de Nyquist (4), ou seja,

$$T \leq \frac{1}{2f_{\max}} \tag{3.4}$$

onde $f_{\max}$ é a componente espectral de frequência mais elevada presente nos sinais provenientes dos sensores da rede. A adicionar a isto, é também necessário que o bloco de detecção e amplificação possua uma largura de banda (B_D) suficientemente elevada, de forma a permitir a resolução de uma fracção de T (por exemplo, $T/20$), reduzindo, assim, o "crosstalk" electrónico entre sensores adjacentes. Atendendo à relação aproximada $B_D t_r \approx 0.35$ (5), e assumindo que o tempo de subida t_r do impulso é $T/20$, obtém-se, a partir de (3.1):

$$B_D \geq \frac{7c}{2nL_d} \tag{3.5}$$

Na topologia progressiva aqui em estudo iremos utilizar sensores interferométricos (tipo Mach-Zehnder em fibra) e de intensidade (tipo microcurvatura). O processamento de sinal para o primeiro tipo de sensor será baseado na técnica sintética-heterodina, sendo, para isso, modulada a frequência de emissão do laser através de um sinal sinusoidal aplicado à sua corrente de injecção. No caso do sensor de intensidade é utilizada uma técnica raciométrica, como mostraremos nas secções seguintes.

3.2 Desenho e Balanço de Potência da Rede

Na Figura 3.1 vamos assumir, para simplificar, que os sensores de fibra óptica podem ser de qualquer tipo (em particular, dos tipos interferométrico ou de intensidade) e que a sua transmissibilidade tem valor unitário. Assumimos, também, que a rede é constituída por N sensores localizados nos "degraus" da escada e numerados de 1 até N, com uma variável i começando em i=1 para o degrau mais próximo da fonte óptica. Os coeficientes de acoplamento de potência, k_i, dos acopladores direccionais na fibra de iluminação são idênticos aos coeficientes de acoplamento de potência dos acopladores correspondentes na fibra de retorno (com a excepção de $k_1=k_{in}$ e $k_N=k_{out}$, por ocuparem uma posição assimétrica na rede - Figura 3.1(a)). O objectivo deste arranjo é o de maximizar a potência óptica de retorno em cada "degrau" da escada. Portanto, o factor de divisão de potência quando a radiação é acoplada entre duas fibras num acoplador *i* será k_i, e quando é simplesmente transmitida (sem acoplamento) será $(1-k_i)$.

O critério crucial para o desenho da rede é o de assegurar que todos os sensores da rede proporcionam uma potência média de retorno similar, isto é, $I_{S(i)}=I_{S(i-1)}$ garantindo assim uma uniformização da sensibilidade e da gama dinâmica dos mesmos (na situação em que todos eles são idênticos). Dois casos serão aqui analisados, nomeadamente a rede sem perdas e com perdas de potência.

A. Rede sem Perdas de Potência

Consideremos então, a topologia em *escada progressiva* (*EP*) em primeiro lugar. A potência média de retorno por sensor *i* é:

$$I_{S(i)}\Big|_{EP} = I_o(1-k_{in})(1-k_{out})\frac{k_i^2}{(1-k_i)}\prod_{m=2}^{N-1}(1-k_m) \quad ; \; i = 2,\ldots,N-1 \tag{3.6}$$

$$I_{S(1)}\Big|_{EP} = I_o k_{in}(1-k_{out})\prod_{m=2}^{N-1}(1-k_m) \tag{3.7}$$

$$I_{S(N)}\Big|_{EP} = I_o k_{out}(1-k_{in})\prod_{m=2}^{N-1}(1-k_m) \tag{3.8}$$

onde I_o é a potência óptica média injectada na rede, dada pela equação (3.3). Usando o critério acima enunciado, isto é, $I_{S(i)}=I_{S(i-1)}$, daí resulta que:

$$\begin{aligned} k_i &= k, \forall N \qquad ; i = 2,\ldots,N-1 \\ k_{in} &= k_{out} = \frac{k^2}{k^2-k+1} \end{aligned} \tag{3.9}$$

Portanto, com excepção do primeiro e do último acoplador direccional, os quais ocupam uma posição assimétrica na rede, todos os outros têm o mesmo valor para o coeficiente de acoplamento ($k_i = k$), independentemente do número de sensores e da sua localização na rede. Esta propriedade é altamente desejável, porque evita uma escolha ponderada de acopladores direccionais ao longo da rede, o que traz implicações positivas em termos de redução no custo total do sistema e de facilidade nos procedimentos de reparação e substituição de sensores. Com os coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais especificados pela equação

(3.9), tem-se que a potência óptica média de retorno de cada sensor é

$$I_S\big|_{EP} = I_o \frac{k^2(1-k)^{N-1}}{(k^2-k+1)^2} \tag{3.10}$$

A liberdade na escolha dos coeficientes de acoplamento, traduzida pela equação (3.9), pode ser utilizada de modo vantajoso para seleccionar o valor óptimo (k_{opt}) para estes coeficientes que maximiza a potência de retorno de cada sensor (I_S). Este valor pode ser obtido derivando a equação (3.10) em ordem a k e igualando a zero, (dI_S/dk =0). O resultado é, então,

$$k^3(N-3)+k^2(3-N)+k(N+1)-2=0 \tag{3.11}$$

A solução real desta equação dá o valor óptimo para o coeficiente de acoplamento k:

$$k = k_{opt} = \frac{1}{3} - \frac{0.84(N+3)}{A\sqrt{N-3}} + \frac{0.26A}{\sqrt{N-3}} \tag{3.12}$$

onde $A = \sqrt[3]{39\sqrt{N-3} - 7N\sqrt{N-3} + 3^{3/2}\sqrt{3N^3 - 15N^2 + 149N - 137}}$. Utilizando este resultado na equação (3.9), podemos determinar o valor óptimo para o coeficiente de acoplamento de entrada (k_{in}). A Figura 3.2 [a] apresenta a dependência desse valor em função do número de sensores na rede (como resulta de (3.9) a dependência é idêntica para k_{out}).

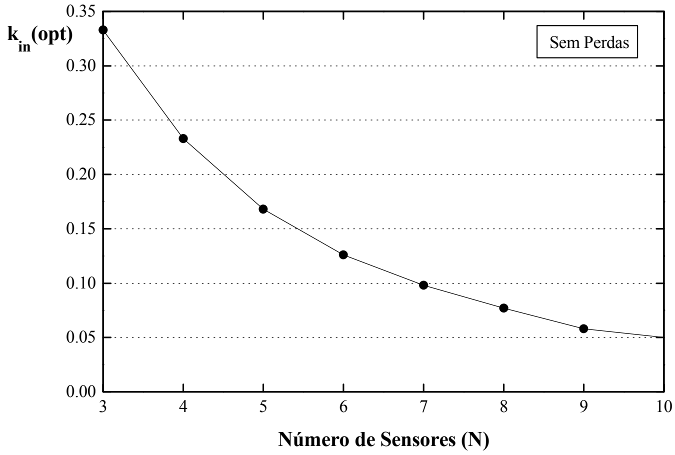


Figura 3.2 - Factor de divisão de potência óptimo do acoplador de entrada (k_{in}), em função do número de sensores na rede, para o caso em que não existem perdas.

[a] Neste gráfico, assim como em outros a apresentar em que o argumento é discreto (neste caso o "índice do acoplador"; noutros, por exemplo, o "número de sensores"), a linha contínua apenas é usada para tornar a apresentação dos resultados mais agradável.

Para comparar resultados, vamos realizar a mesma análise para a topologia em *escada transmissiva* (*ET*) - Figura 3.1b. A potência média de retorno do sensor *i* é

$$I_{S(i)}\Big|_{ET} = I_o k_i^{\,2} \prod_{m=1}^{i-1} (1-k_m)^2 \qquad ;i=2,\ldots,N$$
$$I_{S(1)}\Big|_{ET} = I_o k_1^{\,2} \tag{3.13}$$

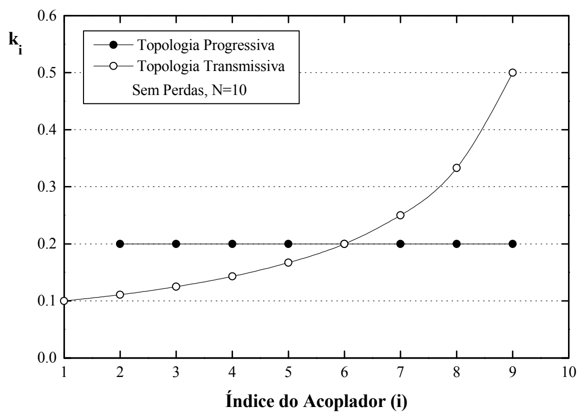
Impondo a condição $I_{S(i)} = I_{S(i\text{-}1)}$ e atendendo a que $k_N = 1$, tem-se

$$k_i = \frac{1}{N-i+1} \qquad ;i=1,2,\ldots,N-1 \tag{3.14}$$

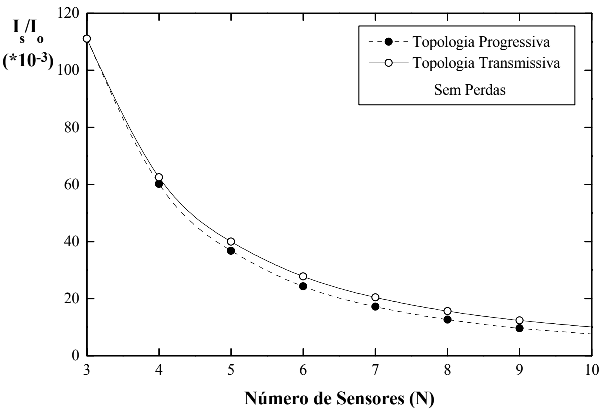
Com os coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais especificados pela equação (3.14), tem-se que a potência óptica média de retorno de cada sensor no caso da topologia em *escada transmissiva* é

$$I_S\Big|_{ET} = \frac{I_o}{N^2} \tag{3.15}$$

Para que se garanta a mesma potência de retorno para cada sensor, temos que escolher os valores dos coeficientes de acoplamento de acordo com as relações (3.12) e (3.14), para o caso das topologias progressiva e transmissiva, respectivamente. A Figura 3.3(a), ilustra claramente a diferença entre as duas topologias para uma rede de 10 sensores.



(a)



(b)

Figura 3.3 - (a) Factores de divisão de potência (k_i) dos acopladores direccionais em função da sua localização na rede, considerando esta sem perdas e N=10 sensores. No caso da topologia progressiva, o valor óptimo para os acopladores de entrada e de saída é obtido directamente da Figura 3.2 [N=10, $k_{in}(opt)=k_{out}(opt)$=0.05].

(b) Potência média de retorno por sensor (normalizada pela potência de entrada) em função do número de sensores das topologias progressiva (eq.3.10, com $k=k_{opt}$) e transmissiva (eq.3.15).

A partir dos resultados da Figura 3.3(a), e utilizando as equações (3.10) e (3.15), podemos calcular a potência de retorno por sensor para estas duas topologias. A Figura 3.3(b) mostra os valores de $I_S\big|_{EP}$ e $I_S\big|_{ET}$ (normalizados pelo valor da potência de entrada), em função do número de sensores na rede. É interessante notar que as duas curvas são bastante similares, sendo o desempenho da topologia transmissiva ligeiramente melhor. Como exemplo, para o caso de a rede ser constituída por 10 sensores, e relativamente à topologia progressiva o valor da potência de retorno por sensor da topologia transmissiva é superior apenas por um factor de 1.3. Os dois resultados da Figura 3.3 mostram que a topologia em *escada progressiva*, apesar de a potência de retorno por sensor ser ligeiramente menor do que na topologia em *escada transmissiva*, possui a vantagem considerável dos acopladores direccionais poderem ser todos idênticos (à excepção do primeiro e do último), ao contrário do que acontece na outra topologia. Esta característica é altamente favorável, porque permite uma fácil manutenção e a substituição de componentes em caso de falha do sistema.

B. Rede com Perdas de Potência

A análise é simplificada caso se considere que as diversas perdas de potência óptica existentes no sistema (perdas nos acopladores, nas juntas, nas fibras, etc.) se encontram concentradas nos acopladores direccionais, os quais têm, assim, um factor de perda de potência de 1-β e 1-γ de cada vez que a radiação atravessa um acoplador pertencente aos canais de entrada e de saída da rede, respectivamente. A razão pela qual se introduz dois factores de atenuação diferentes tem a ver com o facto de o canal de entrada conter as extensões de fibra necessárias para se produzirem os atrasos. Por conveniência analítica, assume-se ainda um factor de perda 1-α de cada vez que a radiação é acoplada e desacoplada novamente de cada "degrau da escada".

Da Figura 3.1(a) decorre que 1-β é aproximadamente igual ao factor que representa a perda total de potência no conjunto constituído por uma extensão L_d de fibra óptica, um acoplador direccional e duas juntas de fusão; 1-γ corresponde à perda total de potência relativa a um acoplador e a uma junta de fusão, sendo 1-α o factor relativo à perda num acoplador.

A potência de retorno do sensor *i* para a topologia em *escada progressiva* é:

$$I_{S(i)}\Big|_{EP} = I_o \alpha^2 \beta^{i-1} \gamma^{N-i} (1-k_{in})(1-k_{out}) \frac{k_i^{\,2}}{(1-k_i)} \prod_{m=2}^{N-1} (1-k_m) \quad ; i = 2, \ldots, N-1 \quad (3.16)$$

$$I_{S(1)}\Big|_{EP} = I_o \alpha \gamma^{N-1} k_{in}(1-k_{out}) \prod_{m=2}^{N-1}(1-k_m) \tag{3.17}$$

$$I_{S(N)}\Big|_{EP} = I_o \alpha \beta^{N-1} k_{out}(1-k_{in}) \prod_{m=2}^{N-1}(1-k_m) \tag{3.18}$$

Impondo novamente a condição $I_{S(i)} = I_{S(i-1)}$, tem-se

$$k_{out} = \left[\left(\frac{1-k_{in}}{k_{in}}\right)\left(\frac{\beta}{\gamma}\right)^{N-1} + 1\right]^{-1} \tag{3.19}$$

$$k_{N-1} = \frac{-\beta k_{out} + \sqrt{\beta^2 k_{out}{}^2 + 4\gamma\alpha\beta k_{out}(1-k_{out})}}{2\gamma\alpha(1-k_{out})} \tag{3.20}$$

$$k_i = \frac{-\beta k_{i+1}{}^2 + k_{i+1}\sqrt{\beta^2 k_{i+1}{}^2 + 4\gamma\beta(1-k_{i+1})}}{2\gamma(1-k_{i+1})} \quad ; i = 2,\ldots,N-2 \ \wedge \ N \geq 4 \tag{3.21}$$

Com os coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais especificados pelas equações (3.19), (3.20) e (3.21), tem-se que a potência óptica média de retorno de cada sensor é dada por

$$I_S\Big|_{EP} = \frac{I_o \alpha \beta^{N-1}(1-k_{in})}{1+\left(\frac{1-k_{in}}{k_{in}}\right)\left(\frac{\beta}{\gamma}\right)^{N-1}} \prod_{m=2}^{N-1}(1-k_m) \tag{3.22}$$

Novamente, temos liberdade de escolha para o valor do coeficiente de acoplamento do acoplador de entrada (k_{in}), o que pode ser utilizado para maximizar a potência média de retorno de cada sensor. No entanto, não é trivial encontrar uma solução analítica para $k_{in}=k_{in}(opt)$, em função do número de sensores da rede, por forma a maximizar $I_S\big|_{EP}$. Porém, é relativamente simples encontrar uma solução numérica a partir das equações (3.19), (3.20) e (3.21). Como exemplo, vamos considerar que a rede é iluminada por uma fonte óptica com comprimento de onda de emissão a 1300 nm. Admitimos, neste caso, uma perda na fibra óptica de 0.5 dB/km (considerando L_d = 500 m => 0.25 dB), uma perda por acoplador de 0.1 dB e uma perda por junta de fusão de 0.2 dB; daqui resulta γ=0.93, β=0.84 e α=0.98. O resultado numérico obtido para $k_{in}(opt)$ encontra-se na Figura 3.4.

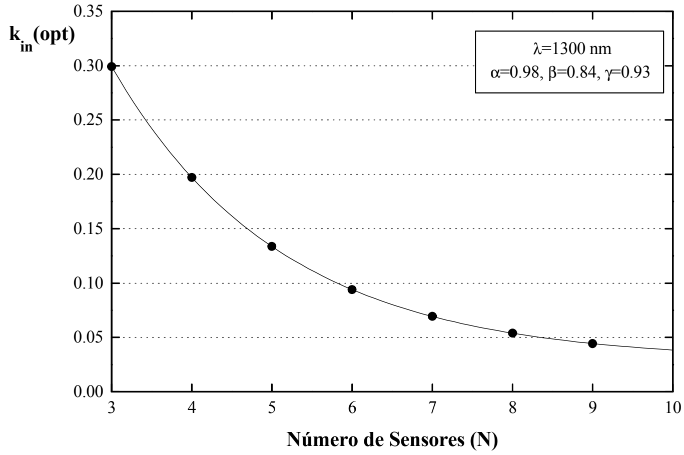


Figura 3.4 - Factor de divisão de potência óptimo do acoplador de entrada (k_{in}), em função do número de sensores na rede, para o caso com perdas e a operação a 1300 nm.

Para o caso da topologia em *escada transmissiva*, a potência média de retorno do sensor i, no caso em que a rede apresenta perdas, é

$$I_{S(i)}\Big|_{ET} = I_o \alpha^2 \beta^{i-1} \gamma^{i-1} k_i^{\,2} \prod_{m=1}^{i-1} (1-k_m)^2 \qquad ; i = 1,\ldots,N \tag{3.23}$$

Impondo a condição $I_{S(i)} = I_{S(i-1)}$ e atendendo a que $k_N = 1$, tem-se

$$k_i = \frac{(\beta\gamma)^{\frac{N-i}{2}}}{\sum_{m=i}^{N} (\beta\gamma)^{\frac{N-m}{2}}} \qquad ; i = 1,2,\ldots,N-1 \tag{3.24}$$

Com os factores de divisão de potência especificados desta forma, tem-se para a potência óptica média de retorno de cada sensor

$$I_S\Big|_{ET} = I_o \frac{\alpha^2 (\beta\gamma)^{N-1}}{\left[\sum_{m=i}^{N} (\beta\gamma)^{\frac{N-m}{2}}\right]^2} \tag{3.26}$$

A Figura 3.5(a) mostra que, mesmo no caso em que as perdas na rede não são desprezáveis, os coeficientes de acoplamento dos acopladores na topologia progressiva diferem ligeiramente uns dos outros (exceptuando o primeiro e o último acopladores), ao contrário do que acontece na topologia transmissiva. Do ponto de vista da potência de retorno por sensor as duas topologias são similares, como se pode constatar pelos resultados da Figura 3.5(b). Sintetizando, a topologia em *escada progressiva* é mais balanceada no que respeita aos valores para os coeficientes de acoplamento, isto sem penalização na potência de retorno por sensor.

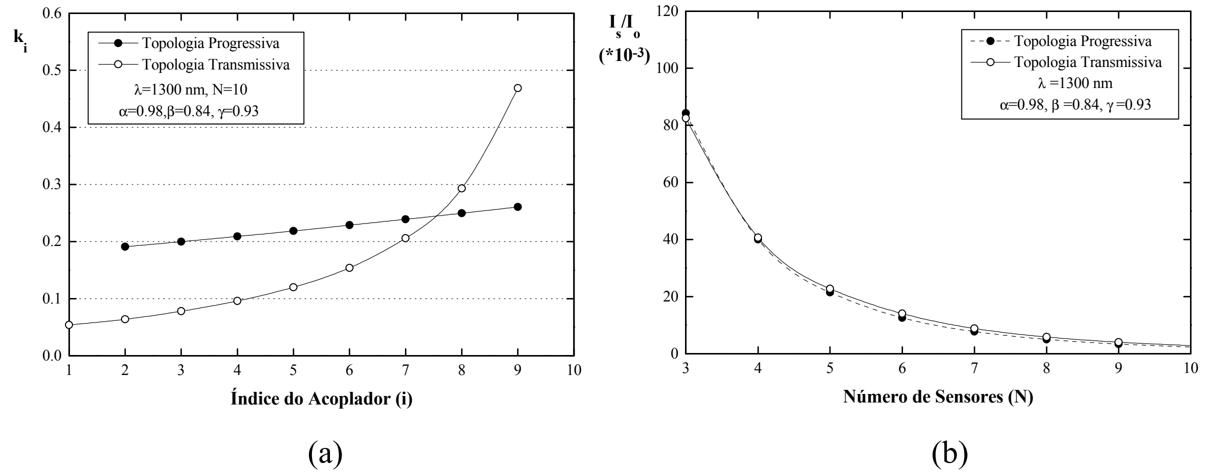
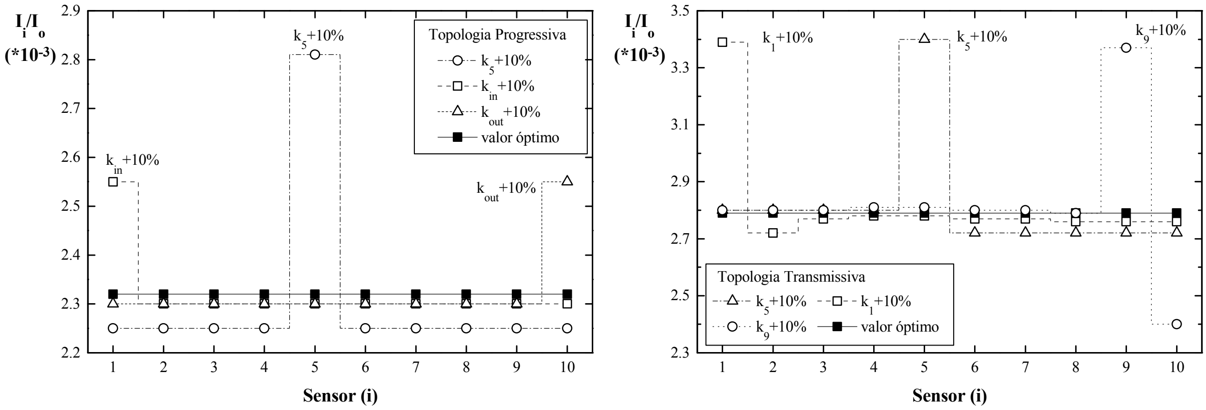


Figura 3.5 - (a) Factores de divisão de potência (k_i) dos acopladores direccionais em função da sua localização na rede, considerando esta com perdas e N=10 sensores. No caso da topologia em escada progressiva, o valor óptimo para o acoplador de entrada é obtido directamente da Figura 3.4 [N=10, $k_{in}(opt)$=0.038]. (b) Potência média de retorno por sensor (normalizada pela potência de entrada), em função do número de sensores, para as topologias em escada progressiva (eq.3.22) e transmissiva (eq.3.26).

É interessante averiguar o comportamento da distribuição de potência óptica ao longo da rede quando os coeficientes de acoplamento apresentam desvios relativamente aos valores óptimos. Como exemplo, considere-se o que acontece quando o acoplador central de uma rede de 10 sensores tem o seu coeficiente de acoplamento 10% superior ao valor óptimo (ilustrado na Figura 3.5(a)). Observa-se que a potência de retorno do sensor respectivo irá aumentar de 17% e a dos restantes diminuir de 3% (para o caso da rede transmissiva, os números são 18% e 2.5%, respectivamente). No entanto, se esta variação de 10% se der no acoplador inicial (k_{in}), a potência de retorno do primeiro sensor aumentará apenas de 7.2%, diminuindo de 0.4% nos restantes. Em idêntica situação para o caso da rede transmissiva, a potência de retorno do primeiro sensor aumentará na mesma de 18%, diminuindo de 0.3% nos restantes. Se, por outro lado, esta variação ocorrer no último acoplador da rede (k_{out} para a rede progressiva e k_9 para a transmissiva), o mesmo acontece mas no sentido inverso (excepção feita para o valor da potência de retorno do último sensor da rede transmissiva, a qual diminui de 14% relativamente ao seu valor óptimo devido ao facto de o último acoplador ter k_{10}=1). Estes resultados estão representados graficamente na Figura 3.6 .

Numa situação prática, é razoável esperar que os valores dos coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais possam sofrer flutuações aquando do seu fabrico, do que resulta que a potência de retorno por sensor poderá variar relativamente ao seu valor óptimo, implicando assim, um aumento ou diminuição (conforme os casos) da sensibilidade respectiva dos sensores que constituem a rede. Como nota, acrescente-se que caso se considere apenas flutuações nos acopladores de entrada ou de saída, a topologia em *escada progressiva* apresenta menores variações na potência de retorno por sensor comparativamente à topologia em *escada transmissiva*. Quando essas flutuações ocorrem nos acopladores intermédios as duas topologias apresentam um comportamento globalmente similar.



(a) (b)

Figura 3.6 - Potência de retorno do sensor *i* (normalizada pela potência de entrada) quando o valor do factor de divisão de potência dos acopladores k_{in}, k_5 e k_{out} da rede progressiva (a) e k_1, k_5 e k_9 da rede transmissiva (b), aumentam de 10% relativamente ao seu valor óptimo. Em ambos os casos consideramos operação a 1300 nm, N=10, α=0.98, β=0.84 e γ=0.93.

3.3 Avaliação da Sensibilidade dos Sensores

Para a topologia de rede aqui em estudo vamos considerar que os sensores são do tipo interferométrico (por exemplo, Mach-Zehnder), com não-balanceamentos idênticos, ΔL, e inferiores ao comprimento de coerência da fonte. Usando o esquema de processamento baseado na detecção heterodina sintética [6,7], podemos extrair a informação de fase dos sensores interferométricos a partir de componentes em quadratura que são geradas electronicamente. Desta forma, consegue-se sempre uma situação de sensibilidade máxima para os sensores. A Figura 3.7 mostra graficamente este tipo de processamento

Modulando a corrente de injecção de um díodo laser semicondutor com uma forma de onda sinusoidal, $i_m \sin(\omega_m t)$, resulta que a sua frequência de emissão será

$$\Delta\nu = \nu_o + \nu_m \sin(\omega_m t) \tag{3.27}$$

onde ν_o é a frequência central de emissão e ν_m a amplitude de modulação em frequência.

Esta amplitude está relacionada com a amplitude de modulação da corrente de injecção do laser (i_m) através de um coeficiente de proporcionalidade $K(\omega)$, que varia para cada tipo de díodo laser. Quando o interferómetro sensor é iluminado por esta radiação, produz-se uma modulação de fase interferométrica, que é dada por

$$\Delta\phi(t) = \phi_S(t) + \phi_d(t) + \phi_m \sin(\omega_m t) = \phi(t) + \phi_m \sin(\omega_m t) \tag{3.28}$$

onde $\phi_S(t)$ é a fase óptica que representa as variações de fase induzidas na fibra por acção da grandeza física a medir, $\phi_d(t)$ representa as variações de fase originadas por ruído quase-estático e ϕ_m é dada por

$$\phi_m = \frac{2\pi n\Delta L}{c}\nu_m = \frac{2\pi n\Delta L}{c}K(\omega)i_m \tag{3.29}$$

onde n é o índice de refracção efectivo do modo da fibra, ΔL é o não-balanceamento do interferómetro, c a velocidade da luz no vácuo e $K(\omega)$ o factor de conversão corrente-frequência óptica do laser.

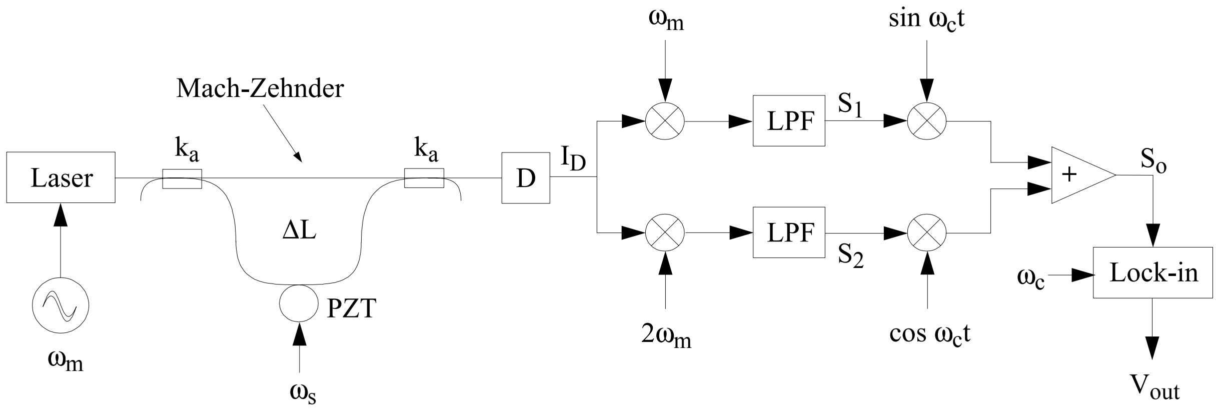


Figura 3.7 - Esquema de processamento sintético-heterodino com recombinação em quadratura através de uma portadora electrónica (ω_c) (LPF: Filtro passa-baixo; PZT: Modulador piezoeléctrico).

A potência óptica incidente no detector proveniente do interferómetro sensor i será então:

$$I_{D(i)} = \alpha^2 I_{S(i)}(k_a^2 + (1-k_a)^2)\cdot\left\{1 + V_i \cos\left[\phi_i(t) + \phi_m \sin(\omega_m t)\right]\right\} \tag{3.30}$$

onde $I_{S(i)}$ é dada por uma das expressões da secção anterior, k_a é o coeficiente de acoplamento dos acopladores do interferómetro, 1-α é a perda de um acoplador e V_i é a visibilidade das franjas de interferência do interferómetro sensor i. Expandindo o 2º membro desta equação em termos de funções de Bessel de primeira espécie, e assumindo que as perdas dos acopladores são desprezáveis (α=1) e que k_a=1/2, temos:

$$I_{D(i)} = \frac{I_{S(i)}}{2}\left\{1 + V_i \cos\phi_i(t)\left[J_0(\phi_m) + 2\sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_m)\cos(2n\omega_m t)\right] - \right.$$
$$\left. - V_i \sin\phi_i(t)\left[2\sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_m)\sin\left[(2n+1)\omega_m t\right]\right]\right\} \tag{3.31}$$

Após detecção sincrona, as amplitudes das componentes nas frequências ω_m e $2\omega_m$ são dadas, respectivamente, por:

$$S_1 = -I_{S(i)} V_i J_1(\phi_m)\sin\phi_i(t) \tag{3.32}$$

$$S_2 = I_{S(i)} V_i J_2(\phi_m)\cos\phi_i(t) \tag{3.33}$$

onde não se considerou constantes multiplicativas, tais como a responsividade do detector e factores de ganho electrónico (o que é válido porque estas constantes afectam de igual modo o nível de ruído, donde a razão sinal-ruído não é afectada). Multiplicando estes dois sinais respectivamente por "sin $\omega_c t$" e "cos $\omega_c t$" (portadora electrónica centrada na frequência ω_c), e adicionando posteriormente os produtos, obtemos:

$$S_o = I_{S(i)} V_i \left[J_2(\phi_m)\cos\phi_i(t)\cdot\cos\omega_c t - J_1(\phi_m)\sin\phi_i(t)\cdot\sin\omega_c t\right] \tag{3.34}$$

Se escolhermos a amplitude de modulação ϕ_m de maneira a que $J_1(\phi_m)= J_2(\phi_m)$ (o valor mínimo para ϕ_m em que isso acontece ocorre quando ϕ_m=2.63 rad), a equação anterior simplifica-se para:

$$S_o = I_{S(i)} V_i J_1(\phi_m)\cos\left[\omega_c t + \phi_i(t)\right] \tag{3.35}$$

Deste resultado é relativamente simples extrair a informação de fase $\phi_i(t)$ utilizando um amplificador síncrono ("Lock-in") (como mostra a Figura 3.7). A perturbação que uma dada grandeza física exerce na fase do interferómetro pode ter uma dependência temporal muito complicada. No entanto, para simplificar a análise, considera-se aqui somente a situação na qual a fase $\phi_i(t)$ toma a forma

$$\phi_i(t) = \phi_{d(i)} + \phi_{S(i)}\sin\omega_{S(i)} t \tag{3.36}$$

onde $\phi_{d(i)}$ contém as flutuações de fase do interferómetro *i*, sendo a segunda parcela o termo de sinal aplicado ao sensor *i*. Expandindo a equação (3.35) novamente em funções de Bessel e aplicando as aproximações $J_1(\phi_{S(i)})=\phi_{S(i)}/2$, $J_3(\phi_{S(i)})\approx J_5(\phi_{S(i)})\approx\ldots\approx 0$, válidas quando $\phi_{S(i)} \ll 1$, obtemos para o termo em coseno de (3.35) o seguinte:

$$\cos\left[\omega_c t + \phi_{d(i)} + \phi_{S(i)} \sin \omega_{S(i)} t\right] \approx \cos(\omega_c t + \phi_{d(i)}) + \\ + \frac{\phi_{S(i)}}{2}\left\{\cos\left[(\omega_c + \omega_{S(i)})t + \phi_{d(i)}\right] - \cos\left[(\omega_c - \omega_{S(i)})t + \phi_{d(i)}\right]\right\} \tag{3.37}$$

Não considerando constantes multiplicativas comuns aos termos de ruído, o quadrado da potência de sinal presente nas frequências $\omega_c \pm \omega_{S(i)}$ é (valor eficaz)

$$S_o(i) = \frac{1}{8}\left(I_{S(i)} V_i J_1(\phi_m) M \phi_{S(i)}\right)^2 \tag{3.38}$$

onde M é o factor de ganho na detecção na eventualidade de se utilizar um APD (para um detector p-i-n, M=1). Se a fonte de ruído x tem uma densidade espectral para o quadrado do ruído óptico correspondente H_x, então, para uma razão sinal-ruído unitária, tem-se $S_o(i)=BH_x$, onde B é a largura de banda do sistema de detecção. Assim, a fase mínima detectável imposta por esta fonte de ruído é [a]

$$\phi_{S|x} = \frac{\sqrt{8BH_x}}{I_{S(i)} V_i M J_1(\phi_m)} \tag{3.39}$$

<u>Ruído Quântico</u>

A densidade espectral de ruído quântico é dada por (B.3). Assim, considerando (3.3), (3.10), (3.22) e (3.39), tem-se:

$$\phi_{S|shot} = \frac{4(k^2 - k + 1)}{V_i J_1(\phi_m) k (1-k)^{(N-1)/2}} \sqrt{\frac{NBFh\nu_o}{I_{pico}\eta}} \tag{3.40}$$

$$\phi_{S|shot} = \frac{4}{V_i J_1(\phi_m)} \left\{ \frac{NBFh\nu_o \left[1 + \left(\frac{1-k_{in}}{k_{in}}\right)\left(\frac{\beta}{\gamma}\right)^{N-1}\right]}{I_{pico}\eta\alpha\beta^{N-1}(1-k_{in})\prod_{m=2}^{N-1}(1-k_m)} \right\}^{1/2} \tag{3.41}$$

para os casos da rede sem perdas e com perdas de potência, respectivamente. Para ambos os casos consideramos a situação óptima em termos de potência óptica injectada no sistema, isto é, quando o factor de forma ("duty-cycle") do sinal que atinge o detector é σ/T=1/N.

<u>Ruído Electrónico</u>

A densidade espectral de ruído electrónico, H_{elec}, é dada por (B.4). Atendendo a (3.10), (3.22) e (3.39), obtém-se para os casos da rede sem perdas e com perdas de potência, respectivamente:

$$\phi_{S|elec} = \frac{Nh\nu_o (k^2 - k + 1)^2}{\eta e_o I_{pico} M V_i J_1(\phi_m) k^2 (1-k)^{(N-1)}} \sqrt{8B\left(2e_o M^2 F i_{dark} + \frac{4k_B T_o}{R_f} + i_{amp}^2\right)} \qquad (3.42)$$

$$\phi_{S|elec} = \frac{Nh\nu_o \left[1 + \left(\frac{1-k_{in}}{k_{in}}\right)\left(\frac{\beta}{\gamma}\right)^{N-1}\right] \cdot \sqrt{8B\left(2e_o M^2 F i_{dark} + \frac{4k_B T_o}{R_f} + i_{amp}^2\right)}}{\eta e_o I_{pico} M V_i J_1(\phi_m) \alpha \beta^{N-1} (1-k_{in}) \prod_{m=2}^{N-1} (1-k_m)} \qquad (3.43)$$

Devemos referir que, nos casos relativos ao ruído quântico e electrónico, não são considerados os efeitos da amostragem do ruído efectuada pelo desmultiplexador temporal. O problema é complexo, mas parece razoável admitir que o efeito deste processo é reduzir o nível de ruído na banda de sinal, o que na prática significa que a sensibilidade dos sensores é melhorada relativamente aos resultados da análise que aqui se apresentam [(3)].

Ruído de Fase

A densidade espectral de ruído de fase, H_{fase}, à saída de um interferómetro de duas ondas é descrita pela relação (B.6). Se o não-balanceamento ΔL do interferómetro é muito menor do que o comprimento de coerência L_c da fonte óptica, então [de (B.7), com $I_1=I_2=I_{S(i)}/4$ e considerando que o processamento heterodino implica que se deve considerar o valor médio de $\sin^2(\omega_o\tau)$]:

$$H_{fase} = \frac{M^2 I_{S(i)}^2 n^2 \Delta L^2}{4cL_c} \qquad (3.44)$$

Assim, de (3.39), tem-se

$$\phi_{S|fase} = \frac{n\Delta L}{V_i J_1(\phi_m)} \sqrt{\frac{2B}{cL_c}} \qquad (3.45)$$

Esta expressão mostra que a fase mínima detectável imposta por esta fonte de ruído é independente do número de sensores da rede, assim como da existência ou não de ganho na detecção.

Ruído Térmico

A densidade espectral de ruído térmico H_{temp}, resultante de flutuações térmicas nas fibras que constituem os dois braços do interferómetro, é dada por B.9 (para o caso do

---

[a] Na saída de um Lock-in vamos ter o sinal de fase totalmente recuperado e não apenas uma das bandas laterais.

processamento sintético-heterodino temos de multiplicar esta expressão pelo factor constante $J_1(\phi_m)$). Assim, de (3.39) e com $I_1=I_2=I_{S(i)}/4$, tem-se:

$$\phi_{S|temp} = \frac{T_o}{\lambda_o}\left(\frac{dn}{dT_o} + n\alpha_L\right)\sqrt{\frac{2Bk_B(L_1+L_2)}{\kappa}\cdot \ln\left[\frac{u_{max}^4 + (\omega/D)^2}{u_{min}^4 + (\omega/D)^2}\right]} \tag{3.46}$$

onde $u_{max}=2/w_o$ e $u_{min}=2.4/a_f$ são definidos no apêndice B. Esta expressão também é independente do número de sensores da rede. Assumindo que não existe nenhuma correlação entre as fontes de ruído consideradas anteriormente, a fase mínima total detectável é dada por

$$\phi_S = \sqrt{\phi_{S|shot}^2 + \phi_{S|elec}^2 + \phi_{S|fase}^2 + \phi_{S|temp}^2} \tag{3.47}$$

Resultados Numéricos

A sensibilidade dos sensores da rede (topologia em *escada progressiva*) foi avaliada utilizando-se para os vários parâmetros os seguintes valores: V_i=0.9 (assumindo que todos os sensores tem a mesma visibilidade), T_o=300 K, R_f=10 kΩ, $i_{amp}=0.7*10^{-12}$ A/√Hz (para o amplificador operacional bipolar de baixo ruído NE5534), ϕ_m=2.63 => $J_1(\phi_m)$=0.462, a_f=125 µm, f=1 kHz (frequência de operação do sensor), ΔL=3 cm, (L_1+L_2)=4 m, I_{pico}=2.5 mW, L_c=24 m. O comprimento de coerência de lasers semicondutores de GaAlAs, operando em regime monomodo, pode ser estimado de uma forma expedita aplicando a regra [(8)]

$$L_c(m) = 1.2 I_{laser}(mW) \tag{3.48}$$

onde se considera propagação no vácuo (ou no ar), sendo I_{laser} a potência emitida pelo laser (em mW). Assim no caso presente, para I_{laser}=20 mW, tem-se L_c=24 m. Para a operação a 1300 nm: n=1.45, w_o=4.7 µm [(a)(9)], α=0.98, β=0.84, γ=0.93, η=0.7, i_{dark}=1 nA e considera-se que se utiliza um detector p-i-n (M=F=1).

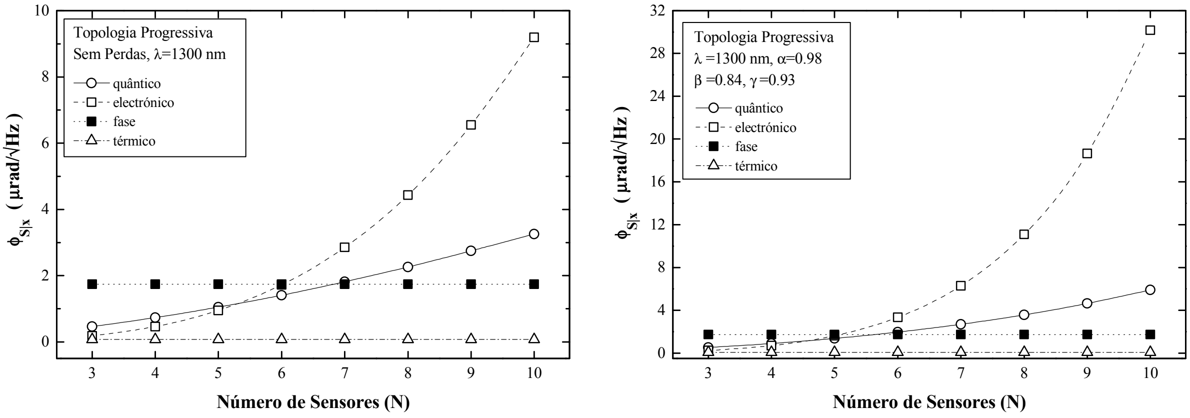
A Figura 3.8 mostra a variação da sensibilidade dos sensores (normalizada por √B) em função do número destes, quando cada fonte de ruído é considerada independentemente e para os casos da rede sem perdas e com perdas de potência. A análise das curvas destas duas figuras mostra a importância de se ter um nível médio de potência óptica incidente no detector o maior possível, ou, por outras palavras, a necessidade de se ter um sistema com perdas de potência reduzidas (idealmente $\alpha=\beta=\gamma=1$). Para o caso de a rede possuir um número de

---

Por isso, em vez do factor 8 na expressão (3.39) teríamos um factor 2.

[a] Assumindo um perfil modal Gaussiano, podemos determinar o raio modal (w_o), para fibras monomodo com índice em degrau, através da relação aproximada: $w_o \approx \dfrac{0.39\lambda}{NA}$, onde NA é a abertura numérica e λ o comprimento de onda da radiação.

sensores inferior a 6 (inferior a 5 no caso com perdas), verifica-se que a sensibilidade dos sensores é praticamente determinada pelo ruído de fase (≈2 μrad/√Hz).



(a) (b)

Figura 3.8 - Fase mínima detectável (valor eficaz) determinada pelas quatro fontes de ruído consideradas, em função do número de sensores da rede, para os casos da rede sem perdas (a) e com perdas (b). Foram considerados nestes dois casos, os valores de $k_{in}(opt)$ que maximizam a potência de retorno por sensor (Figuras 3.2 e 3.4).

Um processo óbvio de reduzir o efeito desta fonte de ruído consistiria em diminuir o não-balanceamento dos interferómetros. Note-se, no entanto, que para N>6 e em face dos valores assumidos pelos diversos parâmetros, o ruído electrónico é dominante (algo, aliás, que é comum em muitas situações práticas). É possível melhorar substancialmente a sensibilidade imposta por esta fonte de ruído mediante a utilização de: (1) ganho na detecção, isto é, utilizando-se um APD a funcionar em ganho óptimo; (2) utilização de amplificadores com entrada FET, os quais têm uma corrente de ruído (i_{amp}) muito baixa; (3) utilização de amplificadores de grande largura de banda, por forma a permitir o aumento de R_f sem se degradar a largura de banda necessária para a detecção, o que possibilita diminuir o ruído de Johnson gerado nessa resistência. Comparando ainda estas duas figuras, verifica-se que o efeito das perdas de potência óptica na rede é bem mais significativo para o caso da sensibilidade determinada pelo ruído electrónico relativamente ao caso da sensibilidade determinada pelo ruído quântico. A razão para tal reside no facto de $\phi_{S|elec} \propto 1/I_S$, enquanto que $\phi_{S|shot} \propto 1/\sqrt{I_S}$.

Na Figura 3.9 mostra-se a sensibilidade dos sensores em função do número destes considerando todas as fontes de ruído (equação 3.47). Para o caso de se ter N=10, verifica-se que a existência de perdas de potência óptica no sistema piora a sensibilidade de fase por um factor de ≈3 relativamente à situação ideal. O mesmo já não acontece quando consideramos, por exemplo, N=4. Em relação à rede com topologia em *escada transmissiva*, não se realizou a análise da sensibilidade dos sensores atendendo a que esta apresenta uma dependência na potência de retorno por sensor similar à da rede progressiva (Figura 3.5b), do que resulta sensibilidades de fase também similares.

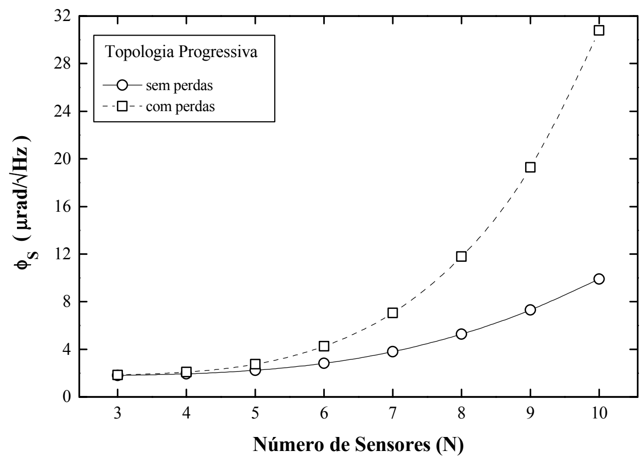


Figura 3.9 - Sensibilidade de fase dos sensores da rede (normalizada por √B) em função do número destes.

As fontes de ruído consideradas atrás são fontes de ruído primárias, as quais determinam a sensibilidade básica dos sensores que se distribuem numa rede. Outras existem, as quais, sem serem fundamentais, deterioram as propriedades do sistema. É o caso do excesso de ruído electrónico originado pelas comutações digitais necessárias para a implementação da multiplexagem temporal. Além disso, a análise apresentada é para sensores operando em regiões no domínio das frequências fora da zona de ruído do tipo $1/f$. Para sensores que operam nesta região (por exemplo, sensores de temperatura ou pressão) o nível de ruído é, normalmente, determinado pelo ruído $1/f$ da electrónica de detecção e processamento. Assim, nestes casos é vantajoso utilizar-se um APD com ganho elevado, sendo o seu valor determinado pela condição de que o nível de ruído óptico não deve exceder o nível de ruído do tipo $1/f$ presente no sistema.

3.4 Influência da Amplitude de Modulação da Fonte Óptica no Processamento do Sinal de Fase

No esquema de processamento aqui considerado foi assumido que a amplitude de modulação (i_m) da fonte óptica é tal que se cumpre rigorosamente a condição $J_1(\phi_m)=J_2(\phi_m)$. De facto, numa rede de sensores interferométricos esta condição é, em geral, difícil de se manter para todos os sensores, porque na prática, os respectivos não-balanceamentos (ΔL) não são idênticos. Isto significa que a amplitude de modulação da fonte óptica no processamento sintético-heterodino só pode ser ajustada para um sensor de cada vez.

Na análise seguinte vamos então supor que, em geral, $J_1(\phi_m)$ não é idêntico a $J_2(\phi_m)$. A expressão (3.34) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$S_o = \frac{I_{S(i)}V_i}{2}\Big[\big(J_2(\phi_m) - J_1(\phi_m)\big)\cos\big(\omega_c t - \phi_i(t)\big) + \\ + \big(J_1(\phi_m) + J_2(\phi_m)\big)\cos\big(\omega_c t + \phi_i(t)\big)\Big] \tag{3.49}$$

Dado que este sinal é formado por termos harmónicos sinusoidais centrados na mesma frequência, a equação anterior pode ser simplificada para

$$S_o = I_{S(i)}V_i J_1(\phi_m) F(\zeta_{21},\phi_i)\cos\big[\omega_c t + \psi(\zeta_{21},\phi_i)\big] \tag{3.50}$$

onde

$$\zeta_{21} = \frac{J_2(\phi_m)}{J_1(\phi_m)} \tag{3.51}$$

$$\psi(\zeta_{21},\phi_i) = \tan^{-1}\left[\frac{1}{\zeta_{21}}\tan\phi_i(t)\right] \tag{3.52}$$

$$F(\zeta_{21},\phi_i) = \sqrt{\frac{1+\zeta_{21}^2 - (1-\zeta_{21}^2)\cos(2\phi_i(t))}{2}} \tag{3.53}$$

Desta forma, quando $\zeta_{21}=1$, isto é, $J_1(\phi_m)=J_2(\phi_m)$, o valor de ϕ_m será óptimo e teremos S_o dado pela equação (3.35). Ao aplicar o sinal dado por (3.50) no amplificador "lock-in" [5] sintonizado para a frequência ω_c, obtemos

$$V_{out} = I_{S(i)}V_i J_1(\phi_m)\frac{\partial\phi_i(t)}{\partial t}G(\zeta_{21},\phi_i) \tag{3.54}$$

onde

$$G(\zeta_{21},\phi_i) = \frac{F(\zeta_{21},\phi_i)}{\zeta_{21}\cos^2\phi_i(t) + \frac{1}{\zeta_{21}}\sin^2\phi_i(t)} \tag{3.55}$$

Assim, a expressão (3.54) indica que o sinal resultante, $V_{out|J_1\neq J_2}$, quando a amplitude de modulação ϕ_m oscila em torno do valor óptimo será igual ao sinal que se obtém na condição óptima multiplicado pela função envolvente $G(\zeta_{21},\phi_i)$, ou seja,

$$V_{out|J_1 \neq J_2} = V_{out|J_1 = J_2} G(\zeta_{21}, \phi_i) \qquad (3.56)$$

É importante notar que $F(\zeta_{21},\phi_i)$ e $G(\zeta_{21},\phi_i)$ dependem das variações de fase originadas por ruído quasi-estático, $\phi_d(t)$, que flutua aleatoriamente, introduzindo portanto, erros de calibração no sinal de fase processado. Para avaliar este efeito, definimos a função de erro, ε_{21}, como o desvio relativo percentual de $V_{out|J_1 \neq J_2}$ relativamente ao caso óptimo

$$\varepsilon_{21}(\%) = \left[\frac{V_{out|J_1 \neq J_2} - V_{out|J_1 = J_2}}{V_{out|J_1 = J_2}} \right] \cdot 100\% = \left[G(\zeta_{21}, \phi_i) - 1 \right] \cdot 100\% \qquad (3.57)$$

A Figura 3.10 mostra a variação desta função de erro em relação à fase óptica do sensor, para desvios da amplitude de modulação (ϕ_m) relativamente ao seu valor óptimo (ϕ_{m01}) de $\pm 0.01\phi_{m01}$, $\pm 0.05\phi_{m01}$ e $\pm 0.1\phi_{m01}$, o que corresponde a desvios relativos de ±1%, ±5% e ±10%, respectivamente. Este valor óptimo, para o qual a função de erro é nula (J_1=J_2, isto é, ζ_{21}=1), é ϕ_{m01}=2.63 radianos.

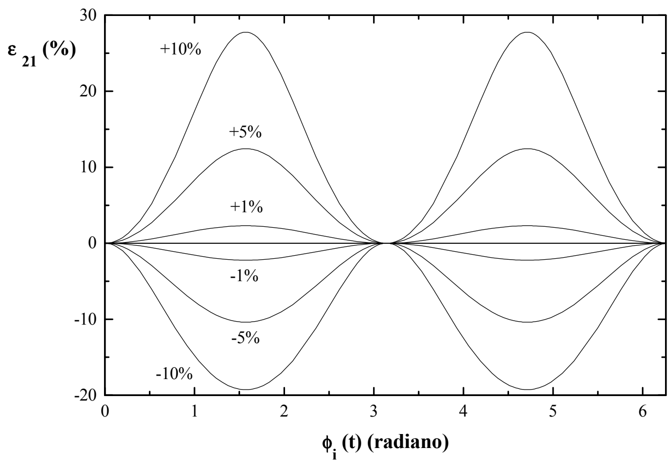


Figura 3.10 - Função de erro ε_{21} versus $\phi_i(t)$, para desvios de ϕ_m relativamente ao seu valor óptimo (ϕ_{m01}) de $\pm 0.01\phi_{m01}$, $\pm 0.05\phi_{m01}$ e $\pm 0.1\phi_{m01}$.

É interessante verificar que as funções de erro associadas a desvios relativos de -1% e +1% são muito similares. Contudo, para o caso dos desvios relativos de ±10%, estas funções diferem nos seus valores de pico de ≈40%. Este efeito deve-se ao comportamento do coeficiente ζ_{21}, que é bastante assimétrico em relação ao valor óptimo de ϕ_{m01}, como se pode observar pela Figura 3.11.

Esta figura mostra também outros coeficientes ζ de ordem superior, o que torna evidente que para desvios das amplitudes de modulação de fase ϕ_{mj} (j=1,2,..) relativamente aos valores óptimos ϕ_{m0j} idênticos ao do caso anterior, as variações correspondentes dos coeficientes $\zeta_{j+1,j}$ decrescem relativamente ao caso j=1 (isto é, ζ_{21}). Isto significa que, se em vez de usarmos o par de funções de Bessel $\{J_1,J_2\}$ para processar o sinal óptico, usarmos pares de funções de Bessel de ordem superior, isto é, $\{J_j,J_{j+1}\}$ com j>1, em princípio o erro será menor e o sinal à saída do amplificador "lock-in" será dado por

$$V_{out}\big|_{J_j \neq J_{j+1}} = V_{out}\big|_{J_j = J_{j+1}} G(\zeta_{j+1,j}, \phi_i) \tag{3.58}$$

onde as variáveis usadas nesta equação são idênticas às definidas anteriormente, apenas substituindo o par $\{J_1,J_2\}$ pelo par $\{J_j,J_{j+1}\}$. Na prática, isso significa extrair a informação que está contida nas portadoras de frequência $j\omega_m$ e $(j+1)\omega_m$.

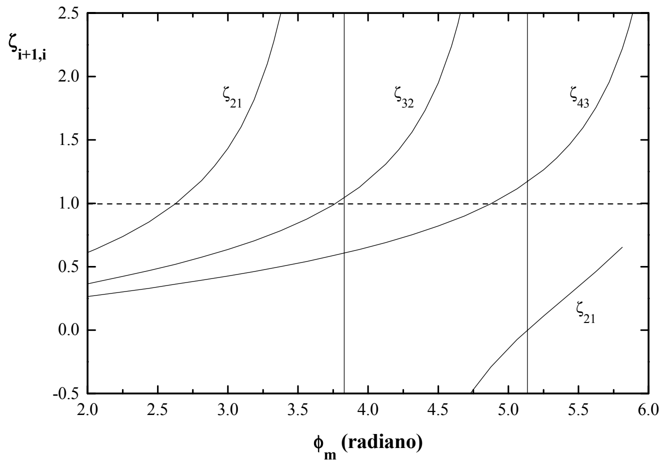


Figura 3.11 - Coeficientes $\zeta_{i+1,i}$ (com i=1,2,3) em função da amplitude da modulação de fase ϕ_m.

Como exemplo, vamos considerar que utilizamos no esquema de processamento o par de funções de Bessel $\{J_3,J_4\}$, ou seja, os sinais S_1 e S_2 (Figura 3.7) estão centrados nas portadoras de frequências $3\omega_m$ e $4\omega_m$, respectivamente. A Figura 3.12 mostra a variação da função de erro correspondente (ε_{43}), em relação à fase óptica do sensor, para desvios da amplitude de modulação ϕ_{m3} relativamente ao seu valor óptimo, ϕ_{m03} (=4.88 rad quando J_3=J_4), de $\pm0.01\phi_{m01}$, $\pm0.05\phi_{m01}$ e $\pm0.1\phi_{m01}$ (os mesmos do caso anterior). Estes desvios correspondem a desvios relativos com respeito a ϕ_{m03} de ±0.54%, ±2.7% e ±5.4%, respectivamente. Comparando as duas funções de erro ε_{21} e ε_{43}, verificamos que, para um mesmo desvio absoluto de $0.01\phi_{m01}$, no caso do par $\{J_3,J_4\}$ obtemos um erro no sinal processado aproximadamente 35% mais pequeno relativamente ao caso do par $\{J_1,J_2\}$. Se esse desvio for de $0.1\phi_{m01}$, essa redução será de ≈40%. Estes dois exemplos ilustram bem a vantagem de se utilizar no esquema de processamento de sinal pares de funções de Bessel de ordem superior ($\{J_j, J_{j+1}\}$ com j>1).

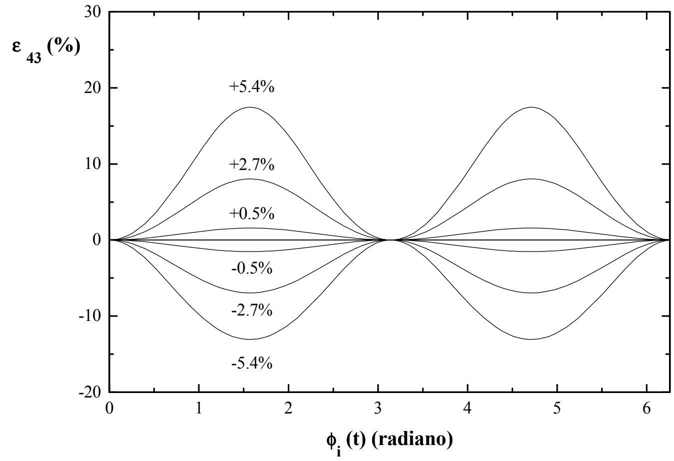


Figura 3.12 - Função de erro ε_{43} versus $\phi_i(t)$, para desvios de ϕ_m relativamente ao seu valor óptimo (ϕ_{m03}) de $\pm 0.01\phi_{m01}$, $\pm 0.05\phi_{m01}$ e $\pm 0.1\phi_{m01}$.

3.5 Implementação Experimental

A topologia em *escada progressiva* da rede de sensores com endereçamento temporal foi implementada para N=3, sendo os primeiros dois sensores interferométricos (do tipo Mach-Zehnder) e o terceiro um sensor de intensidade baseado em perdas induzidas por curvatura. Na Figura 3.13 mostra-se o esquema da experiência efectuada. A última secção da escada, que suporta o sensor de intensidade e o respectivo troço de fibra (L_3) para referenciação, foi implementado em fibra óptica multimodo (tipo "*graded-index*" com dimensões núcleo/bainha de 50/125 μm), utilizando-se também acopladores direccionais multimodo. Devido à impossibilidade prática de fabricação de acopladores direccionais com factores nominais de divisão de potência (isto é, coeficientes de acoplamento, k_i) dedicados e especificados pelas equações descritas na secção 3.2, todos os acopladores da rede implementada tinham um valor de ≈1/2. Os comprimentos de fibra necessários para se produzirem os atrasos temporais eram todos idênticos, com um valor de ≈510 m.

A fonte óptica era um laser semicondutor (Melles-Griot 06DLS407, com controle em temperatura e comprimento de coerência de 24 m), emitindo a 785 nm, tendo uma corrente de limiar de i_{th}=43 mA, e proporcionando uma potência óptica de ≈20 mW num único modo longitudinal quando operado 28 mA acima do valor limiar (a atenuação da fibra óptica neste comprimento de onda é ≈3.8 dB/km). Um isolador óptico do tipo Faraday (perda de inserção de 0.77 dB) foi usado para eliminar reflexões de radiação óptica proveniente do sistema para dentro da cavidade laser, evitando assim instabilidades no seu funcionamento. A modulação da potência óptica injectada no sistema foi efectuada por uma célula de Bragg (Newport, modelo N23080 - designada por CB na Figura 3.13), à qual se aplicou um sinal em forma de onda rectangular, com uma frequência de 83 kHz e um "duty-cycle" de ≈20%. A eficiência de difracção da potência óptica da ordem zero para a ordem +1 (para a qual a óptica de injecção da radiação na fibra de iluminação da rede de sensores estava alinhada) era de ≈60%, o que resulta numa potência média emitida por esta ordem de ≈2 mW. A eficiência de injecção na fibra de iluminação da rede de sensores foi determinada como sendo ≈17.5%, donde a potência óptica média injectada na fibra monomodo foi de ≈350 μW.

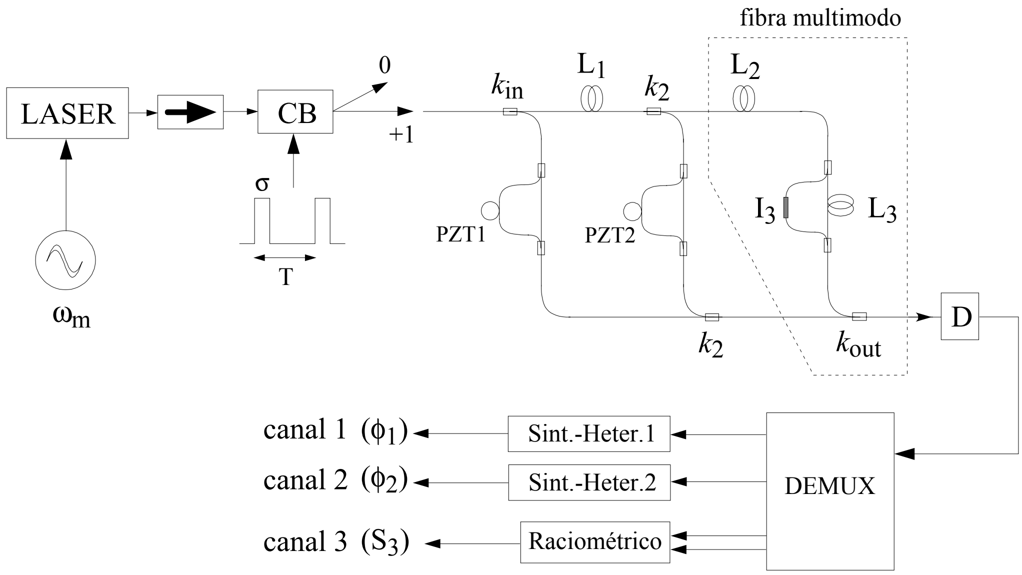


Figura 3.13 - Esquema da experiência efectuada.

Os dois sensores interferométricos tinham um não-balanceamento (ΔL) de ≈3.8±0.2 cm ($L_1+L_2 \approx 4$ m), sendo os sinais de teste induzidos nestes por intermédio de moduladores piezoeléctricos (PZT's) incorporados num dos braços dos respectivos interferómetros de Mach-Zehnder. As eficiências foram avaliadas como sendo 0.37 rad/V e 0.32 rad/V para os PZT1 e PZT2, respectivamente (a 1 kHz)[(10)]. O sensor de intensidade (I_3) consistia numa volta de fibra multimodo enrolada num sistema cilíndrico com diâmetro variável, sendo o seu raio inicial 6 mm. O bloco de detecção era constituído por um fotodetector híbrido mais amplificador (UOL Ltd., modelo RM800), possuindo um ganho total de 0.37 V/μW, para uma largura de banda de 2.8 MHz e um nível de ruído à saída (isto é, $\sqrt{H_{elec}}$ - apêndice B) de 0.33 pW/√Hz a 1 kHz. O circuito do desmultiplexador (DEMUX) na Figura 3.13 permite separar a sequência de impulsos provenientes da rede em sequências paralelas independentes, cada uma delas com os impulsos correspondentes à informação de cada sensor. O sistema electrónico que foi desenvolvido não requer sincronização ao sinal aplicado à célula de Bragg, sendo baseado num esquema de detecção de sincronismo e ajuste do trem de impulsos. No Apêndice C descrevem-se os detalhes da sua implementação. Para o processamento dos sinais interferométricos através da técnica sintética-heterodina (secção 3.3), a corrente de injecção do laser foi modulada por um sinal sinusoidal de frequência 24 kHz e de amplitude 0.42 mA, valor requerido para se obter a condição $J_1(\phi_m)=J_2(\phi_m)$, isto é, ϕ_m=2.63 rad. Este valor foi estimado usando a equação (3.29) em conjunto com o valor medido para $K(\omega)$ deste laser, e que foi de 5.4 GHz/mA. No Apêndice D descrevem-se os detalhes da implementação do circuito de processamento sintético-heterodino. Para o sensor de intensidade, o processamento consistiu simplesmente na divisão analógica (realizada electronicamente pelo circuito integrado AD534) do impulso proveniente de I_3 pelo impulso que é transmitido pela linha de atraso L_3, designado por referência (I_3^{ref}).

3.6 Resultados Experimentais e Respectiva Análise

Na Figura 3.14 mostra-se um trem de impulsos proveniente dos sensores da rede. Como seria de esperar, a potência óptica de retorno de cada um dos sensores da rede não é idêntica, em virtude de serem todos iguais os coeficientes de acoplamento (k_i) dos acopladores direccionais. Os três primeiros impulsos são relativos aos três sensores e o último é o impulso de referência (I_3^{ref}) do sensor de intensidade.

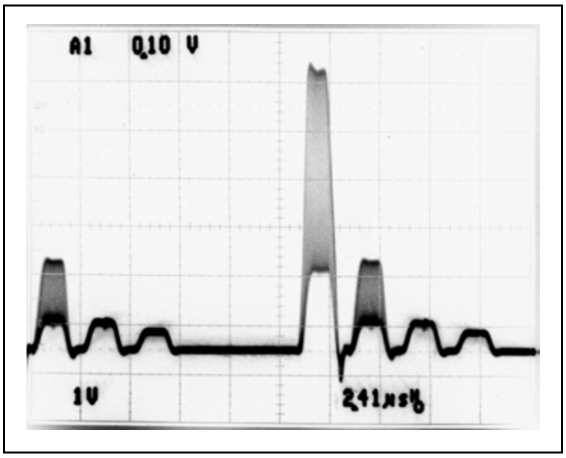


Figura 3.14 - Trem de impulsos proveniente da rede (1 V/div, 2.4 µs/div).

Na situação da Figura 3.14, os interferómetros estavam a ser modulados de forma a ser varrida toda a sua função de transferência, o que é visualizado pelo facto do impulso correspondente aparecer "negro" entre certos limites. Isto permite determinar a visibilidade de cada um deles, a qual era tipicamente de ≈60%, apresentando flutuações no tempo. Este fenómeno é devido às flutuações do estado de polarização das ondas que interferem à saída dos interferómetros, flutuações essas induzidas por variações de temperatura, por torção e curvatura das fibras, etc. As amplitudes dos impulsos da figura podem ser compreendidas em termos da análise descrita na secção 3.2, a qual permite obter:

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{\rho_1 \alpha \gamma_1 \gamma_2}{2^3} I_o \\ I_2 &= \frac{\rho_2 \alpha^2 \beta \gamma_2}{2^4} I_o \\ I_3 &= \frac{\rho_3 \alpha \beta^2}{2^5} I_o \\ I_3^{ref} &= \frac{\rho_4 \alpha \beta^2}{2^5} I_o \end{aligned} \qquad (3.59)$$

É agora necessário considerar dois parâmetros γ diferentes (γ_1 e γ_2), onde 1-γ_1 é o factor de perda de potência relativo à perda de um acoplador monomodo mais uma junta de fusão, sendo 1-γ_2 o factor de perda de potência relativo à perda de um acoplador multimodo mais uma junta de fusão entre fibra monomodo com multimodo. Como os sensores são diferentes, definimos ρ_1 e ρ_2 como as transmissibilidades dos sensores 1 e 2, considerando os seus valores intrínsecos (0.5 para um interferómetro de Mach-Zehnder), e ρ_3 como a transmissibilidade do sensor de intensidade no seu estado de perda de potência mínimo, isto é, considerando apenas a perda total relativa à propagação da radiação pelos dois divisores de potência multimodo mais duas juntas de fusão. Assim sendo, ρ_4 é o parâmetro correspondente ao braço de referência do sensor de intensidade, isto é, 1-ρ_4 é o factor de perda de potência total relativo às perdas de potência devidas à atenuação na fibra de atraso L_3, às perdas nos dois divisores de potência multimodo, assim como em três juntas de fusão. Os parâmetros α e β foram definidos na secção 3.2.

Considerou-se os seguintes valores: perda por junta de fusão de 0.2 dB; perda por acoplador monomodo de 0.2 dB; perda por divisor de potência multimodo de 0.5 dB; perda nas fibras ópticas de atraso de 1.9 dB (comprimento de 500 m, com 3.8 dB/km a 780 nm). Daí resultou para os valores dos parâmetros acima descritos: β=0.57, γ_1=0.91, γ_2=0.85, ρ_1=ρ_2=0.42, ρ_3=0.72, ρ_4=0.45 e α=0.96 (0.89 no caso de ser um divisor de potência multimodo). Atendendo a que a potência óptica média injectada no sistema (I_o) foi de ≈350 μW, então da equação (3.59) resulta: I_1=13.6 μW, I_2=4.1 μW, I_3=2.3 μW e I_3^{ref}=1.4 μW. Comparando estes resultados teóricos com os valores extraídos da Figura 3.14, que são :

I_1=3.0 μW, I_2=0.9 μW, I_3=0.4 μW e I_3^{ref}=0.3 μW, observa-se uma discrepância significativa, provavelmente devido a perdas adicionais não identificadas no sistema. A Figura 3.15 ilustra o funcionamento do desmultiplexador assíncrono (DEMUX), onde se mostra novamente o trem de impulsos à saída da rede (no topo da figura) e os três primeiros impulsos correspondentes às três primeiras saídas do desmultiplexador.

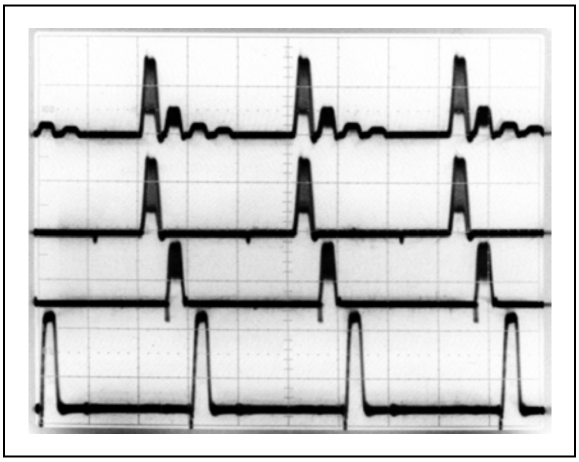
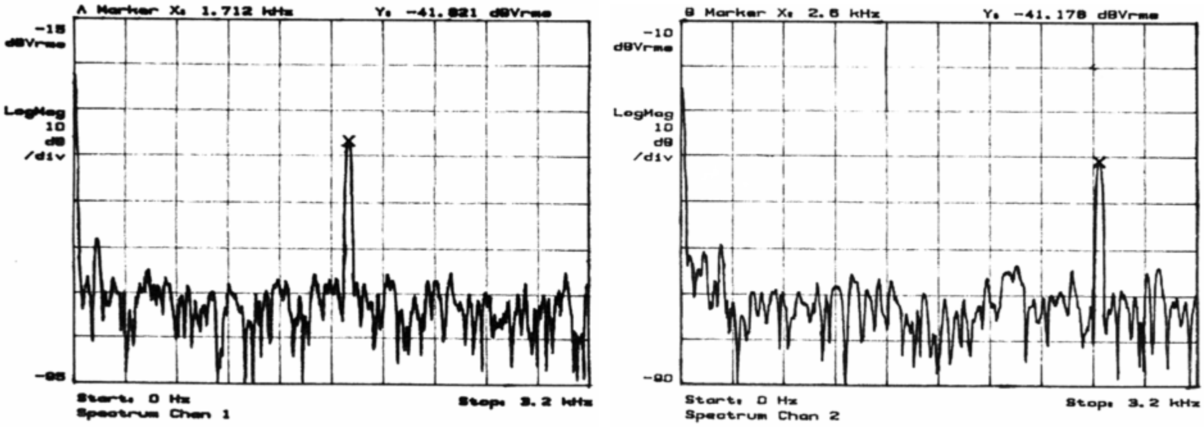


Figura 3.15 - Exemplo de funcionamento do desmultiplexador, onde se mostra as três saídas associadas aos sensores 1,2 e 3, respectivamente (em cima: sequência de impulsos à entrada do DEMUX).

Os resultados relativos à sensibilidade dos sensores interferométricos são apresentados na Figura 3.16. Na Figura 3.16(a) mostra-se a saída do canal 1, quando um sinal sinusoidal com amplitude de 0.32 V (correspondendo a uma amplitude de fase de 118 mrad) e frequência 1.7 kHz é aplicado ao PZT1 do sensor 1. A Figura 3.16(b) mostra a saída do canal 2, quando um sinal sinusoidal com amplitude de 0.32 V (correspondendo a uma amplitude de fase de 102 mrad) e frequência 2.6 kHz é aplicado ao PZT2 do sensor 2. Destes resultados obtêm-se os valores da sensibilidade de fase, que são 234 μrad/√Hz e 386 μrad/√Hz para os sensores 1 e 2, respectivamente [a]. O nível de "crosstalk" do canal associado ao sensor j para o canal associado ao sensor i pode ser definido como [3]:

$$c_{ij} = 10\log(s_j / s_i) \tag{3.60}$$

onde s_j é a contribuição do canal j para o canal i o qual tem sinal intrínseco de potência s_i. Desta definição e dos resultados dos dois gráficos da Figura 3.16 retira-se que o "crosstalk" do sensor 1 para o sensor 2 é inferior a -40 dB (valor idêntico do sensor 2 para o sensor 1).



(a) (b)

Figura 3.16 - (a) Saída do canal 1 quando um sinal sinusoidal de teste, com uma amplitude de 118 mrad e frequência 1.7 kHz, é aplicado ao PZT1; (b) Saída do canal 2 quando um sinal sinusoidal de teste, com uma amplitude de 102 mrad e frequência 2.7 kHz é aplicado ao PZT2. Ambos os sinais foram aplicados ao mesmo tempo. (Largura de banda de medição: 32 Hz).

Atendendo às potências de retorno determinadas para os sensores interferométricos (I_1=3.0 μW, I_2=0.9 μW) e considerando as expressões da análise apresentada na secção 3.3, tem-se que a densidade espectral total de ruído óptico ao quadrado, H_{total}, do sensor *i* é (fora da região de ruído $1/f$):

$$\begin{aligned} H_{total}\Big|_{S1} &= H_{shot} + H_{elec} + H_{fase} + H_{temp} \\ &= (2.6*10^{-24} + 1.1*10^{-25} + 9.8*10^{-25} + 1.4*10^{-27})\ \mathrm{W}^2\ /\ \mathrm{Hz} \\ &= 3.7*10^{-24}\ \mathrm{W}^2\ /\ \mathrm{Hz} \\ H_{total}\Big|_{S2} &= 9.1*10^{-25}\ \mathrm{W}^2\ /\ \mathrm{Hz} \end{aligned} \tag{3.61}$$

donde se obtém de (3.39) os seguintes valores para a fase mínima detectável relativos aos sensores 1 e 2, respectivamente (considerando os sinais na banda-base, isto é, à saída do "lock-in"):

$$\begin{aligned} \frac{\phi_{S1}}{\sqrt{B}} &= 3.5\ \mu\mathrm{rad}\ /\ \sqrt{\mathrm{Hz}} \\ \frac{\phi_{S2}}{\sqrt{B}} &= 6.1\ \mu\mathrm{rad}\ /\ \sqrt{\mathrm{Hz}} \end{aligned} \tag{3.62}$$

Estes valores numéricos são muito inferiores aos valores obtidos experimentalmente (234 μrad/√Hz e 386 μrad/√Hz, respectivamente), o que faz pressupor a existência de uma

---

[a] Para calcular a sensibilidade utilizamos a relação: $\phi_{\min} = \dfrac{\phi_{aplicado}}{\sqrt{B}} 10^{(r-s)/20}$, onde *s* e *r* são, respectivamente, os valores do sinal e do patamar de ruído expressos em unidades dBV_{rms} (*B* é a largura de

outra fonte de ruído claramente mais importante. Isso é evidente a partir da informação que se retira da Figura 3.17. A análise do espectro do ruído da radiação logo após ter sido emitida pela fonte , assim como depois de ter sido modulada pela célula de Bragg, permitiu concluir que o excesso de ruído (≈29 dB) tinha a sua origem no modulador acusto-óptico, quando este é actuado pelo sinal em forma de onda quadrada. Além disso, o circuito desmultiplexador introduz também um excesso de ruído electrónico (≈ 12 dB), como se pode ver pela curva superior da figura. Como a electrónica de modulação da célula de Bragg não estava devidamente dimensionada para suportar oscilações de amplitude elevadas, o ruído induzido por esta era convertido em ruído óptico de intensidade determinando, assim, a sensibilidade do sistema. Refira-se, no entanto, que este ruído óptico é independente do nível de potência óptica injectada no sistema. Estas fontes de ruído podem ser atenuadas utilizando-se células de Bragg especialmente concebidas para cada aplicação específica, bem como através da optimização do circuito electrónico desmultiplexador.

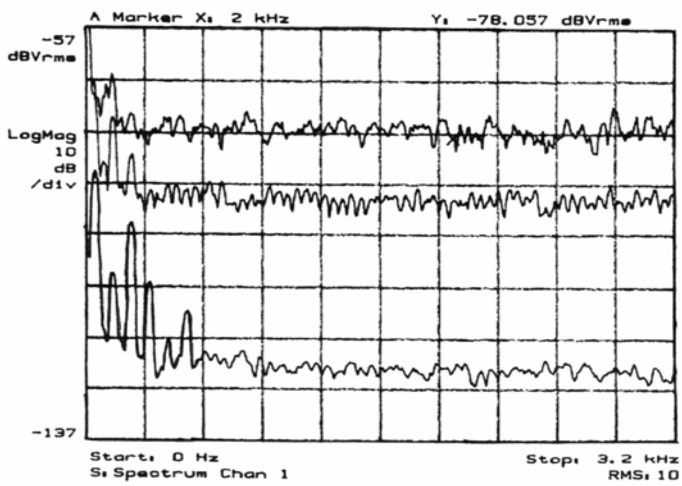


Figura 3.17 - Saída do canal 1 com nenhum sinal aplicado ao sensor 1. A curva superior diz respeito ao ruído total do sistema medido à saída do canal 1 do DEMUX; a curva do meio corresponde à mesma medição antes do DEMUX (equivale ao ruído electrónico do detector + ruído óptico do sistema); a curva inferior corresponde à situação em que a radiação é impedida de atingir o detector (nível de ruído determinado pelo ruído electrónico do detector).

Na Figura 3.18 mostra-se a resposta referenciada do sensor de intensidade (saída do canal 3) em função da variação do seu raio de curvatura, quando a corrente de injecção do laser varia de 46 mA para 51 mA, o que corresponde a uma potência óptica emitida de 3 mW e 6 mW, respectivamente. Como podemos ver, a razão I_3/I_3^{ref} é praticamente igual para os dois casos, ilustrando assim, o funcionamento do esquema de referenciação (as curvas

banda de medição).

representadas resultam de um ajuste linear aos pontos experimentais). Deverá ser mencionado que, foi utilizado um misturador de modos ("*mode scrambler*") após junção monomodo-multimodo, por forma a se obter uma distribuição uniforme de potência nos modos guiados da fibra multimodo que constitui o sensor de intensidade. Isso é essencial, já que na junta de fusão monomodo-multimodo, a radiação óptica que provem da fibra monomodo irá excitar apenas os modos de ordem mais baixa da fibra multimodo.

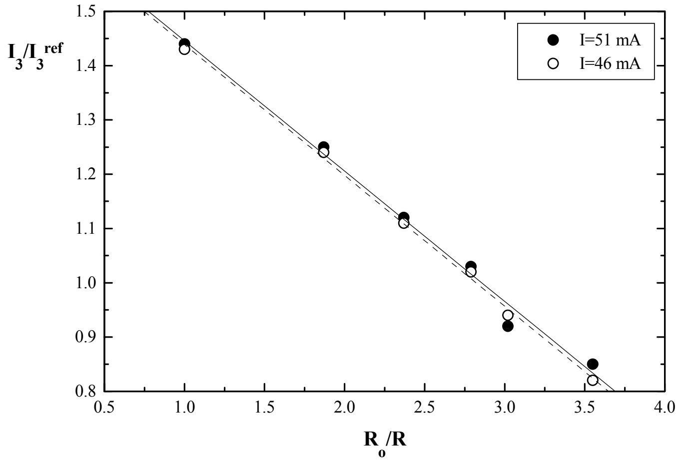


Figura 3.18 - Saída do canal 3 ($S_3=I_3/I_3^{ref}$) em função do raio de curvatura do sensor de intensidade (raio de curvatura inicial, R_o=6 mm), para dois valores da corrente contínua de injecção do laser.

Como foi discutido na secção 3.4, quando a amplitude de modulação do laser (i_m) não está propriamente ajustada para que a condição $J_1(\phi_m)=J_2(\phi_m)$ se verifique, resulta um erro adicional à saída do esquema de processamento. Para investigar este efeito, retiramos a célula de Bragg e variamos a amplitude de modulação da corrente de injecção do laser, monitorando ao mesmo tempo a saída directa de apenas um dos sensores interferométricos (sensor 1). Basicamente, temos uma montagem idêntica à da Figura 3.7.

A Figura 3.19 mostra a saída correspondente ao sinal S_o do circuito de desmodulação sintética-heterodina, para desvios relativos de ζ_{21} de aproximadamente 1%, 10%, 25% e 50% em relação ao valor óptimo, o que é conseguido variando a amplitude de modulação da corrente de injecção do laser (valor óptimo: i_m=0.42 mA => ϕ_m=2.63 rad - da relação (3.29). A profundidade de modulação, m, pode ser deduzida directamente da relação (3.50), resultando:

$$m=\frac{S_o^{\max}-S_o^{\min}}{S_o^{\max}+S_o^{\min}}=\left|\frac{1-\zeta_{21}(\phi_m)}{1+\zeta_{21}(\phi_m)}\right| \tag{3.63}$$

A Tabela 3.1 compara os valores da profundidade de modulação dados por esta relação com os obtidos experimentalmente (Figura 3.19). Pelo que se pode comprovar, existe uma certa diferença entre eles.

Desvio Relativo (%)	ϕ_m *(rad)*	*m (teórico)*	*m (exp)*
1	2.60	0.013	0.07
10	2.37	0.105	0.21
25	1.97	0.251	0.43
50	1.32	0.474	0.73

Tabela 3.1

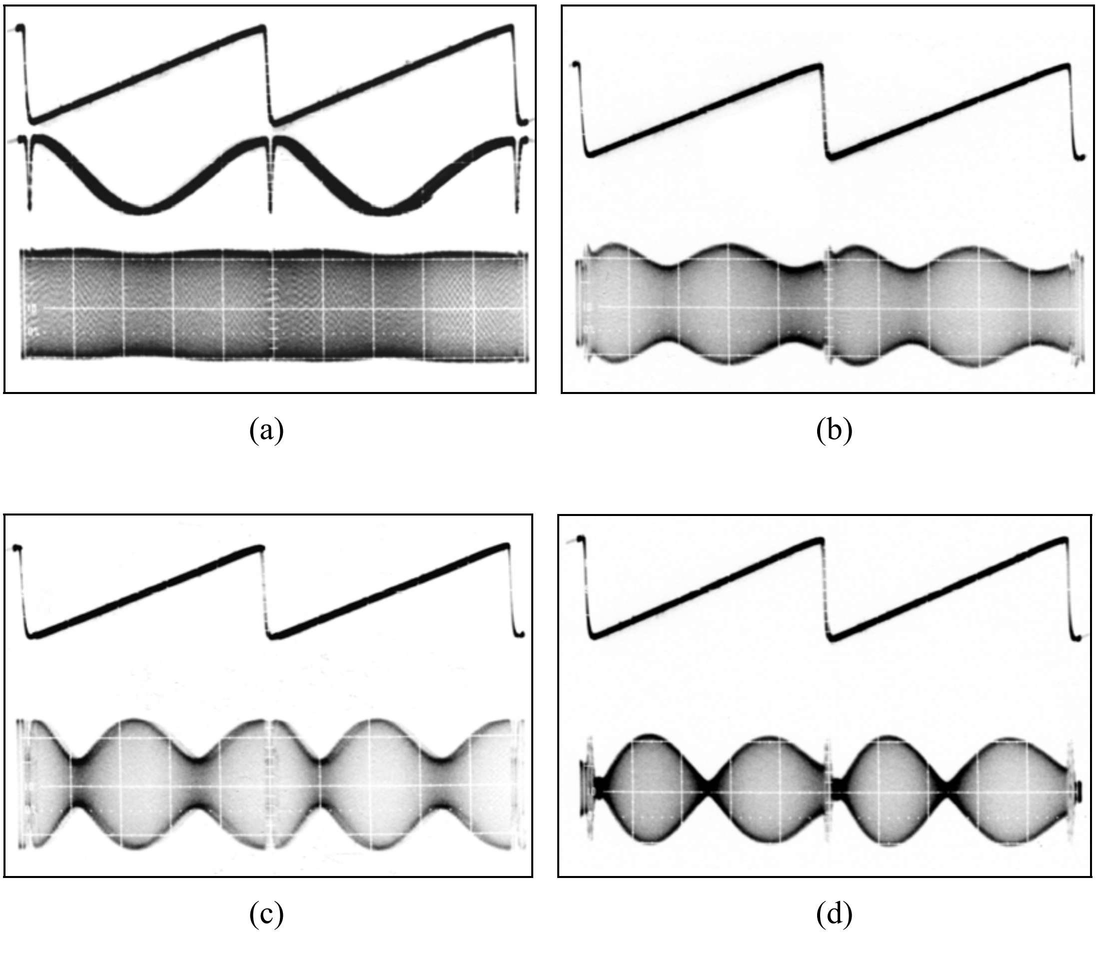


Figura 3.19 - Saída do sinal S_o (em baixo) quando temos um desvio relativo de ζ_{21} em relação à unidade de aproximadamente: (a) 1%; (b) 10 %; (c) 25% e (d) 50%. Em todos os casos o PZT1 é modulado por um sinal de teste em "dente-serra" (amplitude = 17 V, frequência = 30 Hz - traço superior nas figuras), com amplitude ajustada por forma a que a função de transferência do interferómetro seja varrida por uma franja (traço do meio - figura (a)).

Esta discrepância deve-se, em larga medida, ao facto de que, no modelo teórico, não entramos em consideração com os efeitos do "*off-set*" electrónico dos amplificadores operacionais: A sua existência nos sinais S_1 e S_2, implica que, ao serem estes multiplicados pela portadora electrónica (ω_c), irão ser introduzidos um factor aditivo (δ) e também um factor multiplicativo (φ) entre os sinais de frequência ($2\omega_m$) e (ω_m). Portanto, a expressão final (3.53) será dada por:

$$S_o = I_{S(i)} V_i A(\zeta_{21}, \phi_i) \cos\left[\omega_c t + \psi(\zeta_{21}, \phi_i)\right] \tag{3.64}$$

onde,

$$A(\zeta_{21}, \phi_i) = \delta + J_1(\phi_m) \sqrt{\frac{1 + (\varphi\zeta_{21})^2 - (1 - (\varphi\zeta_{21})^2)\cos(2\phi_i(t))}{2}} \tag{3.65}$$

De (3.63) resulta que a profundidade de modulação teórica será então dada por:

$$m = \left| \frac{1 - \varphi\zeta_{21}(\phi_m)}{1 + \varphi\zeta_{21}(\phi_m) + \dfrac{2\delta}{J_1(\phi_m)}} \right| \tag{3.66}$$

Os valores de δ e φ devem ser os mesmos para qualquer amplitude de modulação aplicada i_m, sendo, portanto, um erro sistemático do sistema, mesmo na condição óptima (isto é, ζ_{21}=1). Se representarmos o factor corrector φ em função de δ, utilizando para tal os valores experimentais obtidos para a profundidade de modulação m (Tabela 3.1) e a equação (3.66), verificamos que as curvas se intersectam todas num mesmo ponto, tal como mostra a Figura 3.20. Os valores encontrados para o ponto de intersecção foram φ = 0.93 e δ = -0.13.

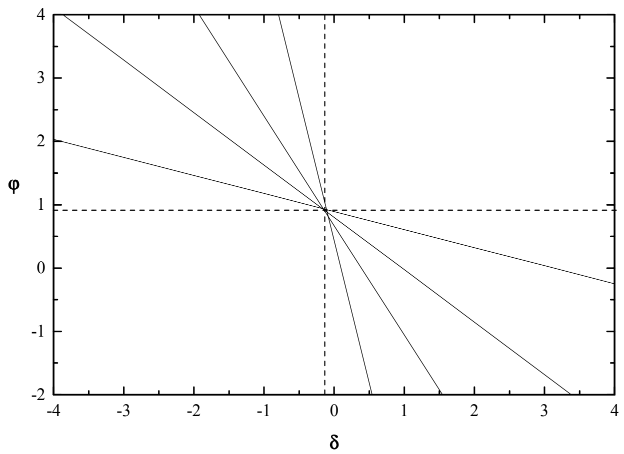


Figura 3.20 - Factor corrector φ em função de δ.

Considerando estes valores correctivos na equação (3.65), a Figura 3.21 mostra a dependência da envolvente $A(\zeta_{21},\phi_s)$ com a variação da fase óptica do sensor, $\phi_i=\phi_S(t)$, para desvios relativos de ζ_{21} em relação ao valor óptimo, idênticos aos considerados experimentalmente na Figura 3.19.

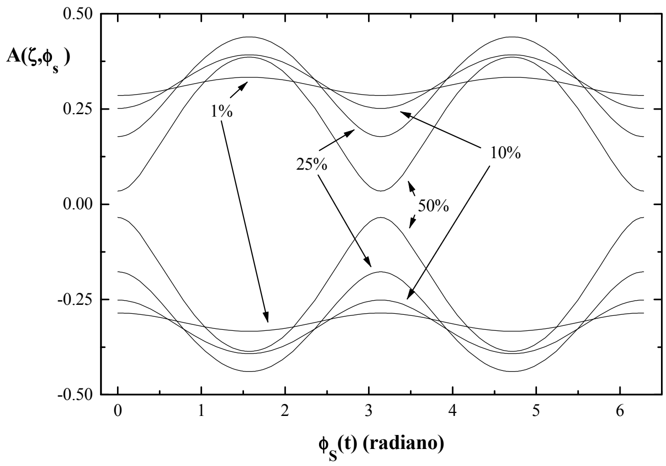
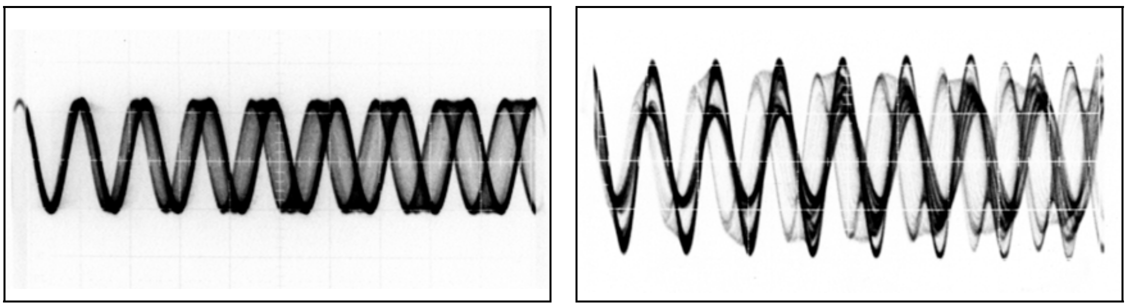


Figura 3.21 - Amplitude de modulação teórica $A(\zeta_{21},\phi_s)$ do sinal processado S_o, em função da variação da fase $\phi_S(t)$ do sensor, para diferentes desvios relativos de ζ_{21} em relação ao valor óptimo.

A Figura 3.22 mostra o sinal S_o, nas duas situações [$J_1(\phi_m)=J_2(\phi_m)$ e $J_1(\phi_m)\neq J_2(\phi_m)$] quando o PZT1 é modulado por um sinal de teste sinusoidal com frequência ω_S. É bem visível a modulação de amplitude no sinal quando não operamos na condição óptima, o que é altamente indesejável já que a recuperação da informação de fase sem erros significativos torna-se mais complexa.



(a) (b)

Figura 3.22 - Sinal S_o quando: (a) $J_1(\phi_m)=J_2(\phi_m)$; (b) $J_1(\phi_m)\neq J_2(\phi_m)$.

Comparando os resultados teóricos da Figura 3.21 com os resultados experimentais da Figura 3.19, concluímos que as equações (3.51),(3.52) e, consequentemente (3.50), podem ser utilizadas para quantificar o erro introduzido na fase do sensor gerado pelo esquema de processamento de sinal sintético-heterodino e, também, para avaliar flutuações no valor da sensibilidade obtida. Como foi mencionado anteriormente, para um único sensor interferométrico, este erro pode ser virtualmente eliminado através de um ajuste cuidado da amplitude de modulação da corrente de injecção do laser. No entanto, numa rede de sensores iluminados por uma única fonte óptica, não é possível eliminar completamente este erro, devido ao facto de, em geral, os sensores interferométricos terem diferentes não-balanceamentos, obrigando assim, a ajustar a amplitude de modulação da fonte óptica para cada caso. Como foi discutido na secção 3.4, é possível atenuar este erro processando o sinal óptico nas frequências múltiplas da portadora ω_m, isto é, escolhendo pares de funções de Bessel de ordem superior. Normalmente, a utilização de pares de funções de Bessel de ordem superior requer não-balanceamentos maiores nos interferómetros, o que, consequentemente, corresponderá também, a um aumento do nível de ruído de fase do sistema. Será razoável salientar que, numa situação prática, é necessário um compromisso entre a susceptibilidade do sistema a esta fonte de erro e o nível de ruído mínimo aceitável.

Como se viu neste capítulo, é também importante o facto de o tipo de topologia de rede a usar ser o mais balanceada possível em termos de potência de retorno por sensor, permitindo, assim, uma sensibilidade praticamente idêntica para todos os sensores da rede. Como foi demonstrado, isso pode ser conseguido utilizando uma topologia em *escada progressiva*. Esta possibilita uma eventual reparação, ou aumento do número de sensores da rede sem necessidade significativa de alteração dos valores dos coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais, ao contrário do que acontece com outras topologias, como é o caso da topologia em *escada transmissiva*. Demonstrou-se, também, a operacionalidade duma topologia deste tipo, quando suporta sensores tanto do tipo interferométrico como de intensidade.

Referências

1 A. D. Kersey, "Multiplexed interferometric fiber sensors", in *7th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'7**, Sydney, Australia, 313 (1990).

2 R. M. Taylor and M. J. Ranshaw, "Coherence multiplexed polarimetric fibre sensor arrays for aerospace applications", Opt. and Lasers in Eng. **16**, 223 (1992).

3 J. L. Santos, *Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Óptica*, Tese de Doutoramento, FCUP, Universidade do Porto, Porto, 1993.

4 J. Gaskill, *Linear Systems, Fourier Transforms and Optics*, John Wiley & Sons, New York, 1978.

5 P. Horowitz and W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge Univ. Press, New York, 2nd ed., 1989.

6 J. H. Cole, B. A. Danver and J. A. Bucaro, "Synthetic-heterodyne interferometric demodulation", IEEE J. Quantum Electron. **18**, 694 (1982).

7 E. L. Green and P. G. Cable, “Passive demodulation of optical interferometric sensors”, IEEE J. Quantum Electron. **18**, 1639 (1982).

8 R. Youngquist, “Coherence length and output power of GaAlAs single mode lasers: a rule-of-thumb relationship”, Appl. Opt. **24**, 1400 (1985).

9 W. T. Anderson and D. L. Philen, “Spot size measurements for single-mode fibers: A comparation of four techniques”, J. Lightwave Technol. **1**, 20 (1983).

10 A. B. Lobo Ribeiro, *White-Light Interferometry: Applications to Fibre Optic Sensors for AC and DC Measurands*, M.Sc. Thesis, Physics Lab., University of Kent, Canterbury, UK, 1992.

4

Multiplexagem Espacial de Sensores Interferométricos com Leitura em Coerência

4.1 Descrição do Sistema

Como foi referido no Capítulo 2, o endereçamento espacial de sensores é uma técnica conceptualmente simples, virtualmente isenta de "crosstalk" entre sensores e que possibilita um baixo nível de ruído. No entanto, é a mais exigente em termos do comprimento total de fibra óptica a usar. Por outro lado, o endereçamento em coerência [1,2] tem a vantagem assinalável de, para além de discriminar os sinais provenientes das cabeças sensoras, permitir simultaneamente a leitura dos mesmos com uma gama dinâmica não ambígua considerável. Igualmente importante, quando se trata da medição de grandezas físicas quase-estáticas (como sejam a temperatura, a pressão, o deslocamento, etc.), a informação é recuperada sem ambiguidade toda a vez que o sistema é ligado [3,4]. Contudo, este tipo de endereçamento, por si só, apresenta os seguintes problemas: (1) os não-balanceamentos dos sensores têm de ser todos distintos (à escala do comprimento de coerência da fonte óptica), o que por sua vez impõe restrições no projecto dos sensores, particularmente se forem de dimensões reduzidas; (2) o nível total de ruído é elevado, dado que o sinal que é recuperado contem não só a informação do sensor desejado, mas também termos que resultam da potência óptica não-correlacionada proveniente dos restantes sensores da rede, o que inevitavelmente resulta numa degradação da razão sinal-ruído. Este tipo de ruído associado aos sinais não correlacionados pode ser eliminado implementando multiplexagem temporal [5,6]. No entanto, a utilização desta técnica torna o processamento mais complexo. Desde que o comprimento total de fibra a usar não seja o factor determinante da razão custo-benefício do sistema, torna-se então potencialmente atractivo combinar endereçamento espacial com interrogação em coerência, evitando-se assim os problemas acima referidos.

O método de interrogação em coerência (também designado por interferometria de "luz branca") necessita, para ser implementado eficientemente, de fontes de baixa coerência, tais como díodos electroluminescentes (LED's), díodos superluminescentes (SLD's) ou até, em certas condições de operação, díodos laser multimodo. Como foi referido na secção 1.5, os

LED's, apesar de terem um preço reduzido, têm uma eficiência de acoplamento à fibra muito baixa, o que impossibilita, em alguns casos, a sua utilização em redes de sensores. Por outro lado, os SLD's, embora com boas características espectrais para este tipo de aplicações, têm um preço ainda muito elevado, tornando a sua utilização frequentemente proibitiva. Uma alternativa interessante consiste em usar díodos laser multimodo [7], que proporcionam níveis de potência óptica elevada, encontrando-se disponíveis no mercado a preços reduzidos.

Neste capítulo, começa-se por explicitar as condições em que os lasers multimodo podem ser utilizados como fontes de baixa coerência. De seguida, é estudada uma rede de sensores interferométricos distribuídos numa topologia em *árvore*, endereçados espacialmente e com interrogação em coerência. Para aumentar a gama dinâmica dos sensores suportados pela rede, esta é iluminada por duas fontes ópticas de diferentes comprimentos de onda [8,9,10]. Finalmente, são apresentados resultados experimentais que demonstram o conceito proposto.

4.2 Interrogação em Coerência com Radiação Multimodo

Consideremos dois interferómetros em série (Figura 4.1), um actuando como sensor e o outro como receptor, tendo não-balanceamentos ΔL_S e ΔL_R, respectivamente, e sendo iluminados por uma fonte de baixa coerência (FBC) com comprimento de coerência L_c.

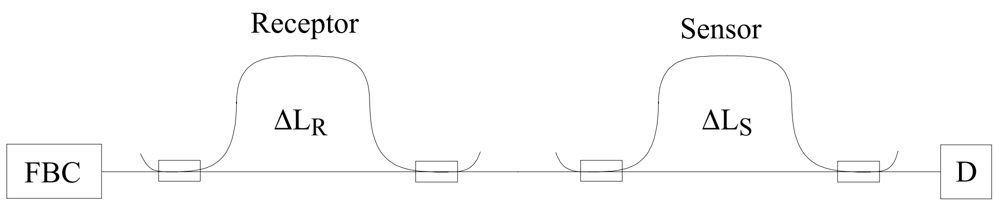


Figura 4.1 - Interferometria de "luz branca" usando dois interferómetros em série.

Assumindo, por simplicidade, que as perdas no sistema são desprezáveis e que os coeficientes de acoplamento dos acopladores direccionais têm valor 1/2, pode ser demonstrado[11] que a potência óptica I_D detectada à saída do sistema é dada por:

$$I_D = \frac{I_o}{16}\left\{4 + 4\left|\gamma(\Delta L_S)\right|\cos\left[\frac{2\pi n}{\lambda}\Delta L_S\right] + 4\left|\gamma(\Delta L_R)\right|\cos\left[\frac{2\pi n}{\lambda}\Delta L_R\right] + \right.$$
$$\left. + 2\left|\gamma(\Delta L_S - \Delta L_R)\right|\cos\left[\frac{2\pi n}{\lambda}(\Delta L_S - \Delta L_R)\right] + 2\left|\gamma(\Delta L_S + \Delta L_R)\right|\cos\left[\frac{2\pi n}{\lambda}(\Delta L_S + \Delta L_R)\right]\right\} \tag{4.1}$$

onde I_o é a potência óptica injectada no sistema, n é o índice de refracção efectivo da fibra óptica, λ é o comprimento de onda central da fonte óptica e $|\gamma(\Delta L)|$ é a função de auto-correlação normalizada da fonte óptica (secção 1.5).

Para ilustrar o funcionamento do esquema sensor da Figura 4.1, vamos considerar a situação em que $\Delta L_S >> L_c$, isto é, o não-balanceamento do interferómetro sensor é bastante maior que o comprimento de coerência da fonte óptica. Se o interferómetro receptor estiver balanceado ($\Delta L_R << L_c$), temos que $|\gamma(\Delta L_R)| \approx 1$ e $|\gamma(\Delta L_S - \Delta L_R)| \approx |\gamma(\Delta L_S + \Delta L_R)| \approx |\gamma(\Delta L_S)| \approx 0$. Daqui e de (4.1) resulta

$$I_D \approx \frac{I_o}{4}\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi n}{\lambda}\Delta L_R\right)\right] \tag{4.2}$$

Neste caso, o sinal detectado apenas depende do não-balanceamento do interferómetro receptor e, portanto, não contem qualquer informação sobre o interferómetro sensor. Se agora fizermos com que $\Delta L_R \approx \Delta L_S$, temos $|\gamma(\Delta L_S - \Delta L_R)| \approx 1$ e $|\gamma(\Delta L_S + \Delta L_R)| \approx |\gamma(\Delta L_S)| \approx |\gamma(\Delta L_R)| \approx 0$, o que dá

$$I_D \approx \frac{I_o}{4}\left[1 + \frac{1}{2}\cos\left(\frac{2\pi n}{\lambda}(\Delta L_S - \Delta L_R)\right)\right] \tag{4.3}$$

Isto é, pode-se considerar que os interferómetros sensor e receptor constituem, em conjunto, um único interferómetro com não-balanceamento $\Delta L_S - \Delta L_R$. Através do conhecimento do não-balanceamento ΔL_R, podemos determinar a acção de uma dada grandeza física sobre o interferómetro sensor (ΔL_S) e, assim, após calibração, obter resultados numéricos que traduzam o estado desse mensurando.

A Figura 4.2 mostra a dependência da potência óptica detectada I_D normalizada por $I_o/4$ (relação 4.1), em função do não-balanceamento do interferómetro receptor, quando o sistema é iluminado por uma fonte de baixa coerência (como, por exemplo, um LED) e se considera $\Delta L_S >> L_c$. A correspondente função de auto-correlação normalizada é descrita pela relação (1.25), isto é,

$$|\gamma(\Delta L)| = e^{-\frac{\pi}{2}\left(\frac{n\Delta L}{L_c}\right)^2} \tag{4.4}$$

Esta figura traduz claramente o princípio de funcionamento acima descrito. Este tipo de função de transferência (I_D) preenche os requisitos necessários para permitir medições não ambíguas, dado que os máximos das envolventes dos lóbulos laterais acontecem sempre quando $\Delta L_R \approx \pm\Delta L_S$. Além disso, a posição desses máximos é independente das características da fonte óptica (potência, comprimento de onda, etc.), permitindo assim, medições absolutas (uma vez calibrado o sistema).

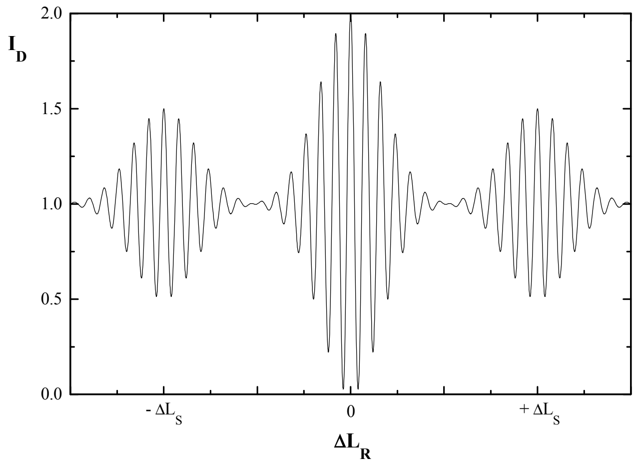


Figura 4.2 - Franjas de interferência à saída do sistema da Figura 4.1 em função do não-balanceamento do interferómetro receptor (o não-balanceamento do interferómetro sensor é muito maior que o comprimento de coerência da fonte óptica).

Quando a fonte óptica é um laser multimodo, a implementação da técnica de interrogação em coerência atrás descrita obriga, em determinados casos, a que certas condições tenham de ser satisfeitas. Como foi referido na secção 1.5.5, a função de auto-correlação normalizada, para este tipo de fontes ópticas pode ser descrita pela seguinte relação

$$\left|\gamma(\Delta L)\right| = \frac{1}{\sum\limits_{j=-m}^{+m} P_j}\left|P_o + 2\sum_{j=1}^{+m} P_j \cos\left(\frac{2\pi j \Delta\nu}{c}\Delta L\right)\right| e^{-\frac{|\Delta L|}{L_{cm}}} \qquad (4.5)$$

onde L_{cm} é o comprimento de coerência associado aos modos longitudinais (no modelo considerado, assumiu-se que todos os modos longitudinais têm a mesma largura espectral, $\delta\nu_m$, desprezando-se, assim, efeitos dispersivos). Da expressão (4.5) resulta que a visibilidade exibe picos significativos quando $(2\pi j\Delta\nu\Delta L/c)$ é um múltiplo inteiro de 2π, o que corresponde a um não-balanceamento para o interferómetro dado por (1.29). Este efeito é ilustrado na Figura 4.3 para o caso de m=10 (21 modos longitudinais), considerando uma largura espectral a meia altura para a curva de ganho (suposta Gaussiana) de 1200 GHz [a], $\Delta\nu$=140 GHz e uma largura espectral de modo $\delta\nu_m$=30 GHz. Nesta figura, a separação dos picos principais é de ≈2.1 mm, donde, para um índice de refracção da cavidade laser n_{cav}=3.5, resulta de (1.29)

[a] A curva de ganho do meio laser determina a potência óptica relativa dos modos longitudinais.

L_{cav}≈300 μm. O valor da largura da envolvente Lorentziana (L_{cm}) é de L_{cm}=3.18 mm, o qual decorre da relação (1.24) considerando $\delta\nu_m$≈30GHz.

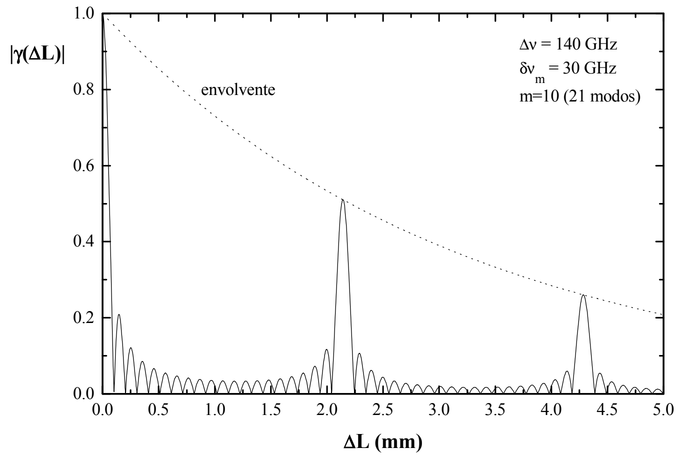


Figura 4.3 - Visibilidade das franjas em função do não-balanceamento do interferómetro iluminado por radiação multimodo (visibilidade normalizada pelo seu valor em ΔL=0).

A leitura em coerência com radiação multimodo é implementada escolhendo os não-balanceamentos dos interferómetros sensor e receptor de forma a coincidirem com uma região de baixa visibilidade, de preferência nula. Isto pode ser conseguido por dois processos: os não-balanceamentos dos interferómetros são superiores ao comprimento de coerência relativo à largura espectral dos modos longitudinais; ou os não-balanceamentos são coincidentes com uma região de baixa visibilidade entre dois picos adjacentes. No primeiro caso, a gama de medição do sistema é muito grande, porque é limitada apenas pela capacidade de monitorização do interferómetro receptor. Já no segundo caso as propriedades do laser multimodo limitam a gama de medição.

A Figura 4.4 mostra a variação da potência óptica detectada em função do não-balanceamento do interferómetro receptor, quando o sistema de interferómetros é iluminado por um laser multimodo. De referir, ainda, que entre dois picos de visibilidade existe alguma interferência residual, problema que pode ser importante neste tipo de sistemas, pois esta pode ser confundida com interferência correspondente ao não-balanceamento total e ser, na realidade, produzida apenas pelo interferómetro receptor [4]. Outro apontamento importante é o de o funcionamento do laser multimodo não ser apreciavelmente afectado pelo acoplamento de radiação para a cavidade [6,12], possibilitando que o esquema de multiplexagem possa ser implementado sem isolamento óptico da fonte, o que aumenta a flexibilidade do sistema e diminui significativamente o seu custo.

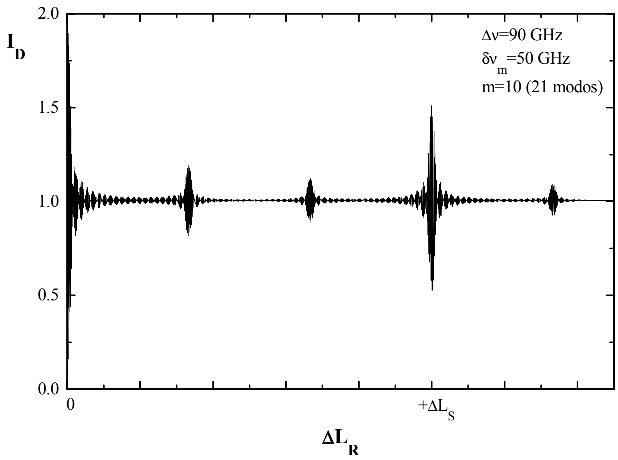


Figura 4.4 - Franjas de interferência produzidas na saída do sistema da Figura 4.1, em função do não-balanceamento do interferómetro receptor, quando o sistema é iluminado por um laser multimodo.

4.3 Desenho da Rede

O esquema de multiplexagem a analisar neste capítulo encontra-se esquematizado na Figura 4.5. Os sensores são interferométricos, do tipo Michelson, endereçados espacialmente e com leitura em coerência. A topologia da rede é em *árvore*, com N detectores, sendo iluminada por um laser semicondutor multimodo. Num momento particular, o interferómetro receptor encontra-se sintonizado para uma dado sensor da rede no sentido de proceder à respectiva leitura. Com este esquema de multiplexagem o não-balanceamento dos sensores (ΔL_{Si}) pode ser idêntico para todos eles, o que permite, por um lado, a uniformização das suas propriedades e, por outro, o não ser necessário efectuar-se variações significativas no não-balanceamento do interferómetro receptor quando é comutada a sua sintonização entre interferómetros sensores.

De referir que este processo de comutação do interferómetro receptor é, regra geral, lento. Um método de aumentar a velocidade de sintonização, sem penalizar muito a gama de medição do sistema, consiste em utilizar-se duas fontes ópticas com comprimentos de onda diferentes [8]. Na secção seguinte este esquema de processamento de sinal será analisado com mais detalhe.

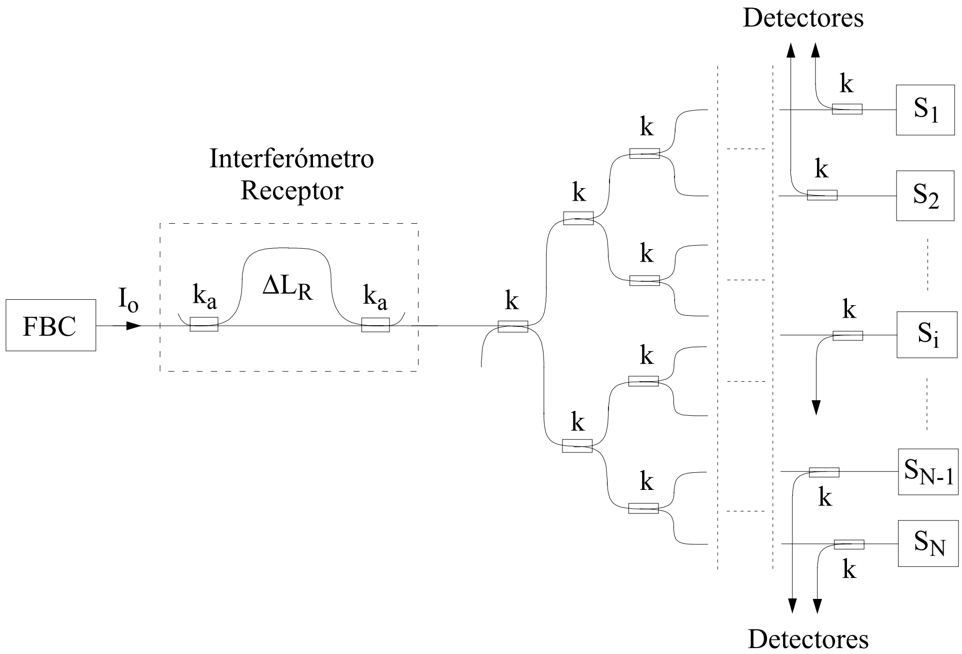


Figura 4.5 - Esquema de multiplexagem espacial com topologia em *árvore* e interrogação em coerência.

Como foi já referido no capítulo anterior, o critério para a especificação dos factores de divisão de potência (isto é, os coeficientes de acoplamento - k_i) dos acopladores direccionais distribuídos pela rede é o de assegurar que cada sensor proporciona a mesma potência óptica média de retorno. Provavelmente, a característica mais importante da topologia em *árvore* tem a ver com o facto de que, para se satisfazer esta condição, se poderem utilizar acopladores direccionais iguais ao longo de toda a rede, e com uma razão de acoplamento de potência igual a 1/2, que é a situação mais favorável em termos da maximização da potência de retorno dos sensores. Assumindo que os sensores tem reflectividade unitária e desprezando as perdas de potência na topologia de rede acima ilustrada, temos que a potência média de retorno por sensor é dada por

$$I_S = I_o\left[k_a^2 + (1-k_a)^2\right]\cdot(1-k)k^{1+\log_2 N} \tag{4.6}$$

onde I_o é a potência óptica média injectada no sistema. Com os coeficientes de acoplamento $k=k_a=1/2$, temos

$$I_S = I_o \frac{1}{2^{3+\log_2 N}} \tag{4.7}$$

Como comparação em termos de potência de retorno por sensor, consideramos também a topologia em *árvore reflectiva* da Figura 2.1-g, com leitura em coerência realizada do mesmo modo. Neste caso, como temos apenas um detector, os sensores são endereçados temporalmente (TDM). De modo a separar temporalmente os sinais provenientes dos diversos sensores, é possível obter uma disposição das linhas de atraso (de comprimento L_d) que proporciona a menor extensão total de fibra L_{total} necessária para multiplexar N sensores, sendo esta dada por[13]

$$L_{total} = \frac{NL_d}{2}\log_2 N \tag{4.8}$$

Desprezando igualmente as perdas de potência na rede, a potência média de retorno por sensor será, neste caso, dada por

$$I_S^{TDM} = I_o \frac{1}{2^{1+2\log_2 N}} \tag{4.9}$$

onde I_o é dado pela relação (3.3). Para o caso do endereçamento espacial em *árvore* transmissiva, $I_o = I_{pico}$, visto que a fonte óptica opera em modo contínuo.

A Figura 4.6 mostra a dependência de I_S e I_S^{TDM} (normalizadas pelo valor da potência de pico), em função do número de sensores na rede considerando esta sem perdas. Este resultado ilustra claramente a diferença entre os dois tipos de endereçamento. Apesar do endereçamento espacial (SDM) necessitar de utilizar N detectores e respectivos blocos de amplificação, as suas larguras de banda não necessitam de ser elevadas, ao contrário do endereçamento temporal (TDM) em que a largura de banda do bloco detector depende do comprimento das linhas de atraso (ver relação 3.5). Além disso, o comprimento total de fibra óptica a utilizar é mais elevado neste último, já que para o endereçamento espacial uma separação temporal dos sinais não é necessária.

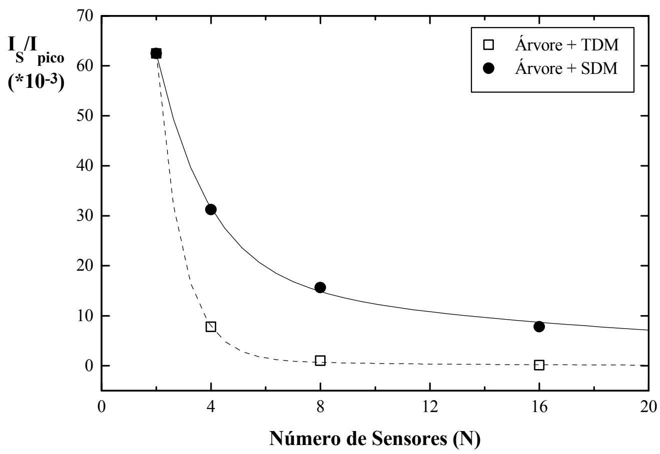


Figura 4.6 - Potência média de retorno por sensor (normalizada pela potência de pico emitida pela fonte óptica) em função do número de sensores, para os dois tipos de endereçamento (TDM - eq.4.9, SDM - eq.4.7).

Na Figura 4.7, representa-se a extensão total de fibra óptica, L_{total}, necessária para as linhas de atraso no endereçamento TDM. Não existindo linhas de atraso no endereçamento SDM, naturalmente essa extensão é nula para esse caso.

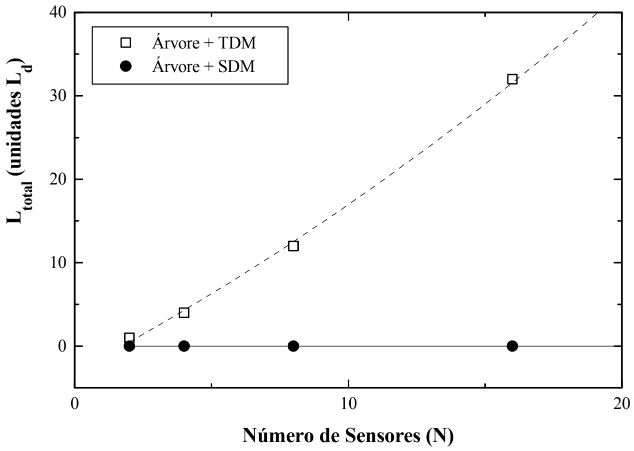


Figura 4.7 - Extensão total de fibra (em unidades L_d) necessária para o endereçamento temporal de N sensores numa topologia em *árvore* (representa-se também, a título ilustrativo, a situação relativa ao endereçamento SDM).

No caso em que as perdas de potência na rede não são desprezáveis, é fácil verificar que para a multiplexagem temporal (TDM) os valores dos coeficientes de acoplamento deverão ser diferentes e de valor ponderado de acordo com a sua posição relativa na rede. Contudo, para a multiplexagem espacial (SDM), estes podem ser todos idênticos e de valor k=1/2.

4.4 Processamento de Sinal com Dois Comprimentos de Onda

Quando um interferómetro é iluminado por duas fontes ópticas de diferentes comprimentos de onda (λ_1 e λ_2), produz duas saídas independentes, cada uma delas relacionada com o respectivo comprimento de onda. A diferença de fase entre as duas saídas (diferença de fase efectiva, $\Delta\phi_e$) depende agora do comprimento de onda efectivo, λ_e (e também do não-balanceamento do interferómetro), o qual é superior a qualquer dos comprimentos de onda das fontes individuais. Assim, a gama de medição não ambígua é aumentada para um comprimento de onda efectivo (correspondendo a uma diferença de fase efectiva de 2π radianos), sendo este dado por [8,9]

$$\lambda_e = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} \tag{4.12}$$

O comprimento de onda efectivo, e desse modo a gama de medição não ambígua, é tanto maior quanto mais próximos forem os comprimentos de onda que iluminam o interferómetro. No entanto, variações de qualquer um dos comprimentos de onda induzem erros no comprimento de onda efectivo, as quais se tornam importantes para não-balanceamentos finitos, restringindo assim, na prática, o valor máximo permitido para o comprimento de onda efectivo [(4,14)].

Um modo de atenuar este problema consiste em estabilizar em temperatura as fontes ópticas por forma a reduzir a variação relativa entre os dois comprimentos de onda de emissão. Num esquema interferométrico convencional de baixa coerência (Figura 4.1), um sistema de controle actua no interferómetro receptor de maneira a manter o seu não-balanceamento sempre sintonizado com o não-balanceamento do interferómetro sensor, podendo assim medir o seu valor. No esquema descrito aqui, o não-balanceamento do interferómetro receptor (ΔL_R) é colocado numa posição média em torno da condição de sintonia (isto é, $\Delta L_R \approx \Delta L_{Si}$), e o não-balanceamento do interferómetro sensor (ΔL_{Si}) é determinado através da diferença de fase efectiva ($\Delta\phi_e$) entre as saídas correspondentes a cada comprimento de onda. Portanto, a gama de medição máxima do sistema é $\pm\lambda_e/2$, que por sua vez determina a gama de medição de cada interferómetro (no caso de usarmos interferómetros sensores do tipo Michelson, a gama de medição será $\pm\lambda_e/4$ devido à natureza reflectiva da sua construção, o que faz também que a sua sensibilidade seja aumentada por um factor de 2).

A Figura 4.8, representa esquematicamente a configuração básica de interrogação em coerência utilizando processamento com dois comprimentos de onda.

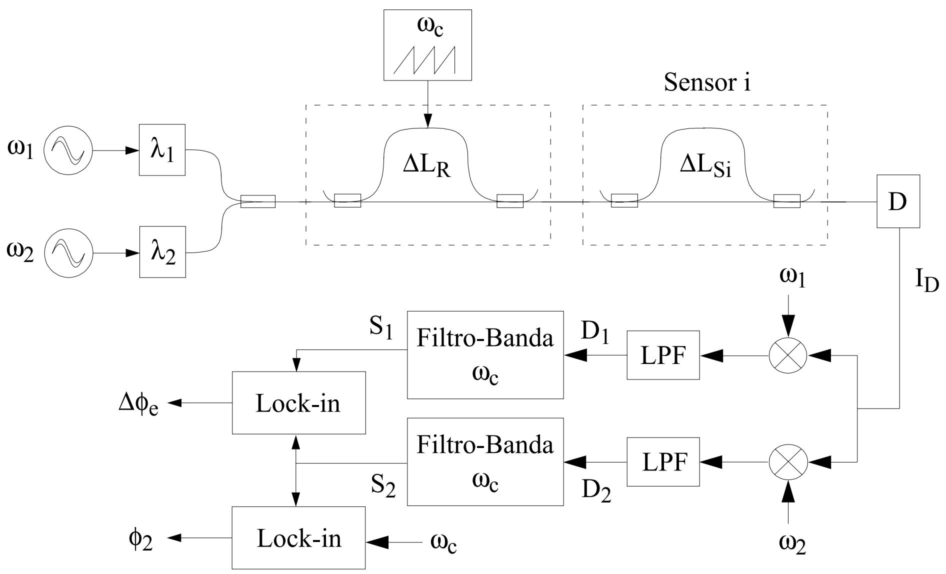


Figura 4.8 - Esquema de processamento com dois comprimentos de onda e leitura em coerência.

Modulando as correntes de injecção dos lasers multimodo com sinais sinusoidais, de frequências angulares ω_1 e ω_2, e admitindo que o interferómetro receptor está sintonizado para o interferómetro sensor *i*, o sinal detectado à saída do sistema é dado por

$$\begin{aligned} I_D \approx \frac{I_{o1}}{4}\cos(\omega_1 t)\cdot\left[1+\frac{1}{2}\left|\gamma_1(\Delta L_{Si}-\Delta L_R)\right|\cos\phi_{1i}\right]+ \\ +\frac{I_{o2}}{4}\cos(\omega_2 t)\cdot\left[1+\frac{1}{2}\left|\gamma_2(\Delta L_{Si}-\Delta L_R)\right|\cos\phi_{2i}\right] \end{aligned} \quad (4.13)$$

onde $|\gamma_1(\Delta L_{Si}-\Delta L_R)|$ e $|\gamma_2(\Delta L_{Si}-\Delta L_R)|$ são, respectivamente, as funções de auto-correlação normalizada das fontes ópticas com comprimentos de onda λ_1 e λ_2, e I_{o1}, I_{o2} são respectivamente as potências ópticas injectadas no sistema relativas a cada uma das duas fontes (assume-se que a profundidade de modulação das fontes ópticas é unitária e que os interferómetros são constituídos com acopladores direccionais todos idênticos com factor de acoplamento 1/2). As fases ϕ_{1i} e ϕ_{2i} são dadas por:

$$\phi_{1i} = \frac{2\pi n}{\lambda_1}(\Delta L_{Si}-\Delta L_R)+\omega_c t = \phi_{o1i}+\omega_c t \quad (4.14)$$

$$\phi_{2i} = \frac{2\pi n}{\lambda_2}(\Delta L_{Si}-\Delta L_R)+\omega_c t = \phi_{o2i}+\omega_c t \quad (4.15)$$

onde ΔL_{Si} é muito maior que o comprimento de coerência de qualquer uma das fontes ópticas, *n* é o índice de refracção efectivo do modo guiado da fibra e ω_c é a frequência angular do sinal em “dente-de-serra” aplicado a um modulador piezoeléctrico localizado num dos braços do interferómetro receptor. Esta portadora pseudo-heterodina (ω_c) é utilizada apenas para extrair a informação de fase correspondente a cada comprimento de onda de emissão (ϕ_{o1i} e ϕ_{o2i})[15,16].

Quando modulamos a corrente de injecção de uma fonte óptica de baixa coerência, o efeito de modulação da frequência de emissão central da fonte é praticamente desprezável, não tendo por isso influência na modulação da fase óptica à saída do interferómetro (ver secção 3.3). Essa modulação origina, no entanto, modulação da potência óptica emitida. A separação dos sinais interferométricos correspondentes aos comprimentos de onda λ_1 e λ_2 na saída do sistema (equação 4.13), pode ser conseguida por detecção síncrona com as respectivas portadoras de modulação (ω_1 e ω_2). Portanto, se multiplicarmos o sinal detectado por uma das portadoras, por exemplo “cos ($\omega_1 t$)”, obtemos

$$
\begin{aligned}
I_D \times \cos(\omega_1 t) = {} & \frac{I_{o1}}{8} + \frac{I_{o1}}{16}|\gamma_1| \cdot \cos(\omega_c t + \phi_{o1i}) + \frac{I_{o1}}{8}\cos(2\omega_1 t) \\
& + \frac{I_{o1}}{32}|\gamma_1| \cdot \left\{\cos\left[(2\omega_1 - \omega_c)t - \phi_{o1i}\right] + \cos\left[(2\omega_1 + \omega_c)t + \phi_{o1i}\right]\right\} \\
& + \frac{I_{o2}}{8}\left[\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t\right] \\
& + \frac{I_{o2}}{32}|\gamma_2| \cdot \left\{\cos\left[(\omega_1 - \omega_2 - \omega_c)t - \phi_{o2i}\right] + \cos\left[(\omega_1 - \omega_2 + \omega_c)t + \phi_{o2i}\right]\right\} \\
& + \frac{I_{o2}}{32}|\gamma_2| \cdot \left\{\cos\left[(\omega_1 + \omega_2 - \omega_c)t - \phi_{o2i}\right] + \cos\left[(\omega_1 + \omega_2 + \omega_c)t + \phi_{o2i}\right]\right\}
\end{aligned}
\tag{4.16}
$$

Na Figura 4.9 temos a representação espectral da função (4.16). Após a acção do filtro passa-baixo (LPF), que tem uma frequência de corte superior à da portadora ω_c , a informação de fase ϕ_{o1i} é separada do restante sinal, obtendo-se

$$D_1 = \frac{I_{o1}}{8} + \frac{I_{o1}}{16}|\gamma_1| \cdot \cos(\omega_c t + \phi_{o1i}) \tag{4.17}$$

Procedendo de forma semelhante, mas multiplicando agora (4.13) por “$\cos(\omega_2 t)$”, obtém-se o sinal interferométrico correspondente ao comprimento de onda λ_2, que é dado por:

$$D_2 = \frac{I_{o2}}{8} + \frac{I_{o2}}{16}|\gamma_2| \cdot \cos(\omega_c t + \phi_{o2i}) \tag{4.18}$$

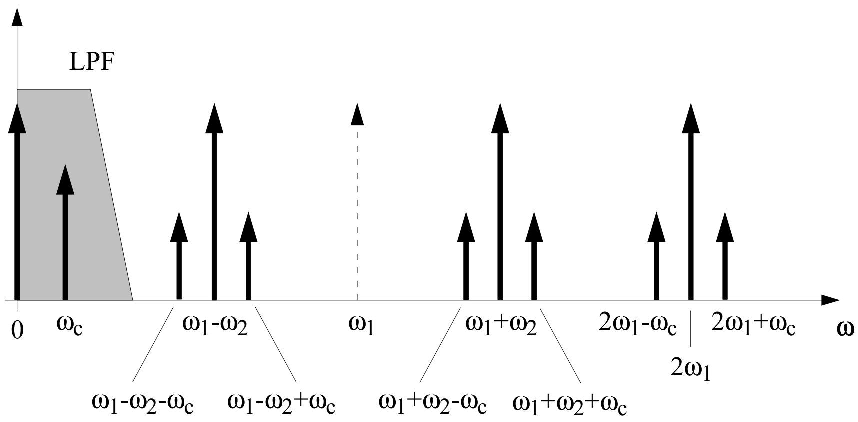


Figura 4.9 - Componentes espectrais principais do sinal detectado após multiplicação pela portadora ω_1. A zona a sombreado corresponde à acção do filtro passa-baixo (LPF).

A Figura 4.10 mostra estes dois sinais interferométricos (D_1 e D_2) em função da diferença $|\Delta L_{Si}$-$\Delta L_R|$ (considera-se que $|\Delta L_{Si}-\Delta L_R| << L_c$, sendo L_c o comprimento de coerência das fontes ópticas). Daqui resulta que o período de repetição para o qual estes dois sinais ficam em fase corresponde ao comprimento de onda efectivo (λ_e).

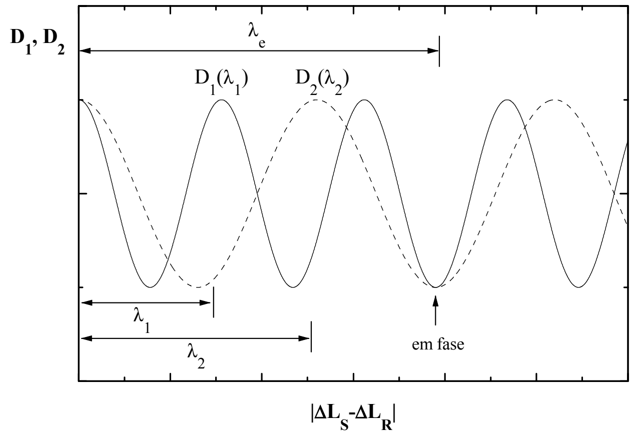


Figura 4.10 - Sinais interferométricos, após detecção síncrona, correspondentes aos dois comprimentos de onda utilizados (neste caso não estamos a modular o interferómetro receptor: ω_c=0 e I_{o1}=I_{o2}).

Colocando filtros de banda sintonizados para a frequência ω_c (após a detecção síncrona), obtemos as portadoras pseudo-heterodinas:

$$S_1 = \frac{I_{o1}|\gamma_1|}{16}\cos(\omega_c t + \phi_{o1i}) \tag{4.19}$$

$$S_2 = \frac{I_{o2}|\gamma_2|}{16}\cos(\omega_c t + \phi_{o2i}) \tag{4.20}$$

Introduzindo estas duas portadoras (S_1 e S_2) num amplificador "lock-in", e assumindo que o valor ΔL_{Si} não excede a gama de medição $\pm\lambda_e/2$ (em torno de $\Delta L_R \approx \Delta L_{Si}$), obtemos um sinal proporcional ao valor da fase efectiva, $\phi_e = A|\phi_{o1i} - \phi_{o2i}|$ (onde A engloba o ganho do amplificador "lock-in" e os valores das constantes multiplicativas das equações 4.19 e 4.20). Combinando, de seguida, as equações (4.14) e (4.15) e reajustando este resultado para o intervalo [-π,+π], podemos determinar o valor do não-balanceamento:

$$|\Delta L_{Si} - \Delta L_R| = \frac{\lambda_e}{2\pi n} A|\phi_{o1i} - \phi_{o2i}| \tag{4.21}$$

Se, em simultâneo, introduzirmos num outro "lock-in" uma das portadoras pseudo-heterodinas (S_1 ou S_2) referenciadas à portadora ω_c, podemos extrair o valor das fases ϕ_{o1i} ou ϕ_{o2i}, correspondentes a cada comprimento de onda individual.

A Figura 4.11 mostra graficamente as saídas dos dois amplificadores "lock-in". No gráfico superior é representada a excursão da fase correspondente ao comprimento de onda de emissão λ_1, e no gráfico inferior ilustra-se a excursão da fase efectiva, ambas em função do não-balanceamento diferencial $|\Delta L_{Si}-\Delta L_R|$. Deste resultado verifica-se que a gama de medição não ambígua para o caso de termos um só comprimento de onda é de $\pm\lambda_1$, enquanto que para o caso de processarmos a fase efectiva esse valor é de $\pm\lambda_e$. Isto significa um aumento na gama de medição não ambígua de λ_e/λ_1, o qual é função da diferença entre os comprimentos de onda de emissão individuais.

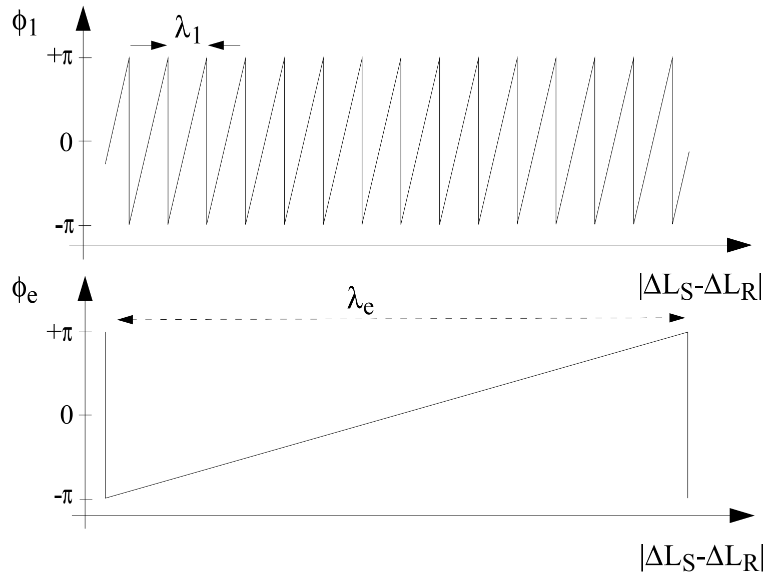


Figura 4.11 - Saídas dos dois amplificadores "lock-in", em função do não-balanceamento $|\Delta L_{Si}-\Delta L_R|$.

4.5 Implementação Experimental

A Figura 4.12 mostra o diagrama da implementação experimental. Este é idêntico ao esquema de multiplexagem representado na Figura 4.5 para o caso N=2, mas com a diferença de que agora tanto o interferómetro receptor como os interferómetros sensores são do tipo Michelson clássico. A rede foi implementada com fibra óptica multimodo (tipo "graded-index" com dimensões núcleo/baínha de 50/125 μm) e com acopladores direccionais multimodo de valor k=1/2. As fontes ópticas eram lasers semicondutores multimodo (Sharp LT023MC), com comprimentos de onda centrais de 781 nm (λ_1) e 789 nm (λ_2) (comprimento de onda efectivo, λ_e=77 μm), operando com correntes de injecção de 10 mA acima dos valores de limiar respectivos. A potência média injectada no sistema por cada laser foi de ≈600 μW, sendo as correntes de injecção moduladas por sinais sinusoidais de frequências 8 kHz (λ_1) e 13.3 kHz (λ_2). Para escolher convenientemente os não-balanceamentos dos interferómetros sensores de forma a que coincidam com uma zona de baixa visibilidade (ver secção 4.2), foi necessário determinar experimentalmente as funções de auto-correlação das fontes ópticas.

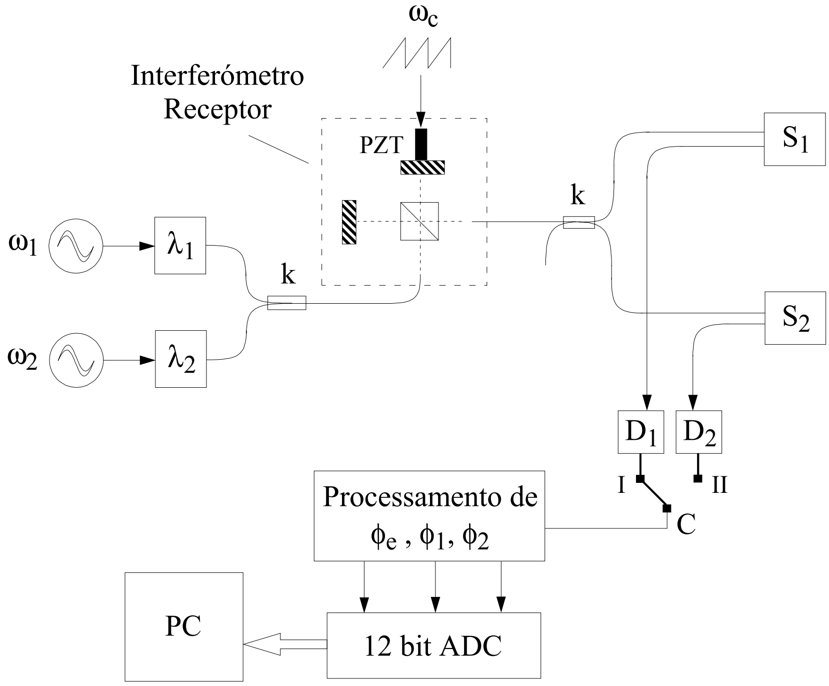


Figura 4.12 - Esquema da implementação experimental.

Para isso utilizamos um interferómetro de Michelson com não-balanceamento variável e possuindo moduladores piezoeléctricos acoplados aos dois espelhos [(13)]. Num deles foi aplicada uma onda em “dente-de-serra” com uma amplitude ajustada de forma a modular a fase do interferómetro de 2π (uma franja) em cada período. No outro modulador foi aplicado um sinal de erro, proveniente de um servo electrónico com pequena largura de banda ($\approx$ 100 Hz) que foi incorporado no sistema por forma a manter o interferómetro em quadratura. Mediu-se, então, a visibilidade das franjas em função do não-balanceamento do interferómetro produzido por deslocação de um dos espelhos (de notar que foram tomadas precauções para evitar desalinhamento do espelho ao longo de toda a extensão de deslocamento).

Na Figura 4.13 mostram-se as funções de visibilidade dos dois lasers multimodo, em função do não-balanceamento do interferómetro. Ambos os resultados evidenciam a estrutura de picos na função de visibilidade das franjas, como ilustrado na Figura 4.3, observando-se agora, no entanto, picos de menor amplitude. A separação entre picos é de $\approx$2.1 mm, do que resulta uma separação entre modos longitudinais de $\approx$143 GHz e um comprimento de cavidade de $\approx$300 μm (com n_{cav}=3.5). Os não-balanceamentos dos interferómetros sensores foram ajustados de forma a serem satisfeitos os critérios para a interrogação coerente com iluminação multimodo (secção 4.2). A Figura 4.13 mostra, também, os pontos de funcionamento dos dois sensores, estando ambos separados por ≈20 μm um do outro (como foi referido na secção 4.3, estes pontos de funcionamento poderiam ser idênticos). Admitindo um perfil Lorentziano para os modos longitudinais, tem-se para as envolventes das funções de visibilidade determinadas os seguintes valores: $L_{cm}(\lambda=781\ \text{nm}) \approx 1.0$ mm e $L_{cm}(\lambda=789\ \text{nm}) \approx 3.3$ mm. Com estes valores obtêm-se as larguras espectrais de cada modo: $\delta\nu_m(\lambda=781\ \text{nm}) \approx 96$ GHz e $\delta\nu_m(\lambda=789\ \text{nm}) \approx 29$ GHz.

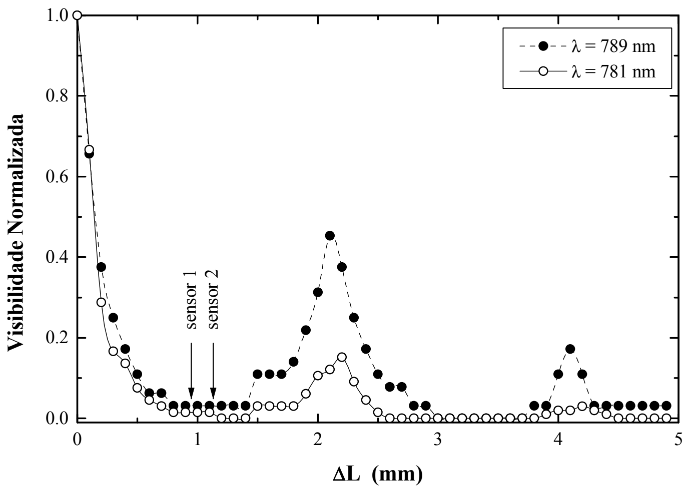


Figura 4.13 - Visibilidade das franjas em função do não-balanceamento do interferómetro para os dois comprimentos de onda usados (visibilidade normalizada pelo seu valor em ΔL=0). Ilustra-se, ainda, numa das regiões de baixa visibilidade, a localização dos não-balanceamentos dos interferómetros sensores.

Para aplicar sinais de teste, moduladores piezoeléctricos (PZT's) foram incorporados num dos espelhos de cada um dos interferómetros sensores, os quais tinham eficiências de 0.72 rad/V e 0.86 rad/V para os sensores "1" e "2" respectivamente, valores que indicam uma resolução de ≈0.1 μm/V. O PZT do interferómetro receptor (Queensgate DTP-C230) tinha uma resolução de 3.8 μm/V e linearidade de 0.17% numa gama dinâmica de 70 μm. Este PZT foi modulado por um sinal em "dente-de-serra" com frequência ($\omega_c/2\pi$) de 20 Hz, por forma a gerar no interferómetro um sinal com amplitude de 2π radianos. Os detectores D_1 e D_2 eram constituídos por fotodetectores híbridos tipo PIN (modelo UDT-455HS), possuindo um ganho total de 45×10^4 V/W, para uma largura de banda de 26 kHz e um nível de ruído à saída de 0.38 pW/√Hz a 1 kHz. As saídas do esquema de processamento descrito na Figura 4.8 foram processadas graficamente por um computador pessoal (PC) através de uma placa de conversão analógica-digital de 12 bits. O não-balanceamento do interferómetro receptor era ainda controlado por um sinal DC, aplicado ao respectivo PZT, proveniente de uma saída digital-analógica desta placa de conversão, proporcionando uma resolução no deslocamento de 4.6 nm/bit.

4.6 Resultados Experimentais e Respectiva Análise

A visibilidade das franjas à saída dos detectores D_1 (sensor 1) e D_2 (sensor 2) foi determinada como sendo ≈0.3 para ambos (sendo de 0.5 o valor máximo teórico). A potência de retorno de cada sensor era de ≈12 μW. Quando o interferómetro receptor se encontrava coerentemente sintonizado para o sensor 1 e o comutador electrónico (C) estava na posição da saída do detector D_1 (posição I), observou-se que os sinais S_1 e S_2 do circuito de processamento se encontravam em fase, isto é, $\phi_e \approx 0°$. Ao comutar-se para a saída do detector D_2 (posição II), estes sinais encontravam-se praticamente em quadratura ($\phi_e \approx 90°$). Isto deve-se ao facto de o não-balanceamento do sensor 2, diferir do não-balanceamento do sensor 1 de ≈20 μm. De facto, se ambos fossem iguais, ao comutar-se o interruptor para a posição II, os sinais S_1 e S_2 continuariam em fase. A Figura 4.14 mostra este efeito. Resultados similares foram obtidos quando o interferómetro receptor foi sintonizado para o sensor 2.

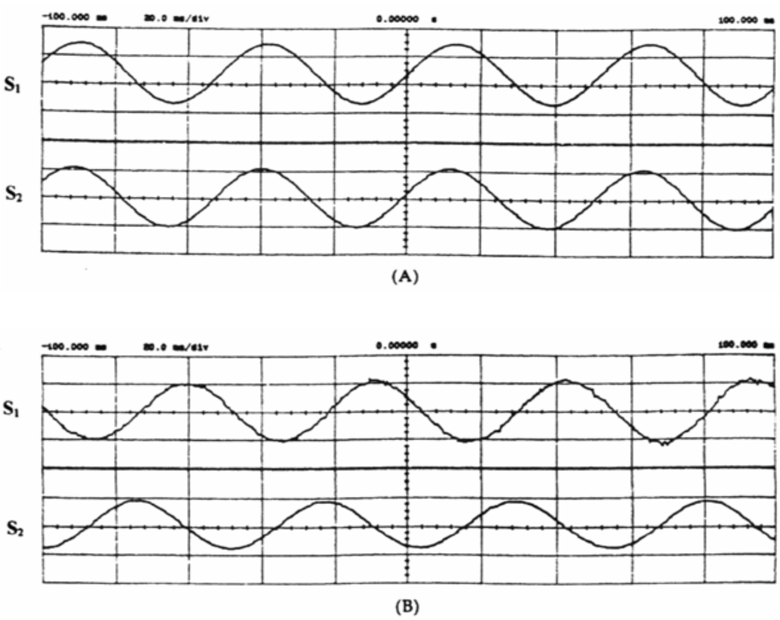


Figura 4.14 - Sinais correspondentes às portadoras pseudo-heterodinas S_1 (em cima) e S_2 (em baixo) na situação em que o interferómetro receptor está sintonizado para o sensor 1: comutador (C) na posição. I (A) ou II (B).

Como a saída de cada sensor era providenciada por um canal de fibra óptica independente, nenhum "crosstalk" entre sensores foi observado. Atendendo a que o sistema aqui em estudo foi projectado para medições de grandezas quase-estáticas (deformação, pressão, deslocamento, temperatura, etc.), induziu-se um deslocamento num dos espelhos do interferómetro sensor 1, utilizando para tal uma tensão DC aplicada ao PZT respectivo. Com o sistema sintonizado para este sensor, mediu-se as variações da fase efectiva, ϕ_e, e da fase, ϕ_1, em função do deslocamento do espelho do sensor. As Figuras 4.15 e 4.16 mostram estes dois resultados.

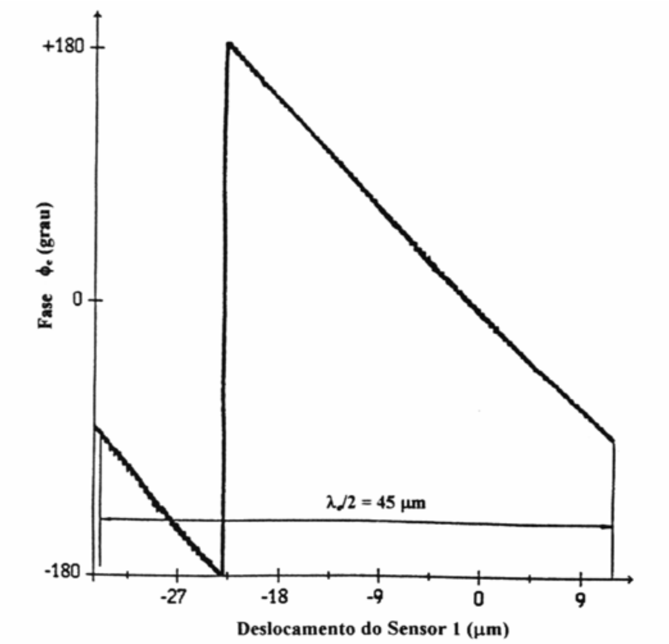


Figura 4.15 - Variação da fase óptica efectiva, $\phi_e=|\phi_1-\phi_2|$ em função do deslocamento do espelho do sensor 1. Como o sensor é do tipo Michelson, uma variação da fase de 2π corresponde a um deslocamento de $\lambda_e/2$ (ver Tabela 1.3).

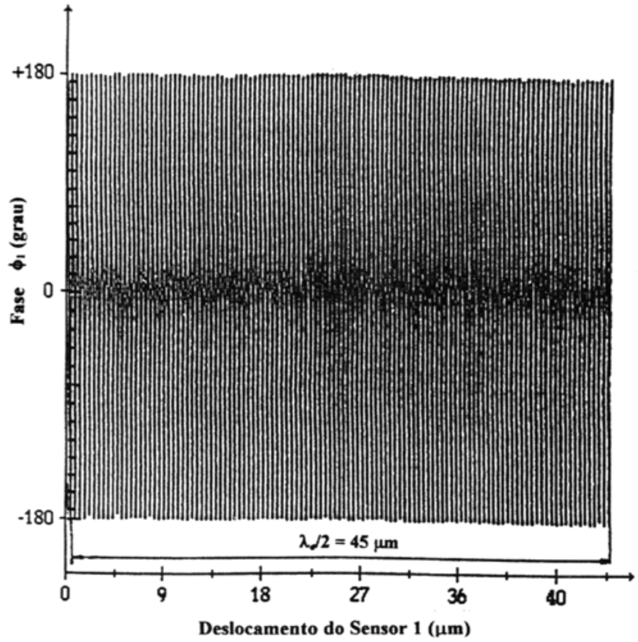


Figura 4.16 - Variação da fase óptica do sensor 1, ϕ_1, em função do deslocamento do espelho respectivo, indicando o número total de franjas (≈115) ao longo da gama de medição efectiva ($\lambda_e/2 \approx 45$ μm). A variação da fase ϕ_1 é da forma "dente-de-serra", algo que não é observável na figura atendendo ao número elevado de períodos (de valor $\lambda_1/2$) nela contidos.

Quando o sistema se encontrava sintonizado para o sensor 1, o valor da fase efectiva (ϕ_e) a baixas frequências (<10 Hz) foi determinado com uma sensibilidade de ≈1°, o que equivale a uma resolução no deslocamento de ≈1 nm para este sensor. Este valor foi essencialmente condicionado pelo ruído electrónico gerado no circuito de detecção síncrona e pelo ruído $1/f$ presente no sistema. Considerando que o valor da gama de medição efectiva é de ≈45 μm (isto é, $\lambda_e/2$ - Figura 4.15), tem-se que a gama dinâmica do sistema é ≈92 dB [(a)]. Resultados similares foram obtidos quando o sistema estava sintonizado para o sensor 2. O valor experimental obtido para a gama de medição efectiva é ligeiramente diferente do valor previsto pela teoria ($\lambda_e/2 \approx 38.5$ μm; relação 4.12) devido à incerteza nos valores dos comprimentos de onda centrais dos lasers fornecidos pelo fabricante.

Na realidade, o desempenho do sistema descrito neste capítulo depende da estabilidade dos comprimentos de onda das fontes ópticas, as quais podem depender da vários parâmetros, particularmente da temperatura quando se considera díodos laser semicondutores. De facto, para garantirmos que não são cometidos erros na determinação da fase efectiva ambos os lasers devem ser mantidos a uma temperatura constante. Diferenciando a equação (4.21), obtemos a variação do comprimento de onda efectivo (λ_e) com a fase efectiva:

$$d\lambda_e = -\frac{\lambda_e^2}{2\pi n\left(\Delta L_{Si} - \Delta L_R\right)} d\phi_e \tag{4.22}$$

Da equação (4.12), a variação do comprimento de onda efectivo com a variação da temperatura (ΔT) pode ser expressa como:

$$\frac{d\lambda_e}{d\Delta T} = \frac{\partial\lambda_1}{\partial T}\cdot\frac{\lambda_2^2}{\left(\lambda_1 - \lambda_2\right)^2} - \frac{\partial\lambda_2}{\partial T}\cdot\frac{\lambda_1^2}{\left(\lambda_1 - \lambda_2\right)^2} \tag{4.23}$$

Assumindo que ambas as fontes são mantidas num mesmo ambiente controlado e com idêntico gradiente de temperatura, isto é, $\partial\lambda_1 / \partial T = \partial\lambda_2 / \partial T$, então podemos escrever a relação anterior como:

$$\frac{d\lambda_e}{d\Delta T} = \frac{\partial\lambda}{\partial T}\cdot\frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{\left(\lambda_1 - \lambda_2\right)^2} \tag{4.24}$$

Combinando as equações (4.22) e (4.24) obtém-se:

$$\frac{d\phi_e}{d\Delta T} = 2\pi n(\Delta L_R - \Delta L_{Si})\frac{\partial\lambda}{\partial T}\cdot\frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{(\lambda_1\lambda_2)^2} \tag{4.25}$$

Um valor típico para o gradiente do comprimento de onda de lasers semicondutores de GaAlAs é de ≈ 0.25 nm/°C (17) (este valor é referente ao pico da envolvente dos modos longitudinais de lasers multimodo, visto que, para cada modo, o valor do gradiente é de ≈ 0.07 nm/°C). Considerando os valores dos comprimentos de onda centrais de emissão (λ_1 e λ_2) dos lasers usados na experiência, e assumindo que pretendemos medir uma variação de fase efectiva ($d\phi_e$) com uma resolução de 1 mrad (miliradiano) na gama total de medição (isto é, ΔL_{Si}-ΔL_R = $\lambda_e/2$ = 38.5 μm), verifica-se a partir da relação (4.25) que a temperatura relativa dos lasers deve ser mantida dentro de um intervalo de ≈0.5 °C. Este valor é facilmente atingível com os circuitos de controle de temperatura disponíveis no mercado.

A sensibilidade obtida experimentalmente de ≈ 4 mrad/√Hz (fase mínima detectável) é fundamentalmente determinada por factores como ruído acústico e ruído do tipo 1/*f*, particularmente quando se opera os sensores a baixas frequências. Em condições ideais e para potências detectadas da ordem dos μW, é possível obter uma sensibilidade na medição da fase óptica da ordem dos μrad/√Hz para sinais com frequência superior a 100 Hz (11). Para esta frequência de operação, a sensibilidade imposta pela fonte de ruído *x* pode ser calculada

---

[a] Gama dinâmica: 20 log (ϕ_{max}/ϕ_{min}) = 20 log (45 μm/1 nm).

através das expressões dadas no Apêndice B. Com o sistema sintonizado para o sensor *i*, o valor mínimo detectável de fase óptica na presença da fonte de ruído *x* e para uma razão sinal-ruído unitária é dada por (secção 3.3):

$$\phi_{Si|x} = \frac{\sqrt{2BH_x}}{VMI_D} \tag{4.25}$$

onde B é a largura de banda do sistema de detecção, V a visibilidade das franjas de interferência, I_D a potência de retorno do sensor e M é o factor de ganho na detecção (neste caso como usamos um detector p-i-n, M=1). Atendendo aos valores experimentais (I_D=12 μW, V=0.3, responsividade ($\Re$) = 0.45 A/W, L_c= 2 mm [dado pela envolvente da função de auto-correlação], $L_1+L_2 \approx$ 20 cm, $\sqrt{H_{elec}}$=0.38 pW/√Hz - do detector usado), assim como às expressões (B.2), (B.3), (B.8) e (B.9), tem-se que a densidade espectral, H_{total}, do quadrado do ruído óptico equivalente é:

$$\begin{aligned} H_{total} &= H_{shot} + H_{elec} + H_{fase}^{inc} + H_{temp} \\ &= (8.5*10^{-24} + 1.4*10^{-25} + 2.4*10^{-22} + 7.6*10^{-28})\ \ \mathrm{W}^2\ /\ \mathrm{Hz} \\ &= 2.5*10^{-22}\ \ \mathrm{W}^2\ /\ \mathrm{Hz} \end{aligned} \tag{4.26}$$

Com este valor, de (4.25) obtemos a fase mínima detectável para o sensor *i*:

$$\frac{\phi_{Si}}{\sqrt{B}} = 6.2\ \mu\mathrm{rad}\ /\ \sqrt{\mathrm{Hz}} \tag{4.27}$$

Estes resultados indicam que o endereçamento espacial de sensores interferométricos com leitura em coerência é uma técnica de multiplexagem que permite boa sensibilidade e nível de interferência entre sensores ("crosstalk") nulo (à parte a fonte potencial devida ao "crosstalk" electrónico associado ao comutador C - Figura 4.12). Se o número de sensores da rede for aumentado mantendo-se constante a potência injectada no sistema, verifica-se que a gama dinâmica dos sensores não é grandemente afectada. Por exemplo, se a rede for expandida para oito sensores, então a potência de retorno por sensor (assumindo a topologia em *árvore* com perdas iguais nos acopladores, etc.) será reduzida para ≈1 a 2 μW, originando novamente um desempenho da ordem dos μrad/√Hz.

Considerando que cada sensor possui a sua própria fibra de retorno, este tipo de esquema permitirá interrogar vários sensores simultaneamente, assumindo que o não-balanceamento dos sensores não é superior ao comprimento de onda efectivo (λ_e). Além disso, o processamento pode ser efectuado com uma gama dinâmica considerável, e a informação do sensor ser recuperada, sem ambiguidade, todas as vezes que o sistema é ligado. O problema mais significativo da interrogação em coerência tem a ver com a sintonia do interferómetro receptor, mais propriamente com a inércia deste em acompanhar variações rápidas de amplitude elevada induzidas nos interferómetros sensores pelos mensurandos. Para resolver este problema, pode-se processar a informação utilizando uma técnica pseudo-heterodina baseada na iluminação do sistema com duas fontes ópticas de comprimentos de onda ligeiramente diferentes. Como se viu neste capítulo, isso foi conseguido usando dois lasers semicondutores multimodo e escolhendo os não-balanceamentos dos sensores de forma a coincidirem com regiões de baixa visibilidade das correspondentes funções de auto-correlação. De facto, o laser multimodo proporciona uma alternativa válida para a implementação da interrogação em coerência, impondo, no entanto, restrições ao não-balanceamento dos interferómetros.

Referências

1. S. A. Al-Chalabi, B. Culshaw and D. E. N. Davies, "Partially coherent sources in interferometric sensors", in *1st Int. Conf on Optical Fibre Sensors*, Proc. **OFS'1**, London, UK, 132 (1983).
2. J. L. Brooks, R. H. Wentworth, R. C. Youngquist, M. Tur, B. Y. Kim and H. J. Shaw, "Coherence multiplexing of fiber-optic interferometric sensors", J. Lightwave Technol. **3**, 1062 (1985)
3. A. S. Gerges, F. Farahi, T. P. Newson, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "Fibre optic interferometric sensor using a low coherence source: dynamic range enhancement", Int. J. of Optoelectron. **3**, 311 (1988).
4. A. S. Gerges, *Novel Fibre-Optic-Based Interferometric Sensors Exploiting Coherence and Low-Coherence Signal Processing Techniques*, Ph.D. Thesis, Physics Lab., University of Kent, Canterbury, U.K., 1990.
5. J. L. Brooks, B. Moslehi, B. Y. Kim and H. J. Shaw, "Time-domain addressing of remote fiber-optic interferometric sensor arrays", J. Lightwave Technol. **5**, 1014 (1987).
6. J. L. Santos and D. A. Jackson, "Coherence sensing of time-addressed optical-fiber sensors illuminated by a multimode laser diode", Appl. Opt. **30**, 5068 (1991).
7. A. S. Gerges, T. P. Newson and D. A. Jackson, "Coherence tuned fiber optic sensing system based on a multimode laser diode", Appl. Opt. **29**, 4473 (1990).
8. A. D. Kersey and A. Dandridge, "Dual-wavelength approach to interferometric sensing", in *Fiber Optic Sensors II*, Proc. SPIE **798**, 176 (1987).
9. D. J. Webb, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "Extended range interferometry using a coherence tuned synthesised dual wavelength technique with multimode fibers", Electron. Lett. **24**, 1173 (1988).
10. A. D. Kersey, A. Dandridge and W. K. Burns, "Two-wavelength fibre gyroscope with wide dynamic range", Electron. Lett. **22**, 935 (1986).
11. D. A. Jackson and J. D. C. Jones, "Interferometers",Chap.10, in *Optical Fibre Sensors: Systems and Applications*, Ed. by J. P. Dakin and B. Culshaw, Artech House, London, vol.2, 1989.
12. J. L. Santos and D. A. Jackson, "Time division multiplexing of coherence tuned optical fibre sensors based upon multimode laser diode", Opt. Commun. **33**, 37 (1991).
13. J. L. Santos, *Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Óptica*, Tese de Doutoramento, FCUP, Universidade do Porto, Porto, 1993.
14. D. J. Webb, J. D. C. Jones, R. M. Taylor and D. A. Jackson, "Extended range monomode fibre-optic sensors: spectral and polarisation techniques", Int. J. of Optoelectron. **3**, 213 (1988).
15. A. D. Kersey, M. Corke, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "Signal recovery techniques for unbalanced fiber interferometric sensor illuminated by laser diodes", in *1st Int. Conf. on Optical Fibre Sensors*, **OFS'1**, London, UK, 43 (1983).
16. E. Voges, O. Ostwald, B. Schiek and A. Neyer, "Optical phase and amplitude measurement by single sideband homodyne detection", IEEE J. Quantum Electron. **18**, 124 (1982).
17. H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, Orlando, USA, 1978.

5

Multiplexagem em Comprimento de Onda de Sensores de Bragg

5.1 Considerações Gerais

Desde que foi demonstrado que redes de difracção podiam ser "escritas" no núcleo de fibras ópticas (1), o interesse por este tipo de dispositivo como elemento sensor (usualmente designado como *sensor de Bragg*) tem crescido rapidamente, sobretudo nos últimos anos. A facilidade experimental de se poder fabricar sensores de Bragg em qualquer localização ao longo da fibra óptica, sem comprometer as próprias dimensões da fibra, torna estes sistemas sensores compactos e eficientes (2). Como foi referido na secção 2.5, a informação referente ao mensurando, ao estar codificada no comprimento de onda de Bragg (equação 1.13) do sensor, facilita obviamente a multiplexagem em comprimento de onda, visto que cada sensor fica univocamente identificado por uma diferente porção do espectro óptico disponível.

Para multiplexar em comprimento de onda um grande número de sensores de Bragg, é necessário garantir que o intervalo de variação do comprimento de onda de Bragg ($\delta\lambda_{BSi}$) de cada sensor não se sobreponha aos intervalos dos sensores adjacentes. Isto é conseguido se cada sensor de Bragg tiver um intervalo de variação específico $\delta\lambda_{BS1}$, $\delta\lambda_{BS2}$,…$\delta\lambda_{BSN}$, tal que $\delta\lambda_{BS1}=(\lambda_1-\lambda_2)$,… $\delta\lambda_{BSN}=(\lambda_{N-1}-\lambda_N)$ e o comprimento de onda de Bragg inicial de cada um (λ_{Bi}, i=1,…,N) estiver dentro do intervalo respectivo $\delta\lambda_{BSi}$. Se iluminarmos a rede de sensores com uma fonte óptica de largura de banda espectral superior a ($\lambda_1-\lambda_N$), o sinal óptico reflectido pela rede consistirá num conjunto de (N-1) componentes espectrais (ver Figura 2.4), onde o comprimento de onda de Bragg (λ_{Bi}) de cada componente estará directamente relacionado com o valor do mensurando (relação 1.22) para cuja monitorização o sensor está projectado.

No entanto, o aspecto mais importante de um sistema sensor deste tipo reside no esquema de desmodulação a utilizar para detectar os pequenos desvios do comprimento de onda de Bragg dos sensores. É possível medir um grande número de comprimentos de onda com elevada precisão usando equipamento de custo elevado, como seja um analisador de espectros ópticos. Contudo, isso não é muito viável em aplicações práticas devido às suas dimensões físicas, peso excessivo e à necessidade frequente de calibração do instrumento (para além, obviamente, do seu preço). Nos últimos anos, têm sido desenvolvidas diversas técnicas de desmodulação para sensores de Bragg [3], em especial técnicas de alta resolução baseadas na utilização de interferómetros de Mach-Zehnder em fibra [4], filtros de Fabry-Pérot em fibra [5] e filtros acusto-ópticos sintonizáveis [6]. Porém, estas soluções são complexas e dispendiosas e, em muitos casos práticos, uma resolução elevada que proporcionam poderá não ser necessária.

Neste contexto, são estudadas e demonstradas neste capítulo duas técnicas de desmodulação para sensores de Bragg, de implementação relativamente simples e de fácil utilização em esquemas de multiplexagem desses sensores de Bragg. O estudo é iniciado pela descrição de uma técnica de desmodulação baseada na sintonização do comprimento de onda de Bragg do sensor através de outro sensor de Bragg "gémeo" [7,8], que neste caso funciona como receptor.

De seguida, considerando as fontes de ruído primárias, a sensibilidade do sensor é avaliada em função de vários parâmetros. É descrita uma rede de sensores de Bragg, endereçados em comprimento de onda, sendo desmodulados com esta técnica, e sendo avaliado o nível de "crosstalk". Uma segunda técnica de desmodulação passiva, baseada num filtro óptico bicónico [9,10] fabricado a partir de uma fibra óptica monomodo especial, é de seguida estudada. São apresentados resultados experimentais que demonstram o seu desempenho na monitorização de deformações mecânicas.

5.2 Desmodulação Utilizando um Par "Sensor-Receptor" de Bragg

O esquema básico da desmodulação com um par "sensor-receptor" de Bragg encontra-se representado na Figura 5.1. O sensor de Bragg (G_S), ao ser iluminado por uma fonte óptica de baixa coerência (FBC), irá reflectir uma porção do espectro da fonte (I_S) com um comprimento de onda central (comprimento de onda de Bragg - λ_{BS}) dado pela condição de Bragg (ver secção 2.5). O sinal reflectido pelo sensor propaga-se através da rede em fibra óptica até ao "receptor" de Bragg (G_R) via acopladores direccionais com factores de divisão de potência k. O receptor de Bragg é fabricado de maneira a que o seu comprimento de onda de Bragg (λ_{BR}) seja idêntico ao do sensor na situação em que ambos estão sujeitos às mesmas condições, sendo fixado sobre um suporte piezoeléctrico (PZT).

Quando uma grandeza física induz uma perturbação no sensor de Bragg (G_S), o seu comprimento de onda de Bragg (λ_{BS}) vai variar na proporção directa do mensurando e, geralmente, deixará de coincidir com o comprimento de onda de Bragg do receptor (λ_{BR}). Se agora provocarmos uma deformação axial no receptor (por aplicação de uma tensão eléctrica no PZT), de forma a desviar linearmente o seu comprimento de onda de Bragg, então, num dado instante, ambos os comprimentos de onda de Bragg voltarão a coincidir. Nesta situação, isto é, λ_{BR}=λ_{BS}, o sinal óptico é todo reflectido pelo receptor e detectado na saída (D). Assumindo que o coeficiente de proporcionalidade tensão-comprimento de onda do receptor é conhecido, é então possível determinar, de uma forma inequívoca, a acção do mensurando, através do valor da tensão eléctrica gerada à saída do circuito de realimentação (Servo), tensão essa necessária para manter o receptor sempre sintonizado com o sensor. Este esquema de desmodulação baseia-se, assim, na filtragem óptica através da utilização de um filtro passa-banda sintonizável, neste caso o receptor de Bragg (ver Figura 2.3-b).

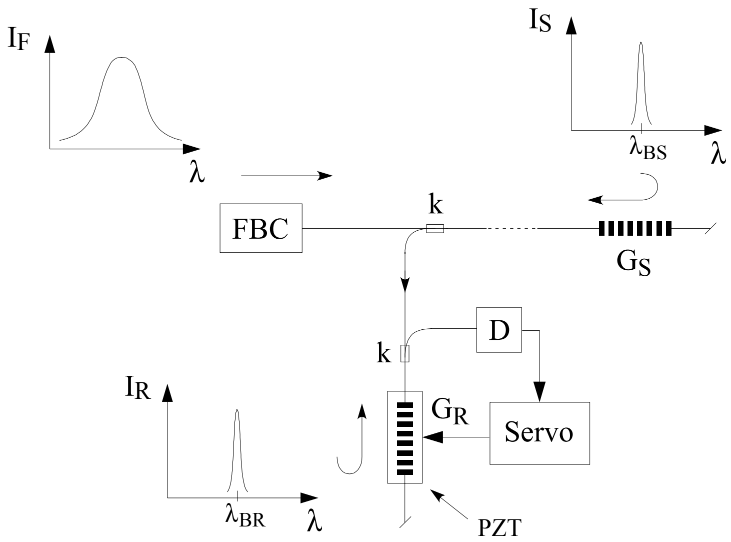


Figura 5.1 - Esquema básico da técnica de desmodulação do par “sensor-receptor” de Bragg.

5.2.1 Avaliação da Potência Óptica do Sinal Detectado

Vamos assumir, por simplicidade, que o espectro de potência da fonte de baixa coerência (FBC) que ilumina o sistema é descrito por uma distribuição Gaussiana no comprimento de onda, com uma largura a meia altura $\Delta\lambda_o$ e comprimento de onda central λ_o. Temos, então, que o espectro Gaussiano da fonte pode ser descrito por:

$$I_F(\lambda) = I_{pico} \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\lambda-\lambda_o}{\Delta\lambda_o}\right)^2\right] \tag{5.1}$$

onde λ é o comprimento de onda no vácuo e I_{pico} é a potência óptica de pico, que é dada por:

$$I_{pico} = \frac{I_o}{\Delta\lambda_o}\sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}} \tag{5.2}$$

onde I_o é a potência total injectada no sistema pela fonte óptica. Contudo, para a maioria das fontes ópticas de baixa coerência existentes, o respectivo perfil espectral de potência é bastante mais complexo do que o descrito pela equação (5.1), apresentando, em geral, uma estrutura periódica sobreposta ao perfil Gaussiano. Esta estrutura é originada pelos modos longitudinais da cavidade óptica da fonte. Dependendo da amplitude de modulação desta estrutura periódica, o perfil espectral da radiação reflectida pelo sensor de Bragg pode apresentar distorção relativamente ao perfil inicial, originando, assim, um factor de erro na medição do desvio do seu comprimento de onda de Bragg [(11)]. Portanto, é necessário garantir que o perfil espectral da fonte óptica é "suave", isto é, que não apresenta uma modulação periódica.

Para calcular a resposta espectral do sensor de Bragg podemos usar a teoria dos modos acoplados (ver Apêndice E). Assumindo que o sensor de Bragg de comprimento L tem uma modulação do índice de refracção de amplitude constante (Δn_o) e período Λ, é possível demonstrar que a sua reflectividade deste é dada por:

$$R(\lambda) = \frac{|\Omega|^2 \sinh^2(sL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(sL) + s^2\cosh^2(sL)} \tag{5.3}$$

onde os vários parâmetros desta equação são descritos no Apêndice E. A resposta espectral dada pela equação (5.3) é de utilização complexa em subsequentes tratamentos analíticos. Uma simplificação considerável é possível, no entanto, se assumirmos que a reflectividade do sensor de Bragg pode ser descrita por uma função Gaussiana com comprimento de onda central λ_B e largura a meia altura $\Delta\lambda_B$ (idêntica à expressa pela equação E.17), isto é:

$$G(\lambda) = R_o \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\lambda-\lambda_B}{\Delta\lambda_B}\right)^2\right] \tag{5.4}$$

onde R_o é a reflectividade máxima (que ocorre quando $\lambda=\lambda_B$), e que é dada pela equação (E.16): $R_o=\tanh^2(\pi\Delta n_o\chi L/\lambda_B)$. A Figura 5.2 mostra a reflectividade do sensor de Bragg expressa pelas duas funções (5.3) e (5.4), para o caso em que L=10 mm, $\Delta n_o=1.0*10^{-4}$ (valor típico), n=1.452, χ=0.7 e λ_B=830 nm. A partir desta figura é evidente que a curva Gaussiana, $G(\lambda)$, "acompanha" razoavelmente a dependência média descrita pela equação (5.3), mas, obviamente, não consegue reproduzir os lóbulos laterais e, portanto, esta aproximação Gaussiana deve ser considerada com algum cuidado. Contudo, será demonstrado mais adiante que, no contexto do esquema de desmodulação aqui em estudo, a aproximação por uma função Gaussiana funciona bastante bem.

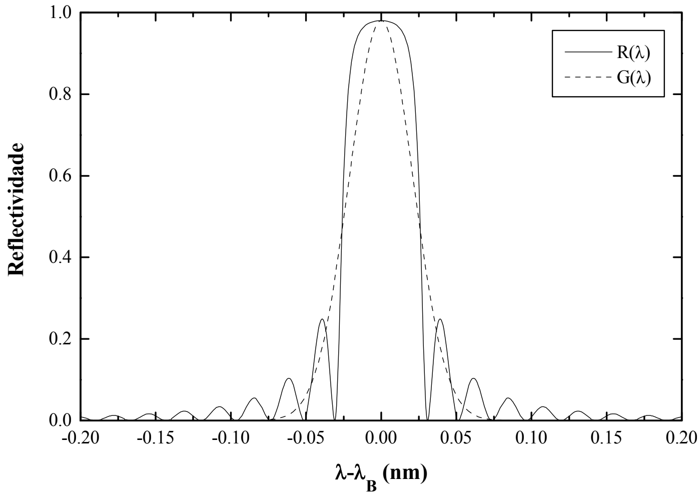


Figura 5.2 - Reflectividade do sensor de Bragg considerando as duas funções $R(\lambda)$ e $G(\lambda)$.

Como a largura espectral da fonte óptica de baixa coerência ($\Delta\lambda_o$) é muito maior do que a largura espectral do sensor de Bragg ($\Delta\lambda_B$), é válido considerar que a distribuição espectral da radiação reflectida pelo sensor de Bragg quando iluminado pela fonte óptica é dada por (não considerando as perdas de potência no sistema):

$$I_S(\lambda) = I_F(\lambda_B) \cdot G(\lambda) \tag{5.5}$$

onde $I_F(\lambda_B)$ é dada pela equação (5.1) quando $\lambda=\lambda_B$. A potência total reflectida pelo sensor de Bragg será igual ao integral da equação (5.5) sobre todo o intervalo de comprimentos de onda.

Para a análise aqui em estudo, vamos assumir que o sensor (G_S) e o receptor de Bragg (G_R) possuem funções de reflectividade idênticas, dadas pela equação (5.4) (onde a notação dos índices "$_S$" e "$_R$" se refere, respectivamente, ao sensor e ao receptor de Bragg). Considerando o esquema de desmodulação da Figura 5.1, temos que a potência óptica que chega ao bloco detector (D) é dada por:

$$I_D = k^2(1-k)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} I_F(\lambda_{BS}) \cdot G_S(\lambda) \cdot G_R(\lambda) d\lambda \tag{5.6}$$

Após integração, obtém-se

$$I_D = k^2(1-k)^2 I_F(\lambda_{BS}) \frac{R_{oS} R_{oS} \sqrt{\pi}}{\sqrt{4\ln 2}} \left[\frac{\Delta\lambda_{BS} \Delta\lambda_{BR}}{\sqrt{\Delta\lambda_{BS}^2 + \Delta\lambda_{BR}^2}} \exp\left(-4\ln 2 \frac{(\lambda_{BS} - \lambda_{BR})^2}{\Delta\lambda_{BS}^2 + \Delta\lambda_{BR}^2} \right) \right] \tag{5.7}$$

Por conveniência analítica, assume-se que o sensor e o receptor de Bragg têm a mesma largura espectral, isto é, $\Delta\lambda_{BS}=\Delta\lambda_{BR}=\Delta\lambda_B$. Portanto, considerando a equação (5.1) obtemos:

$$I_D = \frac{k^2(1-k)^2}{\sqrt{2}} I_o R_{oS} R_{oR} \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_o} \beta(\lambda_{BS})\alpha(\lambda_{BS}) \tag{5.8}$$

onde

$$\beta(\lambda_{BS}) = \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\lambda_{BS}-\lambda_o}{\Delta\lambda_o}\right)^2\right] \tag{5.9}$$

$$\alpha(\lambda_{BS}) = \exp\left[-2\ln 2\left(\frac{\lambda_{BS}-\lambda_{BR}}{\Delta\lambda_B}\right)^2\right] \tag{5.10}$$

Quando o receptor de Bragg "varre", em comprimento de onda, a radiação óptica que é reflectida pelo sensor de Bragg, a potência óptica detectada na saída do sistema (I_D) varia segundo uma função Gaussiana dada pela equação (5.10). Esta função $\alpha(\lambda_{BS})$ corresponde à área de sobreposição entre as duas funções espectrais $G_S(\lambda)$ e $G_R(\lambda)$, para um valor particular da diferença (λ_{BS}-λ_{BR}). De facto, representa uma função de convolução normalizada entre duas funções Gaussianas [(12)]. A função $\beta(\lambda_{BS})$ representa a posição relativa, em comprimento de onda, entre o sensor de Bragg e a fonte óptica. Regra geral, como o espectro da fonte óptica em torno do valor de λ_{BS} é constante, isto é, a largura espectral da fonte é muito maior que a do sensor de Bragg, o valor desta função $\beta(\lambda_{BS})$ é praticamente unitário.

Para determinar a validade da escolha da função Gaussiana (5.4) relativamente à função de reflectividade real (eq. 5.3) na análise da potência detectada no âmbito deste esquema de desmodulação, calculou-se numericamente a auto-convolução da função $R(\lambda)$, considerando, assim, que o sensor e o receptor de Bragg têm a mesma função de reflectividade.

A Figura 5.3 mostra o resultado das auto-convoluções das duas funções de reflectividade representadas na Figura 5.2. Como se pode verificar, as duas funções de auto-convolução são quase similares, apresentando na zona central um desvio de uma relativamente à outra entre 6 a 8 %. Este resultado é uma consequência da propriedade de "alisamento" da operação de convolução. Portanto, no contexto do problema aqui em estudo, parece razoável utilizar-se a aproximação por uma função Gaussiana para descrever o perfil de reflectividade do sensor e do receptor de Bragg, sendo, então, a potência óptica detectada expressa pela equação (5.7), ou, no caso particular de termos $\Delta\lambda_{BS}=\Delta\lambda_{BR}$, pela equação (5.8).

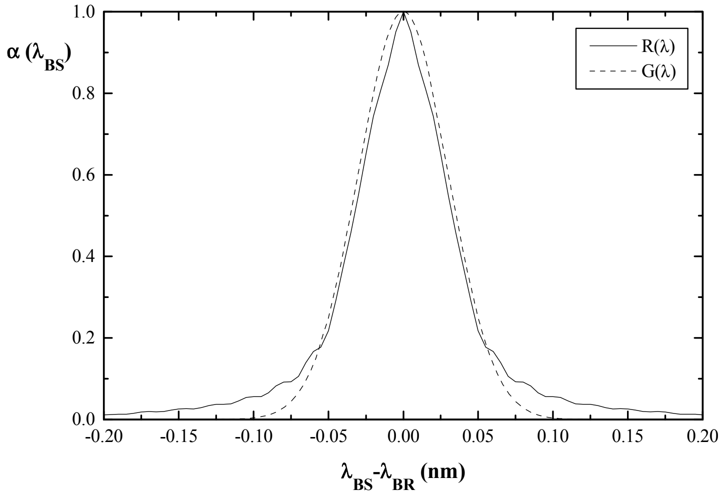


Figura 5.3 - Função de auto-convolução normalizada para as duas funções $R(\lambda)$ e $G(\lambda)$, considerando λ_{BS}=830nm.

5.2.2 Análise da Sensibilidade em Comprimento de Onda dos Sensores

Para o estudo do desvio mínimo do comprimento de onda de Bragg do sensor ($\delta\lambda_{BS}$) que é detectável pelo sistema, vamos considerar as fontes primárias de ruído (Apêndice B), nomeadamente o ruído quântico e o ruído electrónico. Como o sistema de desmodulação não se baseia na descodificação de fase interferométrica, não temos as contribuições devidas ao ruído de fase e de temperatura. De facto, para esta última fonte de ruído e considerando sensores de Bragg, não é conhecida a respectiva função de densidade espectral de potência óptica de ruído.

A variação $\delta\lambda_{BS}$ do desvio do comprimento de onda de Bragg do sensor produzirá uma variação na potência óptica que chega ao bloco detector tal que

$$\delta\lambda_{BS} = \frac{1}{\left(\dfrac{dI_D}{d\lambda_{BS}}\right)}\delta I_D \tag{5.11}$$

onde $\dfrac{dI_D}{d\lambda_{BS}}$ é a derivada da equação (5.8) em relação a λ_{BS}, sendo dada por:

$$\frac{dI_D}{d\lambda_{BS}} = \left(\frac{k^2(1-k)^2 I_o R_{oS} R_{oR} \Delta\lambda_B}{\sqrt{2}\Delta\lambda_o}\right)\frac{d}{d\lambda_{BS}}[\beta\alpha] \tag{5.12}$$

Quando $\Delta\lambda_o >> \Delta\lambda_B$ e $\dfrac{d\alpha}{d\lambda_{BS}} >> \dfrac{d\beta}{d\lambda_{BS}}$, que é normalmente o caso, temos então:

$$\frac{dI_D}{d\lambda_{BS}} \approx A\beta \frac{d\alpha}{d\lambda_{BS}} \tag{5.13}$$

onde

$$A = I_o \frac{k^2(1-k)^2 R_{oS} R_{oR}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_o} \tag{5.14}$$

Portanto, para uma razão sinal-ruído unitária (SNR=1), o desvio mínimo detectável do comprimento de onda de Bragg, na presença de uma fonte de ruído particular x, é:

$$\delta\lambda_{BS}\big|_x = \frac{1}{\left(A\beta \frac{d\alpha}{d\lambda_{BS}}\right)} \sqrt{BH_x} \tag{5.15}$$

onde B é a largura de banda do sistema de detecção e H_x a densidade espectral do quadrado do ruído óptico correspondente à fonte de ruído x ($\delta I_D^2 = BH_x$ - ver Apêndice B). Assumindo que todas as fontes de ruído consideradas não são correlacionadas, temos que o desvio mínimo detectável do comprimento de onda de Bragg do sensor é dado por:

$$\delta\lambda_{BS}\big|_{\min} = \sqrt{\sum \left(\delta\lambda_{BS}\big|_x\right)^2} \tag{5.16}$$

<u>Ruído Quântico</u>

A densidade espectral de ruído quântico (H_{shot}) é dada por (B.3). Assim, considerando (5.15), tem-se:

$$\delta\lambda_{BS}\big|_{shot} = \frac{\Delta\lambda_B^2}{4\ln 2\ (\lambda_{BR} - \lambda_{BS})\sqrt{A\beta\alpha}} \sqrt{\frac{BM^2 Fh\nu}{\eta}} \tag{5.17}$$

onde A, α e β são dados, respectivamente pelas, equações (5.14), (5.10) e (5.9), e os restantes parâmetros são os definidos no Apêndice B.

<u>Ruído Electrónico</u>

A densidade espectral de ruído electrónico (H_{elec}) é dada por (B.4). Atendendo a (5.15), tem-se:

$$\delta\lambda_{BS}\big|_{elec} = \frac{\Delta\lambda_B^2 h\nu\sqrt{B}}{4\ln 2\ (\lambda_{BR} - \lambda_{BS}) A\beta\alpha\eta e_o} \sqrt{2e_o M^2 F i_{dark} + \frac{4k_B T_o}{R_f} + i_{amp}^2} \tag{5.18}$$

<u>Resultados Numéricos</u>

A Figura 5.4 mostra o desvio mínimo detectável do comprimento de onda de Bragg do sensor (normalizado por $\sqrt{B}$) descrito pelas relações (5.17) e (5.18), assumindo perfis de reflectividade Gaussianos com igual largura espectral ($\Delta\lambda_{BS}=\Delta\lambda_{BR}$) e considerando, para os vários parâmetros, os seguintes valores: L=10 mm, Δn_o=1.0*10^{-4}, n=1.452, χ=0.7, $\Delta\lambda_{BS}=\Delta\lambda_{BR}$=0.2 nm, $R_{oS}=R_{oR}$=80%, k=0.5, $\Delta\lambda_o$=70 nm, I_o=0.1 mW, λ_{BR}=835 nm, λ_o=830 nm, $M=F$=1 (para um detector p-i-n), $\Re$=0.85 A/W (η=0.68), i_{dark}=1.3 nA, R_f=2 MΩ, i_{amp}=0.01 pA/$\sqrt{}$Hz (para o amplificador operacinal OP15), T=300 K.

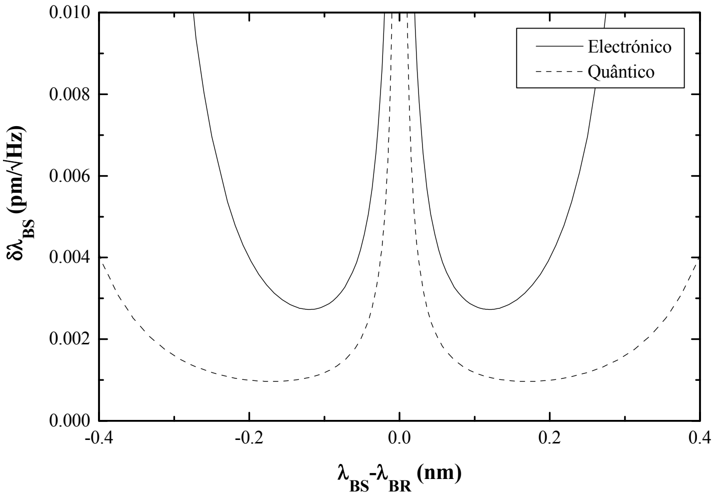


Figura 5.4 - Desvio mínimo detectável do comprimento de onda de Bragg do sensor (normalizado por $\sqrt{B}$) determinado pelas fontes de ruído quântico e electrónico, em função da diferença entre os comprimentos de onda de Bragg do sensor e do receptor, assumindo que ambos têm reflectividades com perfil Gaussiano e igual largura espectral.

Como se pode observar na Figura 5.4, a melhor resolução ocorre para o caso em que o receptor de Bragg está ligeiramente dessintonizado, em relação ao sensor, de uma quantidade $\Delta\lambda=\lambda_{BS}-\lambda_{BR}=\Delta\lambda_{opt}$. Este valor depende da fonte de ruído considerada. No entanto, no exemplo numérico analisado, o seu valor é essencialmente determinado pelo ruído electrónico, atendendo a que este é dominante. Neste caso, o valor óptimo é $\Delta\lambda_{opt}$=0.12 nm, o que resulta num valor de sensibilidade do sistema de $\delta\lambda_{BS}|_{elec}\approx 2.7*10^{-3}$ pm/$\sqrt{}$Hz. Tendo em conta as sensibilidades intrínsecas à temperatura e à deformação axial de sensores de Bragg (6.26 pm/°C e 0.65 pm/μstrain - da Tabela 1.5, considerando λ_B=835 nm), a sensibilidade do sistema aqui descrito em relação a estas duas grandezas físicas será de $\approx 4.3*10^{-4}$ °C/$\sqrt{}$Hz e $\approx 4.2*10^{-3}$ $\mu\varepsilon$/$\sqrt{}$Hz, respectivamente. A razão pela qual existe um valor óptimo ($\Delta\lambda_{opt}$) para a diferença λ_{BS}-λ_{BR} tem a ver com a derivada de α (eq. 5.15), a qual apresenta dois máximos em valor absoluto, correspondentes aos dois pontos de inflexão da curva descrita pela equação

(5.10). Na Figura 5.5 apresenta-se a derivada da função de auto-convolução (Figura 5.3) para as duas curvas de reflectividade $G(\lambda)$ e $R(\lambda)$ da Figura 5.2. Neste caso, o mínimo não ocorre para $\Delta\lambda_{opt}$=0.12 nm, porque as larguras espectrais são inferiores a 0.2 nm, que foi o valor utilizado para a simulação numérica do desvio mínimo detectável do comprimento de onda de Bragg.

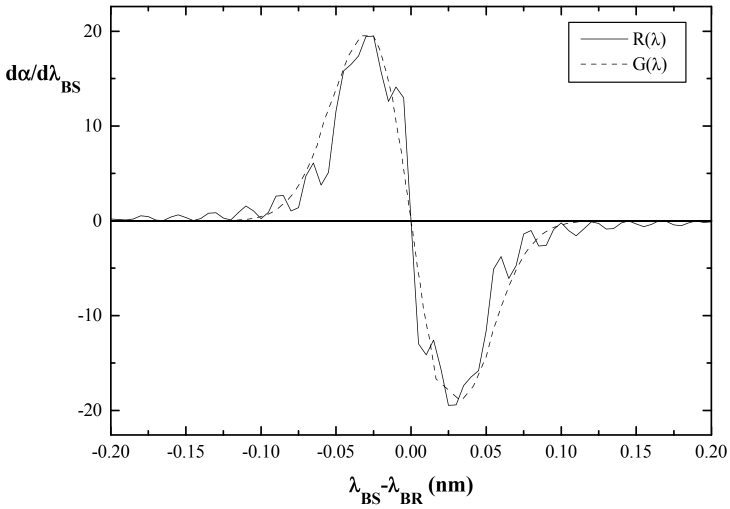


Figura 5.5 - Derivada da Figura 5.3.

Os resultados numéricos da Figura 5.4 indicam claramente que, para os valores utilizados para os diversos parâmetros, o ruído electrónico é dominante relativamente ao ruído quântico. Portanto, a sensibilidade do sistema poderá ser melhorada, por exemplo, através da utilização de um fotodetector do tipo APD com factor de ganho interno apropriado, em conjunto com um amplificador operacional de muito baixo ruído. Contudo, quando o sistema é usado na monitorização de grandezas físicas quase-estáticas, tais como temperatura e deformação, a sensibilidade conseguida é substancialmente degradada, comparativamente aos valores acima citados, devido à presença de outras fontes de ruído que são difíceis de quantificar, como sejam as fontes de ruído com dependência em frequência do tipo $1/f$ (Apêndice B).

5.2.3 Comprovação Experimental da Curva de Sensibilidade.

Para comprovar os resultados numéricos obtidos para a sensibilidade do sistema, implementamos o esquema da Figura 5.1. A fonte óptica de baixa coerência era um díodo superluminescente (Superlum SLD-361/A), emitindo a 826.7 nm, tendo uma largura espectral a meia altura de $\Delta\lambda_o$=20.2 nm e proporcionando uma potência óptica de ≈0.55 mW. O sensor e o receptor de Bragg foram fabricados através de um processo não-holográfico que usa um elemento óptico difractivo (máscara de fase) para alterar localmente o índice de refracção da fibra óptica. Este processo de fabrico é descrito no Apêndice F. As reflectividades do sensor e do receptor de Bragg, bem como as suas restantes características espectrais, foram medidas à temperatura ambiente (25°C) e sem deformação axial aplicada À fibra, utilizando um analisador de espectros ópticos (ANDO modelo AQ-6312B, máxima resolução de 0.1 nm). Os resultados para o sensor de Bragg foram: reflectividade (R_{oS}) ≈17%, λ_{BS}=835.4 nm e $\Delta\lambda_{BS}$≈0.3 nm; para o receptor de Bragg: R_{oR}≈45%, λ_{BR}=835.4 nm e $\Delta\lambda_{BR}$≈0.2 nm. O esquema de desmodulação foi todo construído com fibra monomodo e com acopladores direccionais com coeficientes nominais de acoplamento de potência de 3 dB (isto é, k=1/2). O bloco de detecção era constituído por um fotodetector híbrido mais amplificador integrado (UOL Ltd., modelo RM800/2 tipo p-i-n), possuindo um ganho total de 37 V/μW e um nível de ruído à saída de 0.46 pW/√Hz a 1 kHz. O receptor de Bragg foi fixado num PZT em dois pontos distanciados de 24.2 mm, proporcionando um coeficiente deformação-tensão de ≈12.7 με/V (micro strain/volt). Atendendo ao valor da sensibilidade à deformação axial (Tabela 1.5) e ao comprimento de onda de Bragg do receptor de Bragg (835.4 nm), estimou-se um coeficiente de proporcionalidade comprimento de onda-tensão de ≈8.24 pm/V (pico metro/volt). Este valor foi confirmado experimentalmente usando um analisador de espectros ópticos e aplicando tensão eléctrica ao PZT respectivo.

Quando o comprimento de onda de Bragg do receptor (λ_{BR}) "varria" linearmente toda a gama dinâmica do sensor de Bragg através da aplicação de tensão eléctrica no seu PZT, então, a partir de uma dada altura ambos os comprimentos de onda de Bragg começam a coincidir, originando um sinal óptico no detector. Este sinal óptico será máximo quando as funções espectrais estiverem sobrepostas, isto é, quando $\lambda_{BR}=\lambda_{BS}$. Para medir a sensibilidade do esquema de desmodulação, aplicou-se um sinal sinusoidal de amplitude 3 με e frequência 1 kHz, ao sensor de Bragg usando outro PZT. O coeficiente deformação-tensão deste era ≈31 nε/V. Então, ao longo do varrimento em comprimento de onda do receptor de Bragg, foram medidos simultaneamente o nível de potência óptica detectado e a razão sinal-ruído (para a determinação da sensibilidade) com um analisador de espectros eléctrico.

A Figura 5.6(a) mostra os valores experimentais para a potência óptica detectada, quando o sensor de Bragg é linearmente "varrido" em comprimento de onda pelo receptor de Bragg. Este resultado é proporcional à convolução dos perfis espectrais dos elementos de Bragg. Contudo, a estrutura da curva de convolução experimental é bastante diferente da ilustrada na Figura 5.3. Este desvio poderá ser devido a um perfil espectral de reflectividade diferente para de cada elemento de Bragg, os quais, em principio, poderão não ser perfeitamente Gaussianos.

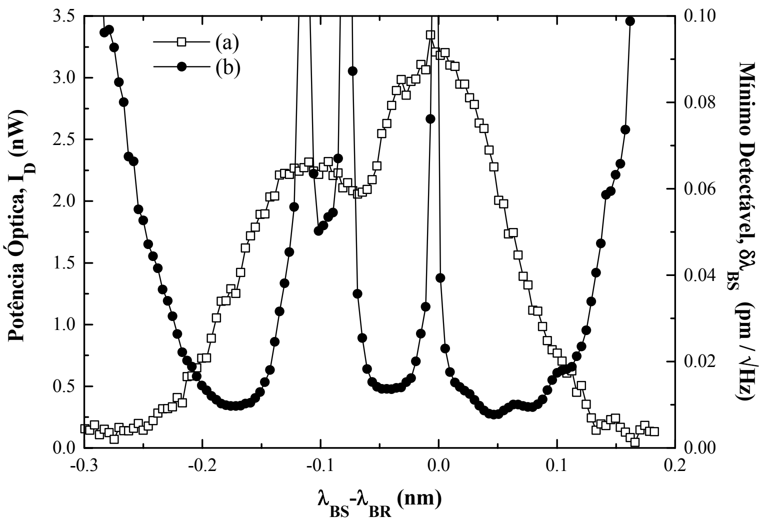


Figura 5.6 - Medição experimental da potência óptica detectada (a) e da sensibilidade do sistema (b), quando o receptor de Bragg "varre" em comprimento de onda o sinal reflectido pelo sensor.

Para comprovar este resultado, medimos novamente as reflectividades do sensor e do receptor de Bragg usando um monocromador controlado por computador (Jobin-Yvon modelo THR 1000) com uma resolução máxima de 10 pm. Os resultados destas medições são apresentados nas Figura 5.7(a) e 5.7(b). De facto, os dados obtidos indicam claramente a existência de um lóbulo secundário na curva de reflectividade do sensor de Bragg. Além disso, a largura espectral do receptor de Bragg é menor do que 0.2 nm, o que possibilita detectar, por convolução com a curva do sensor de Bragg, o lóbulo visível na Figura 5.6(a).

De acordo com a equação (5.15) e considerando o perfil da curva experimental da potência óptica detectada (Figura 5.6a), seria de esperar quatro pontos de máxima sensibilidade e três pontos de mínima sensibilidade. Isto é confirmado pelos resultados experimentais da Figura 5.6(b), onde o desvio mínimo detectável do comprimento de onda de Bragg se encontra representado graficamente em função da diferença λ_{BS}-λ_{BR}. Tendo em linha de conta a curva experimental para a convolução, os resultados obtidos para a sensibilidade (Figura 5.6b) apresentam uma dependência que concorda com a descrita teoricamente pela Figura 5.4, onde é assumido que tanto o sensor como o receptor de Bragg possuem perfis de reflectividade Gaussianos com largura espectral idêntica. Obviamente, para um perfil Gaussiano perfeito, apenas dois pontos de máxima sensibilidade são esperados, como se mostra nessa figura.

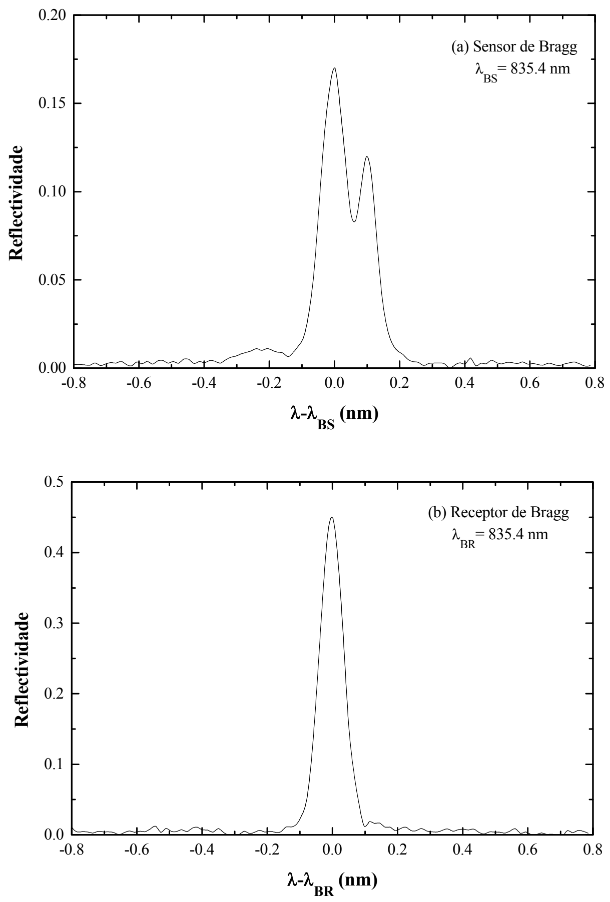


Figura 5.7 - Curvas de reflectividade do sensor (a) e do receptor (b)de Bragg.

Atendendo ao nível de ruído do detector usado ($\sqrt{H_{elec}}$=0.46 pW/√Hz) e aos restantes parâmetros da experiência, e considerando o valor máximo da sensibilidade experimental (o qual ocorre quando λ_{BS}-λ_{BR}= +0.08 nm), obtém-se, após substituição nas equações (5.16), (5.17) e (5.18), que o desvio mínimo detectável para o comprimento de onda de Bragg do sensor (normalizado por √B) é:

$$\begin{aligned} \delta\lambda_{BS}|_{\min} &= \sqrt{\left(\delta\lambda_{BS}|_{shot}\right)^2 + \left(\delta\lambda_{BS}|_{elec}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(8.3*10^{-16}\right)^2 + \left(1.0*10^{-14}\right)^2} \\ &= 1.0*10^{-14}\ \ \mathrm{m/Hz^{1/2}} \end{aligned} \tag{5.19}$$

Este valor (0.01 pm/√Hz) é bastante próximo do valor medido experimentalmente (Figura 5.6b), o que demonstra uma boa concordância com o modelo teórico descrito na secção 5.2.2 (para o exemplo considerado de λ_{BS}-λ_{BR}= +0.08 nm). Os resultados obtidos demonstram, ainda, que é necessário muito cuidado durante o processo de fabrico dos sensores e receptores de Bragg, de forma a se obterem perfis espectrais idênticos. De facto, se isto não é conseguido, a resolução do sistema de desmodulação aqui proposto pode degradar-se substancialmente, mesmo quando ambos os elementos de Bragg se encontram ligeiramente dessintonizados. Um exemplo disso ocorre quando λ_{BS}-λ_{BR}= -0.08 nm (Figura 5.6), a que corresponde um elevado valor para o desvio mínimo do comprimento de onda de Bragg ou, por outras palavras, uma baixa sensibilidade do sistema.

Na secção seguinte veremos a aplicação deste conceito de desmodulação “par sensor-receptor” de Bragg numa rede de sensores em topologia *série reflectiva*.

5.3 Implementação da Rede de Sensores de Bragg

Para demonstrar a funcionalidade do conceito de desmodulação anteriormente descrito numa rede de sensores de Bragg, implementamos o esquema de multiplexagem ilustrado na Figura 5.8. Como os sensores estão distribuídos numa topologia *série reflectiva*, torna-se necessário que possuam comprimentos de onda de Bragg distintos. Caso contrário a sua discriminação não é simples e, além disso, poderiam formar cavidades do tipo Fabry-Perot de elevada “*finesse*” (ver secção 1.4.2), caso o comprimento de coerência da fonte óptica fosse muito superior ao dobro da distância física que os separa.

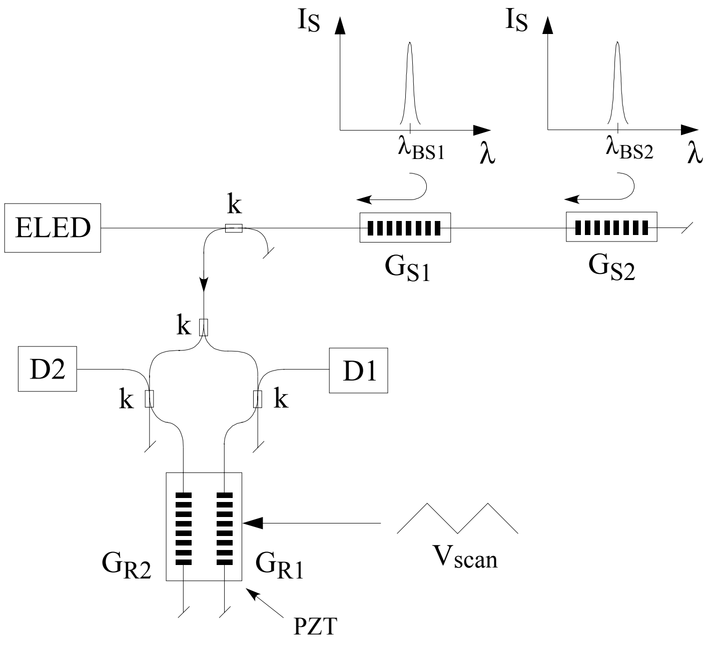


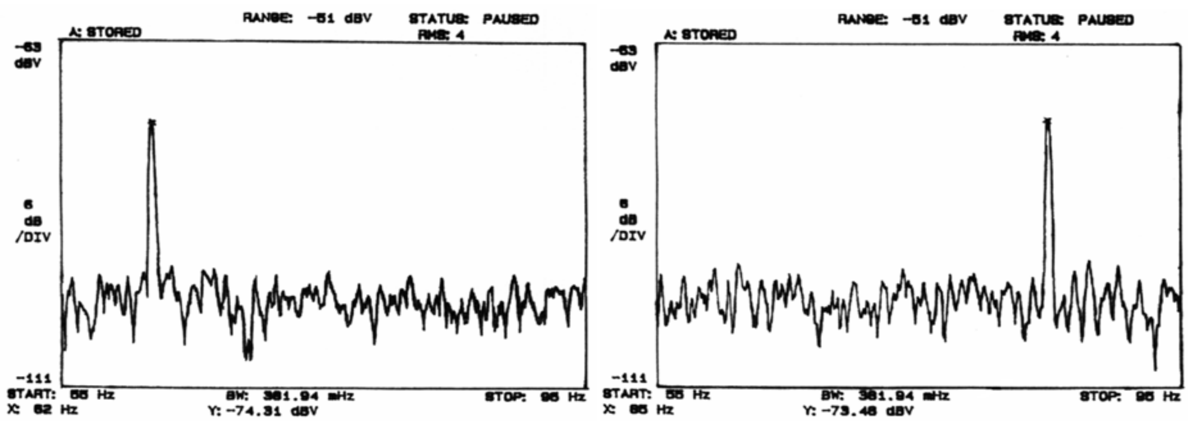
Figura 5.8 - Esquema de multiplexagem implementado.

Os sensores de Bragg foram fixados separadamente a PZT’s enquanto que os receptores respectivos foram fixados num PZT comum. Os coeficientes deslocamento-tensão eléctrica destes PZT’s eram de ≈0.1 μm/V. Sendo os elementos de Bragg fixados em dois pontos distanciados de 24 mm, obteve-se um coeficiente deformação-tensão eléctrica de ≈4.16 με/V (micro strain/volt). A rede de sensores era iluminada por um díodo electroluminescente (ELED, mod. Oki-506G), emitindo a 1550 nm com uma largura espectral a meia altura de 70 nm e proporcionando uma potência óptica injectada em fibra monomodo de ≈10 μW. As características espectrais dos pares "sensor-receptor" de Bragg foram medidas com um analisador de espectros ópticos (ANDO modelo AQ-6312B). O par (G_{S1},G_{R1}) tinha: comprimento de onda de Bragg=1549.0 nm; larguras espectrais ≈0.2 nm; reflectividades ≈70% e 50%, respectivamente. O par (G_{S2},G_{R2}) tinha: comprimento de onda de Bragg=1534.8 nm, larguras espectrais ≈0.2 nm; reflectividades ≈55% e 35%, respectivamente. Todos os perfis espectrais dos elementos de Bragg apresentavam uma distribuição espectral possível de ser aproximadamente representada por uma função Gaussiana. Os blocos detectores foram implementados com fotodetectores tipo p-i-n de *InGaAs* (Telecom Devices - 35PD300ST) seguidos por amplificadores operacionais (OP15 e NE5534), obtendo-se um ganho total de $17*10^7$ V/W e um nível de ruído à saída de 0.15 pW/√Hz. Toda a rede foi construída com fibra óptica monomodo e acopladores com factor nominal de divisão de potência (*k*) de 0.5, sendo todas as pontas livres de fibra cuidadosamente colocadas em gel refractivo por forma a evitar-se reflexões de Fresnel.

5.4 Resultados Experimentais e Respectiva Análise

Para demonstrar a capacidade de multiplexagem do esquema proposto, os sensores de Bragg G_{S1} e G_{S2} foram ambos modulados com sinais sinusoidais de amplitude 875 με e frequências 62 Hz e 85 Hz, respectivamente. Cada receptor de Bragg irá reflectir apenas o comprimento de onda de Bragg correspondente ao seu "par gémeo", deixando passar os restantes comprimentos de onda. Basicamente, funciona como filtro de banda óptico, tornando-se sintonizável através da aplicação de tensão eléctrica ao respectivo PZT. Aplicou-se, então, ao PZT dos receptores um sinal de forma triangular (V_{scan}), de maneira a "varrer" a gama de comprimentos de onda de cada sensor. Quando o receptor de Bragg respectivo se encontra num certo nível de sintonia com o sensor, obtém-se um sinal na saída do detector modulado com a mesma frequência e de amplitude máxima. Isto acontece para a situação de máxima sensibilidade (Figura 5.4), ou seja, quando a primeira derivada do sinal detectado é máxima (Figura 5.5). De facto, quando ambos os elementos de Bragg se encontram perfeitamente sintonizados não se obtém sinal à frequência da portadora, mas sim na frequência dupla, ou seja, quando a segunda derivada do sinal de convolução é máxima [13] (esta questão será tratada com mais detalhe no capítulo seguinte).

A Figura 5.9 mostra os sinais de saída dos detectores D1 e D2 para uma das posições de sintonia de máxima sensibilidade (ver Figura 5.4). Para ambos os resultados obtemos uma razão sinal-ruído de ≈25.7 dB numa largura de banda de medição de 0.4 Hz, o que corresponde a uma sensibilidade na deformação de ≈78 $\mu\varepsilon/\sqrt{Hz}$. Este valor equivale a uma sensibilidade em comprimento de onda de ≈90 $pm/\sqrt{Hz}$ (atendendo à Tabela 1.5 e ao comprimento de onda de Bragg do sensor, 1549 nm). Como se pode observar pelos resultados da Figura 5.9, o nível de "crosstalk" entre sensores é indiscernível.



(a) (b)

Figura 5.9 - (a) Saída do detector D1 quando um sinal sinusoidal com amplitude de 875 $\mu\varepsilon$ e frequência 62 Hz é aplicado ao PZT do sensor G_{S1}; (b) Saída do detector D2 quando um sinal sinusoidal de idêntica amplitude e frequência 85 Hz é aplicado ao PZT do sensor G_{S2}.

Para testar a linearidade e determinar a resolução do sistema quando aplicado à desmodulação de sinais quase-estáticos, induzia-se gradualmente deformação axial num dos sensores (sensor G_{S1}) através da aplicação de tensão eléctrica ao respectivo PZT, ajustando-se a tensão eléctrica ao PZT do receptor de Bragg respectivo de maneira a maximizar o sinal óptico na saída do detector D1. A Figura 5.10 mostra a linearidade do sistema quando o sensor é submetido a deformações axiais até um máximo de ≈700 $\mu\varepsilon$. Os valores obtidos por ajuste linear aos pontos experimentais indicam uma resolução estática para a deformação axial de ≈±5.1$\mu\varepsilon$.

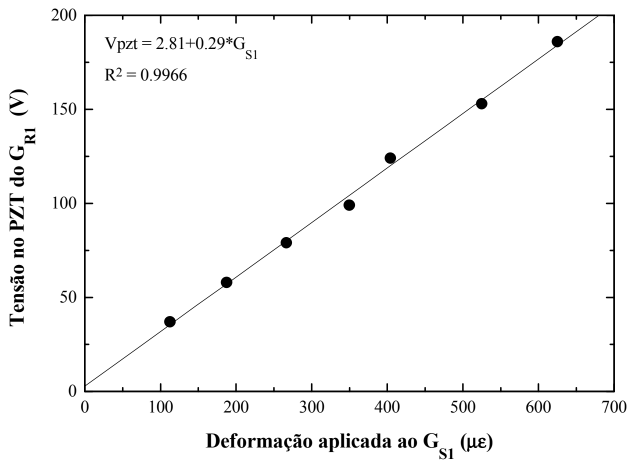


Figura 5.10 - Variação da tensão eléctrica aplicada ao PZT do receptor G_{R1} em função da deformação aplicada ao sensor de Bragg G_{S1}.

Para comprovar a forma muito aproximadamente Gaussiana das curvas de reflectividade dos elementos de Bragg e, consequentemente, da curva de convolução, mediu-se a potência óptica de saída para toda a gama de "varrimento" em comprimento de onda do receptor de Bragg. A Figura 5.11 mostra o resultado do "varrimento" correspondente ao sensor G_{S1} (para o sensor G_{S2} obtivemos um resultado idêntico). Os pontos experimentais foram ajustados a uma função Gaussiana apenas para tornar mais fácil a visualização dessa dependência. Ao contrário dos resultados para a convolução apresentados na Figura 5.6(a), estes demonstram que ambos os elementos de Bragg apresentam distribuições aproximadamente Gaussianas para os perfis de reflectividade.

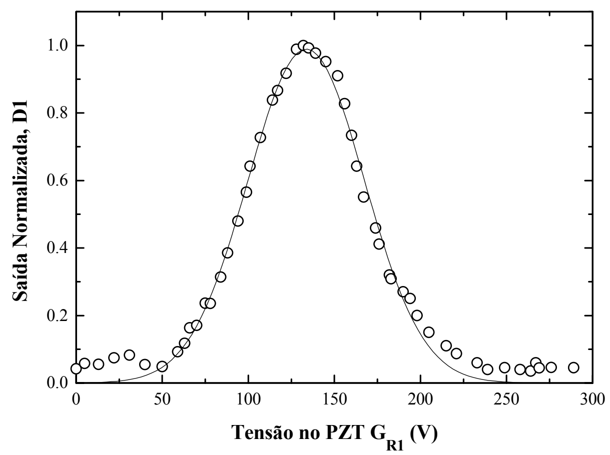


Figura 5.11 - Potência de saída no detector D1 quando o receptor de Bragg, G_{R1}, "varre" linearmente em comprimento de onda o sinal reflectido pelo sensor G_{S1}. A curva corresponde a um ajuste por uma função Gaussiana.

Como foi demonstrado na secção 5.2, o processo de desmodulação em que se procura maximizar a potência óptica detectada não é o que proporciona a maior sensibilidade. No entanto, é o mais simples de implementar electronicamente através de um sistema de servo. A detecção e o respectivo sincronismo do ponto de maior sensibilidade (ver Figura 5.4) não é fácil de realizar electronicamente. Além disso, se um dos elementos de Bragg (sensor ou receptor) não tiver um perfil de reflectividade suave podemos ter vários pontos de máxima sensibilidade (ver Figura 5.6b), o que torna ainda mais difícil a sintonização electrónica. Na experiência de multiplexagem aqui demonstrada, o processo de desmodulação foi executado manualmente e não com um sistema de servo, por se pretender apenas demonstrar a funcionalidade do esquema de multiplexagem proposto.

De notar ainda que se o sensor de Bragg não for mantido a uma temperatura constante, os resultados da deformação axial da Figura 5.10 virão afectados de um erro que é devido ao desvio do comprimento de onda de Bragg do sensor por acção da temperatura. No capítulo 6 veremos a utilização deste esquema de desmodulação com um sistema de servo e a sua aplicação na medição simultânea da temperatura e deformação axial.

5.5 Desmodulação Passiva Utilizando um Filtro Bicónico em Fibra

Nas secções anteriores foi descrito um esquema de desmodulação de sensores de Bragg que se baseia num processo activo; isto é, quando a grandeza física actua no sensor, desviando o seu comprimento de onda de Bragg da posição inicial, é possível, por aplicação de uma tensão eléctrica num receptor de Bragg "gémeo", obter informação sobre esse desvio. Este processo pressupõe um circuito de controle activo (servo) no receptor, por forma a mantê-lo sintonizado com o sensor. Esta característica nem sempre é desejável, porque é necessário um elemento activo no sistema receptor (neste caso o PZT), o que pode limitar o tempo de resposta do próprio sistema.

Neste contexto, foram demonstradas técnicas de desmodulação mais simples que não necessitam de um sistema de servo e que, essencialmente, fazem uso da dependência espectral de filtros ópticos passivos, como sejam filtros ópticos clássicos [14,15] ou acopladores WDM em fibra [16,17]. Nestes esquemas, a radiação que é reflectida pelo sensor de Bragg é dividida em duas componentes: uma delas é filtrada, de tal maneira que a intensidade óptica transmitida é determinada pelo seu comprimento de onda; a outra componente é utilizada como intensidade óptica de referência. Assumindo que a dependência espectral do filtro óptico é linear na zona de operação do comprimento de onda de Bragg do sensor, então a razão das intensidades das duas componentes será proporcional ao comprimento de onda de

Bragg e independente de flutuações de potência ao longo do sistema. Nesta secção, é demonstrado o uso deste princípio de filtragem espectral através da utilização de um filtro bicónico em fibra (9).

5.5.1 Desenho do Filtro Bicónico

Um filtro bicónico em fibra é, basicamente, um troço de fibra óptica do tipo "*depressed-cladding*" (18) no qual as suas dimensões radiais foram reduzidas através de fusão por arco eléctrico ou com chama de óxido de butano (19,20,21). Este tipo de fibra óptica apresenta um perfil de índice de refracção como o da Figura 5.12, onde a bainha adjacente ao núcleo (bainha int.) possui um índice de refracção inferior ao da bainha da região exterior (bainha ext.).

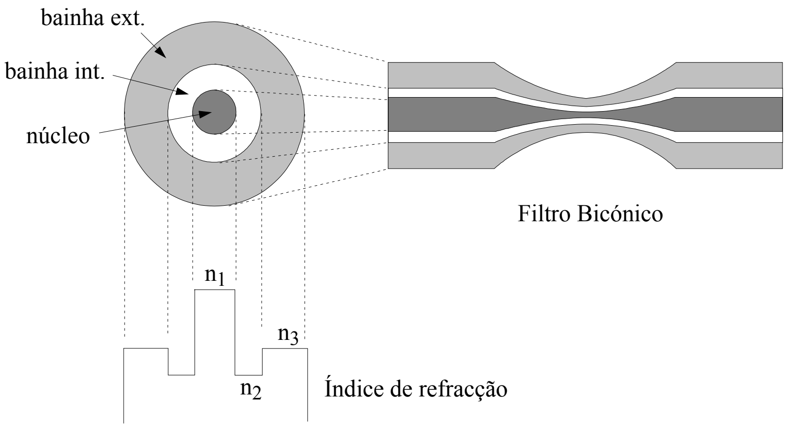


Figura 5.12 - Perfil do índice de refracção de uma fibra "*depressed-cladding*" e respectiva secção longitudinal num filtro bicónico (dimensões exageradas apenas para melhor visualização).

Para compreender com exactidão o comportamento físico de um filtro bicónico é necessário encontrar as soluções da equação de onda para o sistema de coordenadas do dispositivo, o que nem sempre é simples devido à forma geométrica da estrutura e respectivas condições fronteira. Usando a teoria dos modos acoplados na aproximação que envolve apenas o acoplamento entre dois modos de propagação locais (do núcleo e da baínha) na região bicónica, é possível obter numericamente a resposta espectral, frequências de corte e constantes de acoplamento para este tipo de filtro (22,23,24,25,9). Toda esta análise sai fora do objectivo deste trabalho; no entanto, é fácil de entender qualitativamente o princípio de funcionamento do filtro, conforme se discute a seguir.

Uma fibra óptica "*depressed-cladding*" pode ser vista como uma combinação coaxial de um guia de onda cilíndrico (núcleo) e um guia de onda tubular (bainha exterior). Antes de ser reduzida a secção transversal da fibra óptica, a radiação é guiada pelo núcleo desta no modo de propagação de ordem mais baixa: modo HE_{11} (26). A redução do diâmetro do núcleo (27) na região bicónica origina que o diâmetro do modo HE_{11} se estenda largamente para as bainhas. O ponto de transição para o qual a radiação que é guiada pelo núcleo é transferida para a bainha interior ocorre quando a redução do raio do núcleo (a) é tal que a frequência normalizada deste ($V_{nucleo} = \dfrac{2\pi a}{\lambda}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$) se aproxima da unidade (28). Depois de se atingir o ponto de transição, a radiação propaga-se na região bicónica composta pelas duas interfaces núcleo/bainha int. e bainha exterior. Como o diâmetro do novo "núcleo" nesta região é grande (10-40 μm) e o índice de refracção exterior pode ser comparativamente baixo, a frequência normalizada correspondente é grande e a propagação de radiação em vários modos é possível.

Portanto, o guia de onda nesta região é multimodo, o que possibilita acoplamento entre o modo HE_{11} local deste "núcleo" e os restantes modos. Contudo, ocorre um acoplamento preferencial entre os modos HE_{11} e HE_{12} devido à simetria azimutal de ambos e ao facto de o desajuste de fase ("*phase mismatch*") ser mínimo (29,23). À medida que a radiação se propaga na região bicónica do guia a energia é transferida preferencialmente entre estes dois modos. Quando a radiação chega ao ponto de transição ($V_{nucleo}\approx 1$) onde o diâmetro da fibra começa novamente a aumentar, apenas a radiação presente no modo HE_{11} da bainha interior é recapturada pelo núcleo da fibra óptica. A restante radiação que tenha sido acoplada para o modo HE_{12} e ainda está neste modo no ponto de transição é perdida para o exterior. Todo este processo de transferência de potência entre os dois modos na região bicónica pode ser visualizado através da distribuição radial dos campos eléctricos dos dois modos, como nos mostra a Figura 5.13.

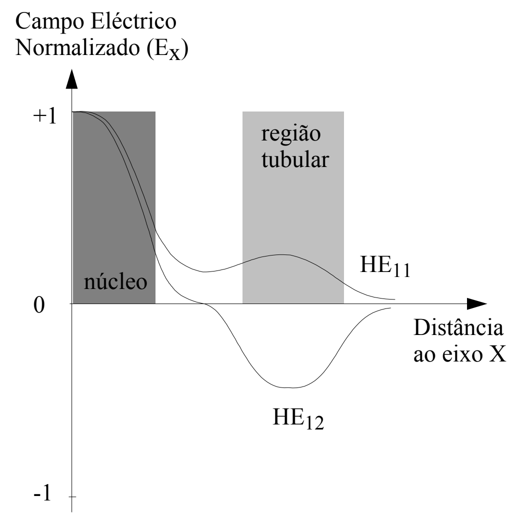


Figura 5.13 - Campo eléctrico normalizado (componente E_x) dos modos HE_{11} e HE_{12} da região bicónica na situação de ajuste de fase ("*phase matching*) [(23)].

No início da região bicónica (z=0), os dois modos HE_{11} e HE_{12} estão em fase e, portanto, somam-se. Pela Figura 5.13, observa-se que os campos eléctricos na região tubular vão-se cancelar, resultando que a potência por unidade de área irá estar concentrada no núcleo. Quando a radiação que se propaga na região bicónica se encontra na posição $z=L_b$ (isto é, na posição de batimento: $L_b=\pi/(\beta_1-\beta_2)$, onde β_1 e β_2 são as constantes de propagação dos modos HE_{11} e HE_{12}, respectivamente), os dois modos estão em oposição de fase e subtraem-se. Logo, os campos eléctricos correspondentes na zona do núcleo ir-se-ão cancelar. Para este caso, a potência por unidade de área será guiada pela região tubular. Nas posições intermédias ao longo da região bicónica existirá potência em ambas as zonas (núcleo e região tubular). Esta figura permite, assim, compreender qualitativamente o processo de transferência de radiação entre as duas regiões.

O comportamento espectral deste filtro é manifestado pela transmissão ou atenuação de potência óptica para determinados comprimentos de onda. De facto, a fracção total de radiação que pode ser acoplada do modo HE_{11} para o modo HE_{12}, após propagação de uma determinada distância na região bicónica (distância de batimento), depende principalmente da diferença entre as constantes de propagação dos dois modos que, por sua vez, dependem do comprimento de onda. Este filtro apresentará, portanto, uma dependência oscilatória na potência óptica transmitida em função do comprimento de onda. O número de oscilações determina o período, em comprimento de onda, do filtro. Quanto mais comprida for a região bicónica, mais oscilações na potência transmitida existirão e mais estreitas em comprimento de onda serão estas [9]. A resposta em transmissão de um filtro bicónico pode ser aproximada pela seguinte função sinusoidal [30]:

$$T \approx \frac{1}{2}\left\{1 + m \cdot \sin\left[\frac{2\pi}{\Lambda_F}(\lambda - \lambda_f)\right]\right\} \tag{5.20}$$

onde Λ_F é o período espectral do filtro, m é a profundidade de modulação ($0 \le m \le 1$) e $2\pi\lambda_f/\Lambda_F$ é o parâmetro de fase do acoplador. A Figura 5.14 mostra a resposta espectral da potência transmitida (expressa em dB: P_T=10 log [T]) para um filtro bicónico com as seguintes características: Λ_F=50 nm, m=0.9 e λ_f=1000 nm. Como se pode verificar por este exemplo, certos comprimentos de onda são fortemente atenuados, sendo essa atenuação maior ou menor consoante a profundidade de modulação do filtro. Na secção seguinte veremos como é utilizado este filtro na desmodulação de um sensor de Bragg.

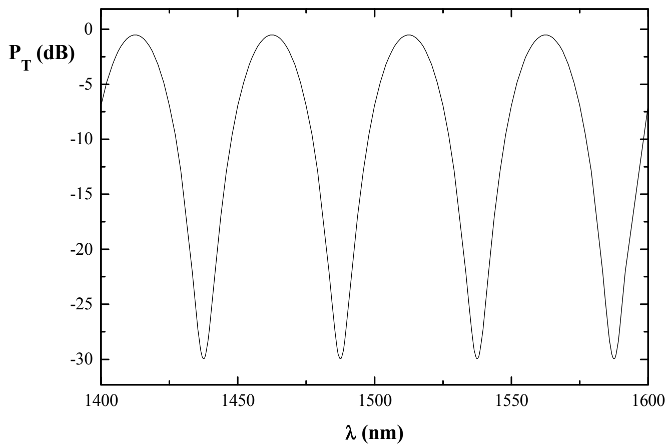


Figura 5.14 - Resposta espectral aproximada para a transmissão de um filtro bicónico em fibra.

5.5.2 Avaliação da Potência do Sinal Desmodulado

O esquema básico de desmodulação passiva de um sensor de Bragg utilizando um filtro bicónico em fibra, é representado na Figura 5.15.

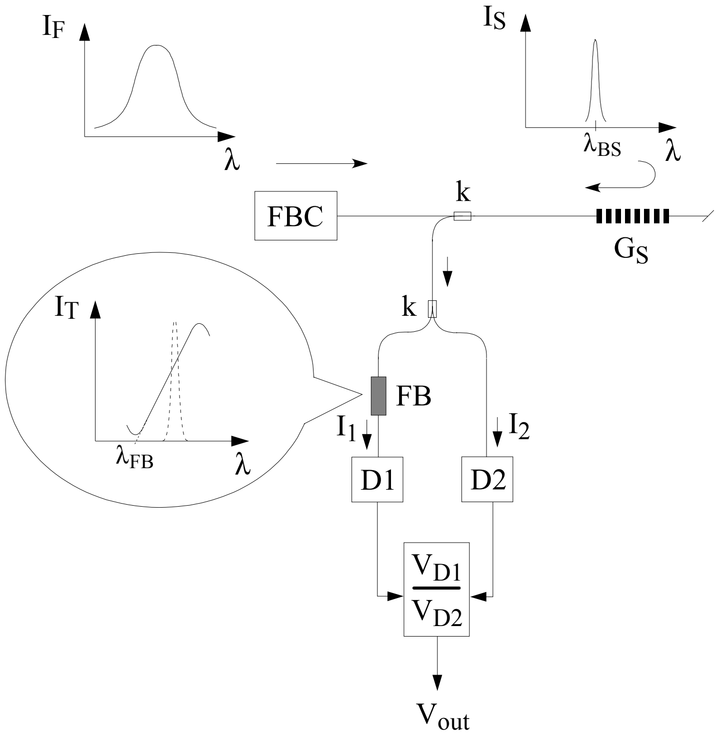


Figura 5.15 - Esquema básico da desmodulação passiva com um filtro bicónico (FB).

Considerando este esquema e admitindo, por simplicidade, que a reflectividade do sensor de Bragg é descrita pela equação (5.4), temos que a distribuição espectral da intensidade que é reflectida por este é dada por:

$$I_S(\lambda) = (1-k)I_F(\lambda_{BS})R_o \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\lambda-\lambda_{BS}}{\Delta\lambda_{BS}}\right)^2\right] \qquad (5.21)$$

Vamos assumir que a gama de operação do comprimento de onda de Bragg do sensor (λ_{BS}) se localiza numa região linear de um dos lóbulos do filtro bicónico (Figura 5.14, notar que esta está representada em dB). Assim sendo, a função de transferência do filtro nesta região de resposta linear em comprimento de onda pode ser expressa por

$$F_T(\lambda) = g(\lambda - \lambda_{FB}) \qquad (5.22)$$

onde g é o declive do filtro e λ_{FB} corresponde ao comprimento de onda para o qual a transmissão do filtro é nula, isto é, $F_T(\lambda_{FB})$=0. Atendendo ao esquema da Figura 5.15, as potências ópticas correspondentes aos sinais filtrado (I_1, do detector D1) e não-filtrado ou de referência (I_2, do detector D2), podem ser expressas por:

$$I_1 = k^2 \int_0^{+\infty} I_S(\lambda) \cdot F_T(\lambda) d\lambda \tag{5.23}$$

$$I_2 = k(1-k) \int_0^{+\infty} I_S(\lambda) d\lambda \tag{5.24}$$

Após integração das equações (5.23) e (5.24) obtemos:

$$I_1 = \frac{k^2(1-k)\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\ln 2}} I_F(\lambda_{BS}) R_o g \Delta\lambda_{BS} \left[\frac{\Delta\lambda_{BS}}{\sqrt{4\pi \ln 2}} + \lambda_{BS} - \lambda_{FB} \right] \tag{5.25}$$

$$I_2 = \frac{k(1-k)^2\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\ln 2}} I_F(\lambda_{BS}) R_o \Delta\lambda_{BS} \tag{5.26}$$

Processando a razão entre o sinal filtrado (I_1) e o sinal de referência (I_2), obtemos:

$$V_{out} = Ag \frac{k}{(1-k)} \left[\frac{\Delta\lambda_{BS}}{\sqrt{4\pi \ln 2}} + \lambda_{BS} - \lambda_{FB} \right] \tag{5.27}$$

onde A é uma constante que engloba os valores dos ganhos dos diversos amplificadores.

Este sinal de saída (V_{out}) varia linearmente com o comprimento de onda de Bragg do sensor (λ_{BS}). Se o acoplador direccional tiver um coeficiente de acoplamento 1/2 teremos $k/(1-k) = 1$. Portanto, se a largura de banda do sensor de Bragg ($\Delta\lambda_{BS}$) se mantiver constante e se a função de transferência do filtro for conhecida, a razão entre os dois sinais (D1 e D2) será proporcional ao comprimento de onda de Bragg do sensor, que por sua vez é proporcional ao mensurando (neste caso a temperatura ou a deformação axial).

O sinal de referência cancela as flutuações temporais e as variações espectrais de potência da fonte óptica, bem como perdas variáveis de potência óptica nos acopladores e fibras de ligação. No entanto, deverá ter-se algum cuidado com as variações de potência que possam ocorrer após o segundo acoplador, pois poderão ser confundidas com variações provenientes do sinal de interesse. Além disso, este acoplador deverá ter um coeficiente de acoplamento com dependência espectral desprezável quando comparado com o filtro bicónico.

5.5.3 Demonstração Experimental

Para testar o conceito de desmodulação aqui descrito, foi utilizada como fonte de baixa coerência uma fonte superfluorescente em fibra óptica (ver secção 1.5.4) dopada com érbio (nível de dopagem ≈2000 ppm), emitindo uma potência óptica de ≈500 μW. Na saída desta foi colocado um isolador óptico (isolador de Faraday) de modo a evitar a emissão laser. Os acopladores direccionais tinham um coeficiente nominal de acoplamento (k) de 1/2 e todas as pontas livres de fibra óptica foram cuidadosamente colocadas em gel refractivo, para se evitarem reflexões de Fresnel. O filtro bicónico (FB), exibindo a função espectral em transmissão representada na Figura 5.16, foi desenhado com um período de oscilação de ≈45 nm e profundidade de modulação de ≈8 dB. No intervalo de comprimentos de onda 1520-1530 nm, o filtro apresenta uma resposta praticamente linear de declive ≈0.5 dB/nm. Através da técnica da "máscara de fase" (ver Apêndice F), foi fabricado um sensor de Bragg com comprimento de onda central de 1524 nm (à temperatura ambiente e sem tensão elástica aplicada), reflectividade de ≈95% e largura de banda de ≈0.2 nm.

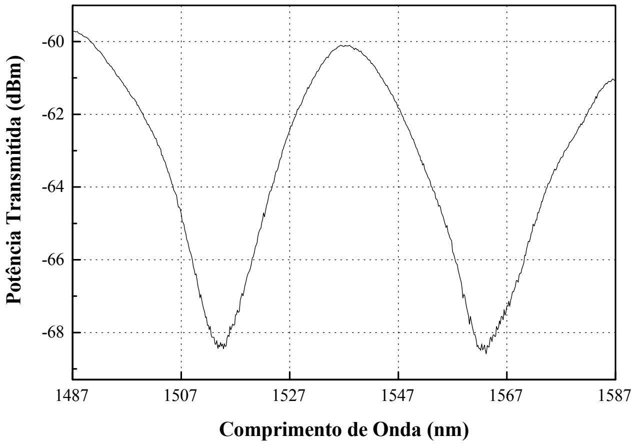


Figura 5.16 - Resposta espectral do filtro bicónico (quando iluminado por uma fonte de "luz branca").

Os blocos detectores utilizados (Newport, modelo 840IR) possuíam um ganho total de ≈0.8*10^9 V/W e a razão entre os dois sinais detectados (V_{D1} e V_{D2}) foi implementada com um divisor analógico electrónico (AD540). Para testar este esquema de desmodulação, o sensor de Bragg foi previamente fixado a um elemento piezoeléctrico (PZT) e sujeito a uma deformação axial através da aplicação de uma tensão eléctrica (o coeficiente de deformação-tensão eléctrica era ≈31 nε/V). A Figura 5.17 mostra a saída do sistema (V_{out}) quando o sensor é submetido a deformações axiais até um máximo de 700 με. Como seria de esperar pela a análise anterior (equação 5.27), é visível a linearidade do sistema de desmodulação através de toda a região de medição. Os valores obtidos por regressão linear indicam uma resolução estática para a deformação de ≈ ±3.5 με.

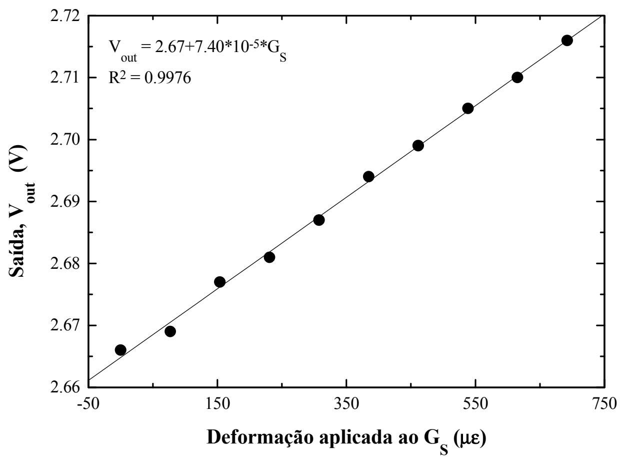


Figura 5.17 - Resposta do sistema quando o sensor de Bragg é submetido a deformação axial.

Para medir a resolução dinâmica do sistema sensor, foi aplicado ao PZT deste um sinal sinusoidal com amplitude de 7.8 με e frequência 9.3 Hz. A Figura 5.18 mostra o espectro do sinal detectado à saída. Foi medida numa largura de banda de 62.5 mHz uma razão sinal-ruído de ≈28 dB, a que corresponde uma deformação dinâmica mínima detectável de ≈1.5 με/√Hz.

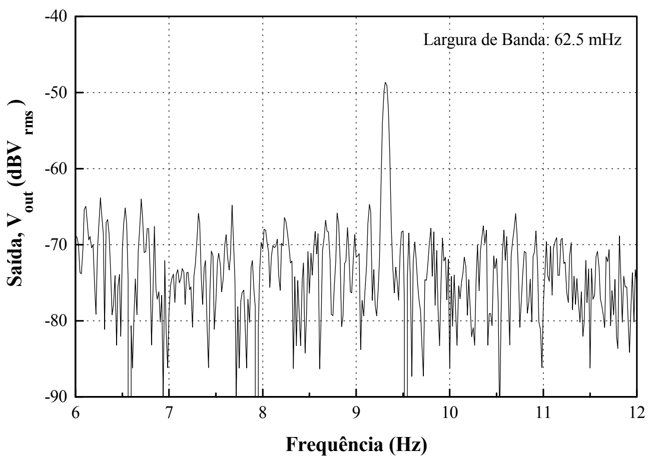


Figura 5.18 - Espectro do sinal obtido quando é aplicada ao sensor uma deformação dinâmica com amplitude de 7.8 με.

Apesar de a resolução conseguida com este esquema de desmodulação ser menor do que a obtida por outras técnicas [4,5,6,8,16] (o caso extremo sendo o esquema de desmodulação interferométrico) é, mesmo assim, suficiente para um importante número de aplicações práticas como, por exemplo, em estruturas compósitas de aviões, pontes, barragens, edifícios, etc. No entanto, é importante salientar que a resolução obtida com este esquema de desmodulação pode, até certo ponto, ser adaptada à aplicação desejada através do desenho do filtro bicónico, isto é, alterando o seu período de oscilação espectral e/ou a sua profundidade de modulação, de maneira a que o declive deste seja maior. Comparativamente aos esquemas de desmodulação similares [15,16,17], o processo de fabricação de um filtro bicónico é mais simples e de menor custo. Além disso, quando utilizado numa rede de sensores de Bragg com endereçamento temporal, permite a desmodulação passiva e simultânea de todos os sensores da rede, não sendo necessário, portanto, usar um filtro para cada sensor desta.

Como foi demonstrado neste capítulo, as duas técnicas de desmodulação permitem monitorar o desvio do comprimento de onda dos sensores Bragg de um modo eficiente, simples e relativamente barato. Ambas se baseiam na filtragem óptica do comprimento de onda, sendo uma delas activa (técnica do par "sensor-receptor" de Bragg) e outra totalmente passiva (técnica do filtro bicónico). No que respeita à sensibilidade, a técnica activa é, em princípio, a que apresenta melhores resultados. Porém, é possível fabricar filtros bicónicos com declives espectrais mais acentuados, conseguindo-se assim melhores sensibilidades.

As vantagens e desvantagens relativas de uma em relação à outra dependem do tipo de aplicação desejada e do número de sensores que se pretende multiplexar. No caso de utilizarmos apenas endereçamento em comprimento de onda (endereçamento WDM), a técnica de desmodulação com o filtro bicónico torna-se impraticável, porque para cada sensor de Bragg seria necessário um filtro e um par de detectores. Por outro lado, a técnica de desmodulação com o par "sensor-receptor" de Bragg utiliza bastantes acopladores direccionais, o que implica também uma potência óptica do sinal detectado muito reduzida. Provavelmente, a solução mais apropriada será utilizar simultaneamente outros tipos de endereçamento, como, por exemplo, endereçamento temporal ou em frequência (estes serão discutidos no próximos capítulos)

Referências

1. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", Appl. Phys. Lett. **32**, 647 (1978).
2. G. Meltz, W. W. Morey and W, H, Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method", Opt. Lett. **14**, 823 (1989).
3. A. D. Kersey, "Interrogation and multiplexing techniques for fiber Bragg grating strain-sensors", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors III*, Proc. SPIE **2071**, Boston, USA, 30 (1993).
4. A. D. Kersey, T. A. Berkoff and W. W. Morey, "High resolution fibre-grating based strain sensor with interferometric wavelength-shift detection", Electron. Lett. **28**, 236 (1992).

5 A. D. Kersey, T. A. Berkoff and W. W. Morey, "Fibre Fabry-Perot demodulation for Bragg grating strain-sensors", in 9^{th} *Int. Conf.on Optical Fibre Sensors*, Proc. **OFS'9**, Florence, Italy, 39 (1992).

6 M. G. Xu, H. Geiger, J. L. Archambault, L. Reekie and J. P. Dakin, "Novel interrogating system for fibre Bragg grating sensors using an acousto-optic tunable filter", Electron. Lett. **29**, 1510 (1993).

7 D. A. Jackson, A. B. Lobo Ribeiro, J. L. Archambault and L. Reekie, "Simple multiplexing scheme for fiber-optic grating sensor network", Opt. Lett. **18**, 1192 (1993).

8 G. P. Brady, S. Hope, A. B. Lobo Ribeiro, D. J. Webb, L. Reekie, J. L. Archambault and D. A. Jackson, "Demultiplexing of fibre Bragg grating temperature and strain sensors", Opt. Commun. **111**, 51 (1994).

9 A. C. Boucouvalas and G. Georgiou, "Tapering of single-mode optical fibers", IEE Proc. J. Optoelectron. **133**, 385 (1986).

10 A. B. Lobo Ribeiro, L. A. Ferreira, M. Tsvetkov and J. L. Santos, "All-fibre interrogation technique for fibre Bragg sensors using a biconical fibre filter", Electron. Lett. **32**, 382 (1996).

11 T. A. Berkoff, M. A. Davis and A. D. Kersey, "Source structure induced measurement errors in fiber Bragg grating sensor arrays", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors IV*, Proc. SPIE **2294**, Boston, USA, 60 (1994).

12 E. Hecht and A. Zajac, *Optics*, Addison Wesley, London, 2^{nd} ed., 1987.

13 T. E. Clark, E. Udd and J. A. Eck, "Demodulation of Bragg grating sensors", in *Fiber Optic Physical Sensors in Manufacturing and Transportation*, Proc. SPIE **2072**, Boston, USA, 274 (1993).

14 S. M. Melle, K. Liu and R. M. Measures, "Practical fiber-optic Bragg grating strain gauge system", Appl. Opt. **32**, 3601 (1993).

15 S. M. Melle, K. Liu and R. M. Measures, "A passive wavelength demodulation system for guided-wave Bragg grating sensors", IEEE Photon. Technol. Lett. **4**, 516 (1992).

16 M. A. Davis and A. D. Kersey, "All-fibre Bragg grating strain-sensor demodulation technique using a wavelength division coupler", Electron. Lett. **30**, 75 (1994).

17 Q. Zhang, D. A. Brown, H. Kung, J. E. Townsend, M. Chen, L. J. Reinhart and T. F. Morse, "Use of highly overcoupled couplers to detect shifts in Bragg wavelength", Electron. Lett. **31**, 480 (1995).

18 P. D. Lazay and D. Pearson, "Developments in single-mode fiber design, materials, and performance at Bell Laboratories", IEEE J. Quantum Electron. **18**, 504 (1982).

19 W. K. Burns, M. Abebe, C. A. Villarruel and R. P. Moeller, "Loss mechanisms is single-mode fiber tapers", J. Lightwave Technol. **4**, 608 (1986).

20 A. C. Boucouvalas and G. Georgiou, "Biconical taper coaxial optical fibre coupler", Electron. Lett. **21**, 864 (1985).

21 A. C. Boucouvalas and G. Georgiou, "Biconical taper coaxial coupler filter", Electron. Lett. **21**, 1033 (1985).

22 A. C. Boucouvalas, *Coaxial Optical Couplers*, PhD Thesis, Imperial College, University of London, UK (1982).

23 A. C. Boucouvalas, "Coaxial optical Fiber Coupling", J. Lightwave Technol. **3**, 1151 (1985).

24 A. C. Boucouvalas, "Mode-cutoff frequencies of coaxial optical couplers", Opt. Lett. **10**, 95 (1985).

25 A. Tomita and D. Marcuse, "Mode coupling loss in single-mode fibers with depressed inner cladding", J. Lightwave Technol. **1**, 449 (1983).

26 G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, New York, 2^{nd} ed., 1991.

27 J. D. Love, "Spot size, adiabaticity and diffracion in tapered fibers", Electron. Lett. **23**, 993 (1987).

28 D. T. Cassidy, D. C. Johnson and K. O. Hill, "Wavelength-dependent transmission of monomode optical fiber tapers", Appl. Opt. **24**, 945 (1985).

29 A. W. Snider, "Coupling of modes on a tapered dielectric cylinder", IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **18**, 383 (1970).

30 A. C. Boucouvalas and G. Georgiou, "Concatenated, tapered coaxial coupler filters", IEE Proc. J. Optoelectron. **134**, 191 (1987).

6

Multiplexagem em Comprimento de Onda com Desmodulação em Frequência de Sensores de Bragg

6.1 Descrição do Sistema

No capítulo anterior foi mencionado que, quando um sensor de Bragg é utilizado para monitorizar a deformação axial, as variações da temperatura ambiental produzem simultaneamente um desvio no comprimento de onda de Bragg, que é indistinguível do desvio provocado pela deformação axial, originando erros na medição deste.

Uma solução aparentemente óbvia consiste em utilizar dois sensores de Bragg diferentes, já que cada comprimento de onda de Bragg responde de maneira diferente à mesma temperatura e deformação (ver Tabela 1.5), isto considerando que os dois elementos de Bragg fazem parte integrante da mesma "cabeça sensora" e, portanto, são ambos afectados simultaneamente pelas duas grandezas físicas. O problema reside, novamente, na discriminação e consequente desmodulação dos sinais ópticos provenientes dos dois sensores. Uma possibilidade (já demonstrada na secção 5.3) consiste em utilizar multiplexagem em comprimento de onda (endereçamento WDM) em conjunto com a técnica de desmodulação do "par gémeo" de Bragg. No entanto, este esquema apresenta acrescidas perdas de potência devido ao grande número de acopladores direccionais necessários à sua implementação, para além da circunstância desfavorável de, para cada sensor, ser necessário um bloco detector.

Um processo de ultrapassar este problema será a utilização de desmodulação em frequência nos receptores de Bragg, isto é, cada receptor de Bragg é modulado com um sinal de frequência diferente, resultando numa modulação em amplitude do comprimento de onda de Bragg respectivo. Na verdade, estamos a "varrer" periodicamente o comprimento de onda de Bragg do receptor em torno do seu valor inicial. Usando apenas um único bloco detector, em conjunto com detecção síncrona à frequência correspondente de cada receptor de Bragg (processo similar à detecção FSK - acrónimo para "*Frequency Shift Keying*" [1,2]), é possível separar a informação sobre o mensurando que actua em cada sensor de Bragg. A Figura 6.1 mostra esquematicamente o sistema de multiplexagem aqui proposto. Neste caso, os dois sensores de Bragg (G_{S1} e G_{S2}) são fabricados na fibra óptica, um imediatamente a seguir ao outro, sendo ambos fixados no mesmo elemento piezoeléctrico (PZT), de modo a ficarem sujeitos simultaneamente a igual deformação axial. Desta forma, os dois elementos de Bragg constituirão um único elemento sensor.

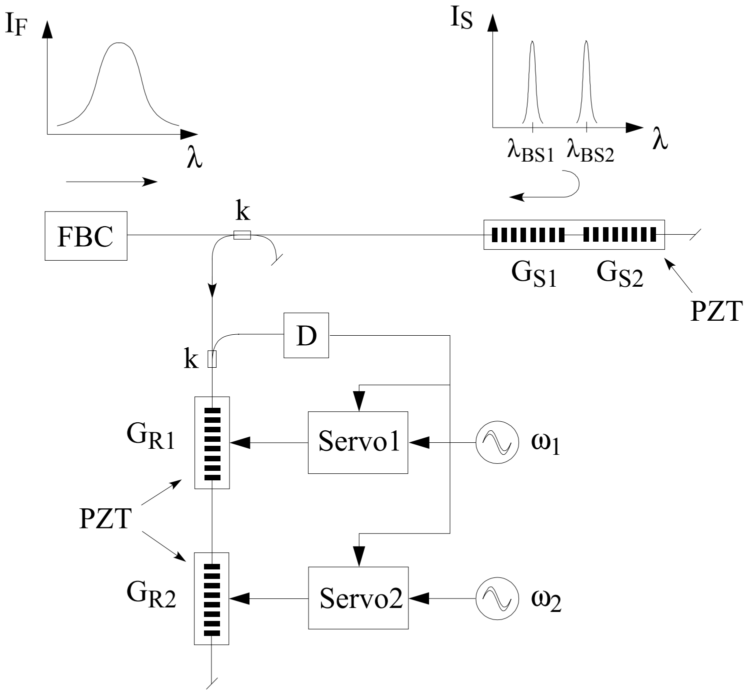


Figura 6.1 - Esquema de multiplexagem proposto.

Na secção seguinte veremos como é possível monitorar automaticamente o desvio do comprimento de onda de Bragg do sensor. De seguida, o sistema é testado experimentalmente na recuperação simultânea de temperatura e deformação axial que actuam no elemento sensor composto pelos dois sensores de Bragg localizados fisicamente lado a lado. Com essa informação demonstra-se como é possível obter independentemente o valor absoluto das duas grandezas físicas. Para além disso, a um nível mais básico, demonstra-se também o conceito da multiplexagem em comprimento de onda com desmodulação em frequência de sensores de Bragg.

6.2 Esquema de Desmodulação

O método de desmodulação é idêntico ao descrito na secção 5.2 mas utilizando um sistema de servo que mantém automaticamente o receptor de Bragg sintonizado com o respectivo sensor, possibilitando também endereçar em frequência cada par “sensor-receptor” de Bragg. O esquema básico do circuito de desmodulação encontra-se representado na Figura

6.2.

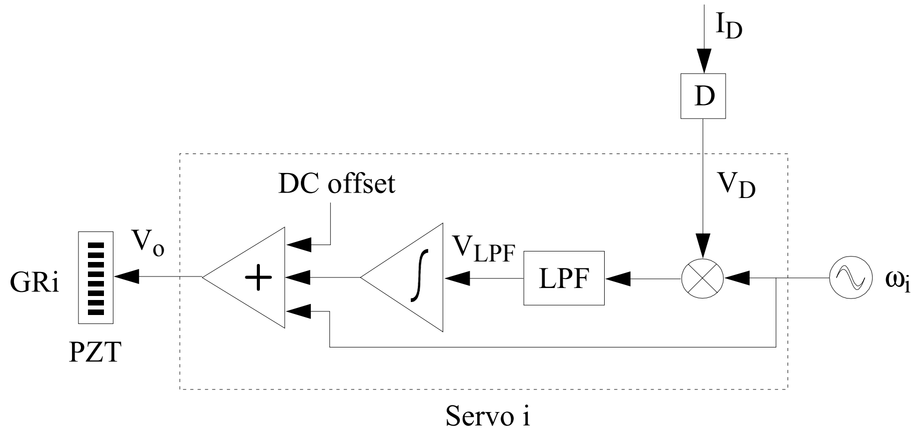


Figura 6.2 - Diagrama de blocos do sistema de servo (LFP: filtro passa baixo).

O comprimento de onda de Bragg do receptor (λ_{Ri}) é modulado em torno do seu valor inicial com um sinal de pequena amplitude $\delta\lambda_m$ (≈0.01 nm) e frequência $\omega_i/2\pi$, aplicado ao respectivo PZT. Isto origina numa modulação na potência óptica do sinal detectado (I_D) que, em geral, conterá componentes à frequência da portadora ($\omega_i/2\pi$) e harmónicos desta. Quando os comprimentos de onda de Bragg do sensor e o do receptor estão alinhados, λ_{BS}=λ_{BR}, a amplitude do sinal detectado à frequência da portadora é nula. A amplitude da componente de modulação à frequência da portadora serve como sinal de erro, que pode ser aplicado ao PZT do receptor de Bragg através de um circuito integrador, de maneira a manter este sintonizado com o sensor. Consequentemente, este sinal de controle é uma medida do valor da deformação mecânica ou da temperatura que actua no sensor de Bragg.

Para entender um pouco melhor este comportamento, vamos considerar que o sensor e o receptor estão praticamente sintonizados e que, de momento, não estamos a aplicar o sinal do integrador no PZT, mas apenas o sinal de modulação. Usando as mesmas notações do capítulo anterior e considerando apenas um único par sensor-receptor de Bragg, em que se assume que as larguras espectrais de ambos são iguais ($\Delta\lambda_{BS}$=$\Delta\lambda_{BR}$), temos que a potência óptica que chega ao bloco detector é dada por (ver secção 5.2):

$$I_D = \frac{k^2(1-k)^2}{\sqrt{2}} I_o R_{oS} R_{oR} \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_o} \beta(\lambda_{BS}) \exp\left[-2\ln 2\left(\frac{\lambda_{BS}-\lambda_{BR}-\delta\lambda_m \sin(\omega_i t)}{\Delta\lambda_B}\right)^2\right] \tag{6.1}$$

onde $\delta\lambda_m$ é a amplitude de modulação da portadora e as restantes variáveis são as mesmas das equações (5.8) e (5.9). Como o valor desta amplitude de modulação é muito baixo, pode expandir-se a equação (6.1) em série de Taylor, obtendo-se

$$I_D \approx \frac{C}{\exp\left[a(\lambda_{BS}-\lambda_{BR})^2\right]}\cdot\Big\{1+2a(\lambda_{BS}-\lambda_{BR})\delta\lambda_m \sin(\omega_i t)+ \\ +\left(a^2(\lambda_{BS}-\lambda_{BR})^2-a/2\right)\delta\lambda_m^2\cdot\left[1-\cos(2\omega_i t)\right]+\ldots\ldots\Big\} \tag{6.2}$$

onde,

$$C=\frac{k^2(1-k)^2}{\sqrt{2}}I_o R_{oS} R_{oR}\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_o}\beta(\lambda_{BS}) \tag{6.3}$$

$$a=\frac{2\ln 2}{\Delta\lambda_B^2} \tag{6.4}$$

Pela equação (6.2) é fácil verificar que, quando ambas as redes de Bragg estão sintonizadas, (λ_{BS}=λ_{BR}), obtemos uma amplitude nula no sinal à frequência da portadora (ω_i), e um valor de amplitude diferente de zero para a componente à frequência dupla da portadora ($2\omega_i$), como foi também referido na secção 5.4. No processo de detecção síncrona, multiplicamos o sinal detectado (V_D) pela própria portadora, obtendo-se

$$V_D\times h\delta\lambda_m\sin(\omega_i t)\propto\frac{hC}{\exp\left[a(\lambda_{BS}-\lambda_{BR})^2\right]}\cdot\Big\{\delta\lambda_m\sin(\omega_i t)+ \\ a(\lambda_{BS}-\lambda_{BR})\delta\lambda_m^2\left[1-\cos(2\omega_i t)\right]+ \\ \left(2a^2(\lambda_{BS}-\lambda_{BR})^2-a\right)\delta\lambda_m^3\sin^3(\omega_i t)+\ldots\ldots\Big\} \tag{6.5}$$

onde h é o coeficiente de proporcionalidade comprimento de onda-tensão eléctrica.

Após a acção do filtro passa-baixo (LPF), que tem uma frequência de corte muito inferior à frequência da portadora (ω_i), extraímos apenas o sinal DC da equação (6.5), ou seja:

$$V_{LPF}=\frac{C_o\delta\lambda_m^2 a(\lambda_{BS}-\lambda_{BR})}{\exp\left[a(\lambda_{BS}-\lambda_{BR})^2\right]} \tag{6.6}$$

onde C_o, para além de ser dado por (6.3), inclui também factores associados à conversão fotoeléctrica e aos ganhos no sistema. Este sinal é proporcional à derivada da função de convolução obtida a partir da sobreposição dos dois elementos de Bragg, como nos mostra a Figura 6.3 (como comparação, ver a Figura 5.5). Quando o receptor de Bragg está sintonizado para o sensor o sinal à saída do filtro passa-baixo é nulo e a sensibilidade é máxima.. Em torno deste valor, a função é linear sendo positiva ou negativa consoante o comprimento de onda de Bragg do sensor se desvia para a direita ou para a esquerda do comprimento de onda de Bragg do receptor. Os mínimos de sensibilidade do sistema, são determinados a partir de

$$\frac{\partial V_{LPF}}{\partial(\lambda_{BS} - \lambda_{BR})} = 0 \tag{6.7}$$

isto é, para

$$\left|\lambda_{BS} - \lambda_{BR}\right| = \sqrt{\frac{\Delta\lambda_B^2}{4\ln 2}} \tag{6.8}$$

De notar que estes valores dependem apenas da largura de banda dos elementos de Bragg (que, neste caso, são iguais). Assumindo $\Delta\lambda_B$=0.2 nm, obtém-se $|\lambda_{BS}$-$\lambda_{BR}|$=0.12 nm (estas são pontos de mínima sensibilidade, enquanto os correspondentes considerados no Capítulo 5 são de máxima sensibilidade - Figura 5.4).

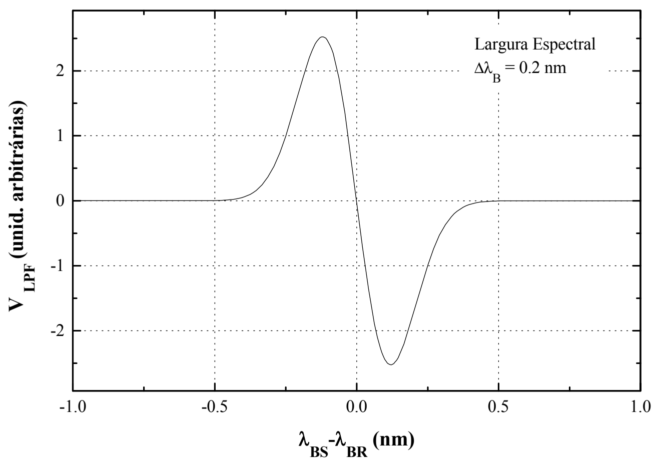


Figura 6.3 - Sinal V_{LPF} (normalizado por $C_o\delta\lambda_m^2$) em função da posição de sintonia entre o sensor e o receptor de Bragg.

Após integração, o sinal que sai do filtro passa-baixo pode ser utilizado para gerar um sinal de erro ($\Delta\lambda_{erro}$) na modulação do comprimento de onda de Bragg do receptor, de modo a manter este sintonizado com o sensor. Como o receptor de Bragg é sempre colocado próximo do valor nulo de V_{LPF} através de um sinal de "*offset*" (isto é, λ_{BR} próximo de λ_{BS}), e se usarmos o sinal de erro do integrador num circuito de realimentação que actua directamente no PZT do receptor de Bragg, podemos escrever por ajuste linear que:

$$V_{LPF}^{ajus} \approx C_o \delta\lambda_m^2 a\left[\lambda_{BS} - (\lambda_{BR} + \Delta\lambda_{erro})\right] \tag{6.9}$$

A partir da equação (6.9) é possível descrever o efeito, no comprimento de onda de Bragg, do sinal de erro gerado pelo integrador na vizinhança do ponto $\lambda_{BS} \approx \lambda_{BR}$ ($\delta\lambda_m << \lambda_{BR}$), como sendo:

$$\Delta\lambda_{erro} = -\chi \frac{C_o \delta\lambda_m^2 a}{\tau} \int \left[\lambda_{BS} - (\lambda_{BR} + \Delta\lambda_{erro}) \right] dt \tag{6.10}$$

onde λ_{BR} corresponde ao sinal de "*offset*" utilizado para aproximar da condição de sintonia, τ é a constante de tempo do integrador e χ é uma constante que engloba quer a amplificação do integrador, quer o coeficiente correspondente à transformação do sinal aplicado ao PZT em desvio de comprimento de onda. A equação (6.10) foi escrita tendo em conta que o integrador integra o inverso da diferença (λ_{BS} - λ_{BR} - $\Delta\lambda_{erro}$). Ainda que a equação obtida possa não estar formalmente correcta, elucida-nos acerca do funcionamento do sistema de servo. Quando ambos os elementos de Bragg estão dessincronizados e se λ_{BR} é ligeiramente maior que λ_{BS}, o integrador gera um sinal de erro, $\Delta\lambda_{erro}$, que diminui no tempo, segundo a equação (6.10) - sendo o seu valor inicial zero, obviamente. Este sinal vai fazer com que o valor de (λ_{BR}+$\Delta\lambda_{erro}$) no integral da mesma equação diminua e se aproxime progressivamente do valor de λ_{BS}. Como a diferença entre ambos se torna cada vez menor, o valor de $\Delta\lambda_{erro}$, que inicialmente diminui muito depressa, começa a diminuir mais lentamente, até atingir um valor estável. Esse valor corresponde à situação em que (λ_{BR}+$\Delta\lambda_{erro}$) é igual a λ_{BS}, ou seja, uma posição estável do sistema de servo, pois o sinal de erro gerado pelo integrador é constante. Após calibração, do sinal de erro gerado pelo integrador pode tirar-se o valor do desvio do comprimento de onda de Bragg do sensor.

6.3 Demonstração Experimental da Rede de Sensores

Para demonstrar o conceito de endereçamento e desmodulação anteriormente descrito, implementamos a rede de sensores de Bragg esquematizada na Figura 6.1. O sistema foi iluminado com uma fonte superfluorescente em fibra óptica dopada com érbio, bombeada por um laser de titânio-safira, emitindo uma potência óptica total na fibra de ≈8 mW. Na saída desta foi colocado um isolador óptico (isolador de Faraday) de modo a evitar a emissão laser. Os dois pares "sensor-receptor" de Bragg foram iguais aos utilizados no trabalho descrito na secção 5.3, com comprimentos de onda de Bragg de 1549±0.1 nm e 1534.8±0.1 nm, respectivamente. Ambos os acopladores direccionais possuíam um coeficiente nominal de acoplamento de 1/2 e todas as pontas livres de fibra óptica foram colocadas em gel refractivo.

Os sensores de Bragg (G_{S1} e G_{S2}), localizados fisicamente um a seguir ao outro, foram fixados num mesmo PZT, com um coeficiente deformação-tensão eléctrica de ≈4.16 με/V, formando, assim, uma única "cabeça" para o sensor. Os dois receptores de Bragg, G_{R1} e G_{R2}, foram fixados separadamente em PZT's com coeficientes deformação-tensão eléctrica de ≈1.84 με/V e ≈5.99 με/V, respectivamente. O bloco de detecção síncrona que origina o sinal de saída V_{LPF} foi implementado utilizando um amplificador "lock-in" com uma constante de tempo de 1 s. Aplicou-se um sinal de modulação sinusoidal com amplitude de ≈8.3 με e frequência 86 Hz ao PZT do receptor de Bragg G_{R1}.

Inicialmente, o sistema de servo não estava ligado ao PZT do receptor de Bragg e a saída do amplificador "lock-in" (que corresponde à saída do filtro passa-baixo da Figura 6.2) foi medida em função da tensão aplicada no PZT do sensor, que era gradualmente aumentada. A Figura 6.4 mostra esse resultado, o qual demonstra concordância com a equação (6.6) descrita no modelo teórico.

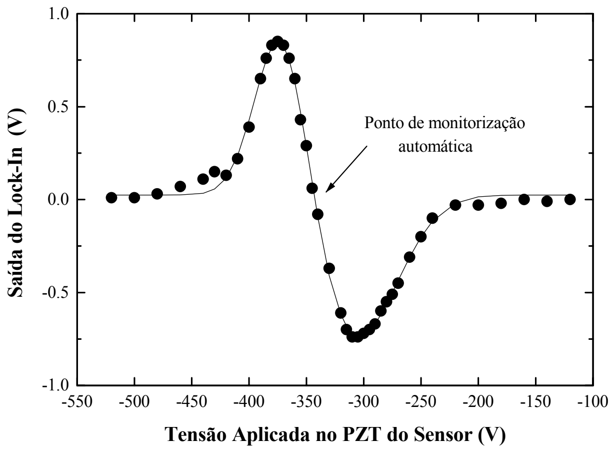


Figura 6.4 - Sinal à saída do amplificador "lock-in" quando o sensor de Bragg G_{S1} é "varrido" em comprimento de onda pelo respectivo receptor.

De seguida, fechou-se o circuito de realimentação do servo através da ligação ao PZT do receptor de Bragg. O sistema ajustou-se automaticamente ao ponto de monitorização (ver Figura 6.4), que corresponde à situação em que o sensor e o receptor de Bragg respectivos estão perfeitamente sintonizados. Uma vez implementado o esquema de servo desta maneira, qualquer desvio no comprimento de onda de Bragg do sensor, provocado por deformação mecânica ou variação de temperatura, foi automaticamente medido por uma correspondente variação na tensão aplicada ao PZT do receptor de Bragg. Processo similar foi realizado para o outro par "sensor-receptor" de Bragg, com a excepção de que este receptor (G_{R2}) foi modulado à frequência de 62 Hz. Usando uma frequência de modulação diferente para cada receptor de Bragg, consegue-se distinguir ambos os sinais apenas com um único bloco de detecção óptica. Os resultados da Figura 6.5 mostram a relação entre as tensões de saída de cada sistema de servo que são aplicadas aos PZTs receptores (G_{R1} e G_{R2}), quando o PZT do sensor é deformado longitudinalmente através de uma tensão eléctrica aplicada (de notar que ambos os sensores de Bragg são actuados pela mesma tensão axial e sofrem, portanto, a mesma variação de deformação axial).

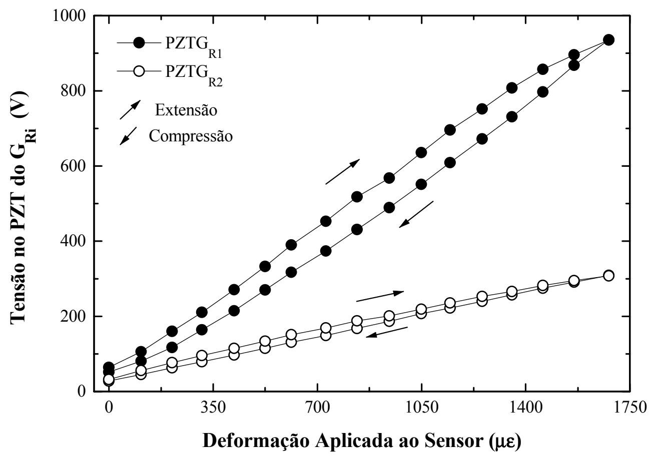


Figura 6.5 - Respostas dos servos quando o sensor é submetido a deformação axial (a temperatura do sensor é mantida constante).

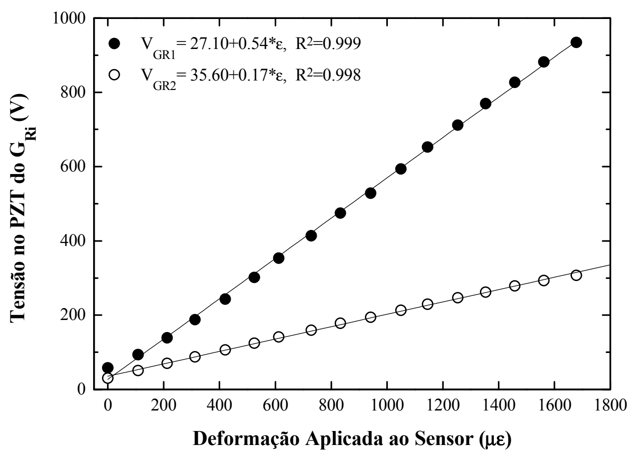


Figura 6.6 - Ajuste médio das respostas da Figura 6.5.

Como se pode constatar pelos resultados anteriores, as relações entre as tensões dos PZTs receptores e a deformação aplicada ao sensor desviam-se da linearidade devido à histerese dos próprios elementos piezoeléctricos receptores. Este efeito de histerese pode ser evitado em sistemas reais usando PZTs de precisão [3,4]. A Figura 6.6 mostra-nos a resposta do sistema considerando um ajuste médio entre o efeito de extensão e compressão do sensor, para cada par "sensor-receptor" de Bragg apresentado na Figura 6.5. Em geral, esta seria a resposta do sistema se os PZTs não apresentassem histerese. Os valores obtidos por regressão linear indicam um resolução estática para a deformação de ±4 $\mu\varepsilon$ (G_{S1}) e ±5 $\mu\varepsilon$ (G_{S2}).

Numa segunda experiência, o sensor (constituído pelos dois elementos de Bragg) foi colocado num forno para determinar-se como é que as tensões nos PZTs dos receptores de Bragg dependem da temperatura do sensor. Os resultados são apresentados na Figura 6.7. Os valores obtidos por regressão linear dos pontos experimentais indicam uma resolução estática para a temperatura de ≈±0.2 °C para o sensor de Bragg G_{S1}, e de ≈±0.3 °C para o sensor de Bragg G_{S2}. As medições foram realizadas no arrefecimento, devido à não linearidade do sensor no processo de aquecimento, que provavelmente se deve ao tipo de *epoxy* usada para fixação dos elementos de Bragg ao PZT. Além disso, as condições de fabricação dos próprios elementos de Bragg têm influência no comportamento destes com a temperatura, tendo-se observado, em alguns casos, um ciclo de histerese térmica onde o desvio do comprimento de onda de Bragg possui um dependência quadrática da temperatura [5].

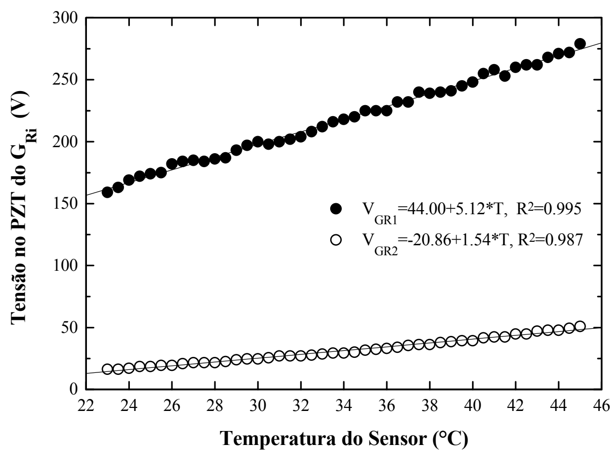


Figura 6.7 - Respostas dos servos em função da temperatura do sensor.

Ambas as medições acima realizadas envolvem a determinação de grandezas quase-estáticas e, portanto, limitadas pelo ruído $1/f$ do sistema. Para se obter uma medição da resolução dinâmica do sistema, aplicou-se um sinal sinusoidal com amplitude de 104 $\mu\varepsilon$ e frequência 86 Hz. O sinal foi monitorizado utilizando um analisador de espectros com uma largura de banda de medição de 0.955 Hz. Foi medida uma relação sinal-ruído de ≈64 dB, a que corresponde uma deformação dinâmica mínima detectável de ≈67 $n\varepsilon/\sqrt{Hz}$.

A técnica de endereçamento em comprimento de onda e desmodulação em frequência aqui demonstrada permite a interrogação simultânea de um número N de sensores de Bragg. A quantidade de sensores na fibra que podem ser interrogados depende do nível máximo de deformação ou gama de temperatura a ser medida. Para uma deformação axial de 1 $m\varepsilon$, a variação no comprimento de onda de Bragg é 1.15 nm. Isto significa que, com uma fonte óptica de largura espectral de 22 nm, apenas 19 sensores podem ser interrogados na fibra, cada um deles com uma gama de medição máxima de 1 mε. No caso de o sensor ser utilizado para medir temperatura, a taxa de variação do desvio no comprimento de onda com a temperatura é, em geral, ≈13 pm/°C a 1550 nm, o que significa que, para a mesma fonte óptica, apenas 10 sensores com uma gama de medição máxima de 170°C podem ser interrogados desta forma.

Outra questão importante é a utilização de dois sensores de Bragg diferentes (isto é, com comprimento de onda de Bragg diferente) na mesma "cabeça" do sensor propriamente dito. Na secção seguinte veremos que isso permite extrair, simultânea e independentemente, os dois mensurandos, temperatura e deformação.

6.4 Análise da Medição Simultânea da Temperatura e da Deformação

O método aqui proposto para a medição simultânea da temperatura e da deformação, utilizando elementos de Bragg, é conceptualmente similar aos métodos baseados em técnicas polarimétricas e interferométricas descritos na literatura [6,7,8,9,10]. Consideremos uma rede de difracção de Bragg em fibra óptica (sensor de Bragg) com período espacial Λ. De acordo com a condição de Bragg (1.13), o comprimento de onda reflectido pela rede (λ_B) é proporcional ao período espacial (Λ) e ao índice de refracção efectivo do modo (n) que se propaga na fibra. Portanto, uma variação relativa, $\Delta\lambda_B/\lambda_B$, induzida no comprimento de onda de Bragg em resposta a uma variação numa quantidade externa, X, é dada por:

$$\frac{\Delta\lambda_B^X}{\lambda_B} = \frac{\Delta(n\Lambda)}{n\Lambda} = \left[\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial\Lambda}{\partial X} + \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial X}\right]\Delta X = \alpha_X \Delta X \tag{6.11}$$

Medindo a variação $\Delta\lambda_B^X$ e usando a relação (6.11) é possível determinar ΔX. Se uma segunda quantidade externa, Y, actuar no sensor, temos que,

$$\frac{\Delta\lambda_B^Y}{\lambda_B} = \frac{\Delta(n\Lambda)}{n\Lambda} = \left[\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial\Lambda}{\partial Y} + \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial Y}\right]\Delta Y = \alpha_Y \Delta Y \tag{6.12}$$

Quando ambas as quantidades, X e Y, actuam simultaneamente no sensor a variação relativa total do comprimento de onda de Bragg será igual à soma das duas contribuições, ou seja,

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{\Delta\lambda_B^X + \Delta\lambda_B^Y}{\lambda_B} = \alpha_X \Delta X + \alpha_Y \Delta Y \tag{6.13}$$

onde termos cruzados não foram considerados, já que em muitas situações podem ser desprezados. Com apenas esta equação (6.13) é óbvio que a determinação das quantidades ΔX e ΔY não é possível. No entanto, isso será viável se conseguirmos obter duas equações independentes, contendo simultaneamente as variáveis ΔX e ΔY. Na prática, isto pode ser realizado através de dois sensores de Bragg distintos que fazem parte do mesmo elemento sensor, sendo ambos modificados simultaneamente pelas quantidades externas. Neste caso, teremos dois comprimentos de onda de Bragg distintos, λ_{B1} e λ_{B2}, associados a dois períodos espaciais Λ_1 e Λ_2. Quando qualquer um dos sensores de Bragg é sujeito às variações das quantidades externas X e Y, originar-se-ão variações nos dois comprimentos de onda de Bragg, tais que:

$$\begin{cases} \dfrac{\Delta\lambda_{B1}}{\lambda_{B1}} = \alpha_{1X}\Delta X + \alpha_{1Y}\Delta Y \\ \\ \dfrac{\Delta\lambda_{B2}}{\lambda_{B2}} = \alpha_{2X}\Delta X + \alpha_{2Y}\Delta Y \end{cases} \tag{6.14}$$

Este conjunto de equações pode ser utilizado para determinar simultaneamente duas quantidades externas desconhecidas. As equações são independentes, visto que, em geral, os coeficientes α_{iX} e α_{iY} (i=1,2) são específicos de cada sensor e diferentes uns dos outros. Por exemplo, quando X e Y representam, respectivamente, a deformação (ε) e a temperatura (T), os coeficientes $\alpha_{i\varepsilon}$ e α_{iT} são os coeficientes de sensibilidade à deformação e à temperatura da cabeça sensora (ver Tabela 1.5). O termo da sensibilidade à deformação, $\alpha_{i\varepsilon}$, depende do coeficiente elasto-óptico, do coeficiente de Poisson da fibra óptica e do comprimento de onda da radiação [7,11]. Por isso, para um dado comprimento de onda de Bragg, λ_{Bi}, corresponde um valor único para a sensibilidade à deformação.

Do mesmo modo, o termo da sensibilidade térmica, α_{iT}, depende do coeficiente de expansão térmica linear da fibra, da alteração do índice de refracção do núcleo da fibra e do comprimento de onda [7,12]. Portanto, para dois comprimentos de onda de Bragg diferentes λ_{B1} e λ_{B2}, os coeficientes α_{1T} e α_{2T} serão diferentes. Conhecendo-se os quatro coeficientes α do sistema de equações (6.14), podemos determinar independentemente a deformação e a temperatura através da inversão da matriz de elementos α.

Usando os valores dos coeficientes de deformação-tensão dos PZT receptores e o valor da sensibilidade à deformação (ver Tabela 1.5), em conjunto com os resultados experimentais das Figuras 6.6 e 6.7, podemos converter o valor de tensão eléctrica de saída do servo em desvio do comprimento de onda de Bragg do receptor respectivo. As Figura 6.8 e 6.9 mostram os resultados dessa conversão.

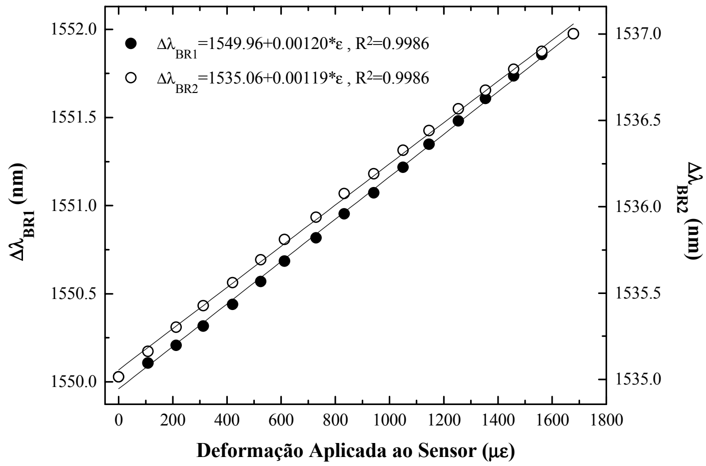


Figura 6.8 - Desvio do comprimento de onda de Bragg de cada receptor em função da deformação axial aplicada ao sensor.

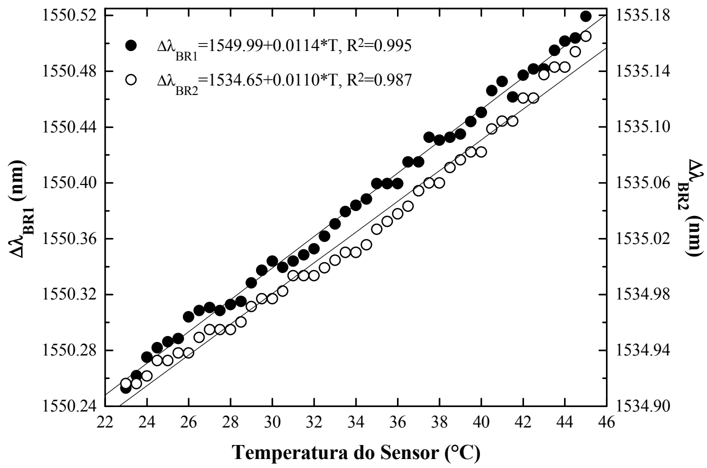


Figura 6.9 - Desvio do comprimento de onda de Bragg de cada receptor em função da temperatura do sensor.

Dos resultados obtidos a partir do ajuste linear dos pontos podemos escrever a matriz:

$$\begin{bmatrix}\Delta\lambda_{BR1}\\ \Delta\lambda_{BR2}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}1.20 & 11.40\\ 1.19 & 11.01\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}\Delta\varepsilon\\ \Delta T\end{bmatrix} \tag{6.15}$$

onde os coeficientes relativos à deformação e à temperatura vêm expressos em pm/$\mu\varepsilon$ e pm/°C, respectivamente. Como o determinante da matriz é diferente de zero (*det*= - 0.37 pm^2/$\mu\varepsilon$.°C) a matriz é regular. Podemos, portanto, obter a matriz inversa de (6.15) e escrever:

$$\begin{bmatrix} \Delta\varepsilon \\ \Delta T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -30.58 & 31.66 \\ 3.31 & -3.33 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta\lambda_{BR1} \\ \Delta\lambda_{BR2} \end{bmatrix} \tag{6.16}$$

Esta matriz inversa pode ser usada para prever o valor da deformação axial aplicada e da temperatura a partir dos valores dos desvios do comprimento de onda de Bragg. Sendo o valor do determinante da matriz (6.15) próximo de zero ($\approx$-0.37 pm^2/$\mu\varepsilon$.°C) a precisão da técnica é limitada. De facto, para se conseguir distinguir eficazmente o efeito das duas grandezas torna-se necessário que os dois comprimentos de onda de Bragg estejam bastante espaçados. No entanto, refira-se que foi demonstrada, muito recentemente, uma nova técnica de medição simultânea em que os sensores de Bragg tinham comprimentos de onda de Bragg muito próximos, sendo estes sensores escritos em fibras ópticas com diâmetros distintos [(13)].

Como mencionado anteriormente, a obtenção do sistema de equações (6.14) assume que a resposta do sensor às variações de X e Y é linear dentro do intervalo de medição para o qual o sensor está projectado. No caso de isto não se verificar (o que acontece quando o sensor opera em situações físicas extremas como, por exemplo, elevadas temperaturas), temos de considerar termos de sensibilidade cruzada entre a X e Y [(6,9)]. Para este caso particular, as equações (6.14) ficam

$$\begin{cases} \dfrac{\Delta\lambda_{B1}}{\lambda_{B1}} = \alpha_{1X}\Delta X + \alpha_{1Y}\Delta Y + \alpha_{1XY}\Delta X\Delta Y \\[2ex] \dfrac{\Delta\lambda_{B2}}{\lambda_{B2}} = \alpha_{2X}\Delta X + \alpha_{2Y}\Delta Y + \alpha_{2XY}\Delta X\Delta Y \end{cases} \tag{6.17}$$

Diversas modificações deste método têm sido demonstradas com sensores de Bragg, nomeadamente através da utilização de sensores de Bragg fisicamente sobrepostos na fibra[(14)], fabricados em fibras ópticas de diâmetros diferentes [(13)], utilizando o comprimento de onda de Bragg de segunda ordem [(15)] ou inscritos em fibra óptica birrefringente [(16)]. Recentemente, foi demonstrada uma técnica de medição simultânea que combina um sensor de Bragg com um sensor interferométrico do tipo Fabry-Pérot [(17)].

No esquema de multiplexagem aqui estudado demonstrou-se que é possível interrogar diversos sensores de Bragg de um modo simultâneo e automático, utilizando apenas um número mínimo de componentes ópticos e optoelectrónicos. Além disso, se cada sensor for composto por dois elementos de Bragg diferentes, isto é, com comprimentos de onda de Bragg distintos, é possível medir duas grandezas físicas que actuam simultaneamente no mesmo sensor, sendo o caso potencialmente mais importante o par (temperatura, deformação).

Referências

1 G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, Ney York, 2nd ed., 1991.

2 P. Horowitz and W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge, Univ. Press, New York, 2nd ed., Chaps. 9,15, 1989.

3 J. Zelenka, *Piezoelectric Resonators and Their Applications*, Elsevier Publs., Oxford, vol.24.

4 Vernitron Piezoelectric Ceramics Data Book (1969).

5 M Douay, E. Fertein, W. X. Xie, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon and T. Georges, "Thermal hysteresis of Bragg wavelengths of intra-core fiber gratings", IEEE Photon. Technol. Lett. **5**, 1331 (1993).

6 F. Farahi, D. J. Webb, J. D. C. Jones and D. A. Jackson, "Simultaneous measurement of temperature and strain: Cross-sensitivity considerations", J. Lightwave Technol. **8**, 138 (1990).

7 G. Meltz, J. R. Dunphy and F. J. Leonberger, "Multi-wavelength twin-core fiber optic sensors", in *4th Int. Conf. on Optical Fiber Sensors*, Proc. **OFS'4**, 67 (1986).

8 S. Y. Huang, J. N. Blake and B. Y. Kim, "Perturbation effects on mode propagation in highly elliptical core two-mode fibers", J. Lightwave Technol. **8**, 23 (1990).

9 A. M. Vengsarkar, W. C. Michie, L. Jankovic, B. Culshaw and R. O. Claus, "Fiber-optic dual-technique sensor for simultaneous measurement of strain and temperature", J. Lightwave Technol. **12**, 170 (1994).

10 M. C. Navarrete and E. Bernabeu, "Three-branch optical fibre interferometer for simultaneous measurement of two physical measurands", Opt. Commun. **110**, 55 (1994).

11 C. D. Butter and G. B. Hocker, "Fibre optics strain gauge", Appl. Opt. **17**, 2867 (1978).

12 G. B. Hocker, "Fibre optic sensing of pressure and temperature", Appl. Opt. **18**, 1445 (1979).

13 S. W. James, M. L. Dockney and R. P. Tatam, "Simultaneous independent temperature and strain measurement using in-fibre Bragg grating sensors", Electron. Lett. **32**, 1133 (1996).

14 M. G. Xu, J. L. Archambault, L. Reekie and J. P. Dakin, "discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fibre grating sensors", Electron. Lett. **30**, 1085 (1994).

15 K. Kalli, G. Brady, D. J. Webb, L. Reekie, J. L. Archambault, L. Reekie and D. A. Jackson, "Possible approach for the simultaneous measurement of temperature and strain via first and second order diffraction from Bragg grating sensors", in *10th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors*, ,Glasgow, UK, Post Deadline Paper (1994).

16 S. E. Kanellopoulos, V. A. Handerek and A. J. Rogers, "Simultaneous strain and temperature sensing with photogenerated in-fiber gratings", Opt. Lett. **20**, 333 (1995).

17 L. A. Ferreira, A. B. Lobo Ribeiro, J. L. Santos and F. Farahi, "Simultaneous measurement of displacement and temperature using a low finesse cavity and a fibre Bragg grating", IEEE Photon. Technol. Lett. **8**, 1519 (1996).

7

Multiplexagem Mista de Sensores de Bragg com Desmodulação Interferométrica Pseudo-Heterodina

7.1 Descrição dos Sistemas

Grande parte dos esquemas de multiplexagem de sensores de Bragg desenvolvidos até ao presente têm sido baseados na topologia de rede do tipo *série reflectiva* [1,2,3,4,5]. Apesar desta topologia ser eficiente em termos de potência óptica disponível por sensor, há sempre o problema dos comprimentos de onda de Bragg dos sensores deverem ser todos diferentes de pelo menos, duas a três vezes o intervalo de variação em comprimento de onda antecipado para cada sensor. Este requisito tende a aumentar significativamente o custo de produção dos sensores de Bragg. Em aplicações práticas como, por exemplo, na engenharia civil, onde a fibra que contém os sensores de Bragg é incorporada em estruturas de forma que não é possível retirá-la posteriormente, uma pequena fractura na fibra localizada na interface entre a unidade de processamento e a estrutura resulta na inoperabilidade de todos os sensores.

Como na maioria dos casos práticos é necessário um grande número de sensores para monitorizar simultaneamente diversas grandezas físicas, ou apenas uma mas em múltiplas localizações, torna-se importante desenvolver novas topologias de multiplexagem potencialmente mais eficazes [6]. O uso de uma topologia em paralelo, como a *estrela reflectiva* ou a *árvore reflectiva* (ver Figura 2.1), permite que cada sensor de Bragg da rede opere independentemente, e que seja fácil a sua remoção e eventual substituição em caso de avaria. Além disso, as restrições impostas no comprimento de onda de Bragg de cada sensor não se colocam neste tipo de topologias, podendo ser todos iguais. Usando endereçamento espacial (SDM) e uma topologia em *árvore reflectiva*, como a descrita no Capítulo 4, os problemas acima citados podem ser eliminados.

A Figura 7.1 mostra-nos essa topologia, onde é também utilizado endereçamento temporal (TDM), de forma a duplicar o número total de sensores da rede sem duplicar o número de acopladores direccionais. Os atrasos temporais são produzidos por troços de fibra óptica com comprimento total L_d, obtendo-se em cada saída dos detectores D_m dois impulsos ópticos correspondentes a cada par de sensores de Bragg (G_{i-1},G_i). Portanto, para uma rede deste tipo com N sensores de Bragg, são necessários $N/2$ detectores. O sinal codificado em comprimento de onda, proveniente dos sensores de Bragg, é desmodulado através de um interferómetro de duas ondas (IR) não-balanceado [7], que converte o desvio do comprimento de onda de Bragg em variações de fase óptica, sendo esta depois processada utilizando uma técnica pseudo-heterodina [8]. Este esquema de desmodulação, que proporciona uma elevada resolução, será analisado na secção seguinte.

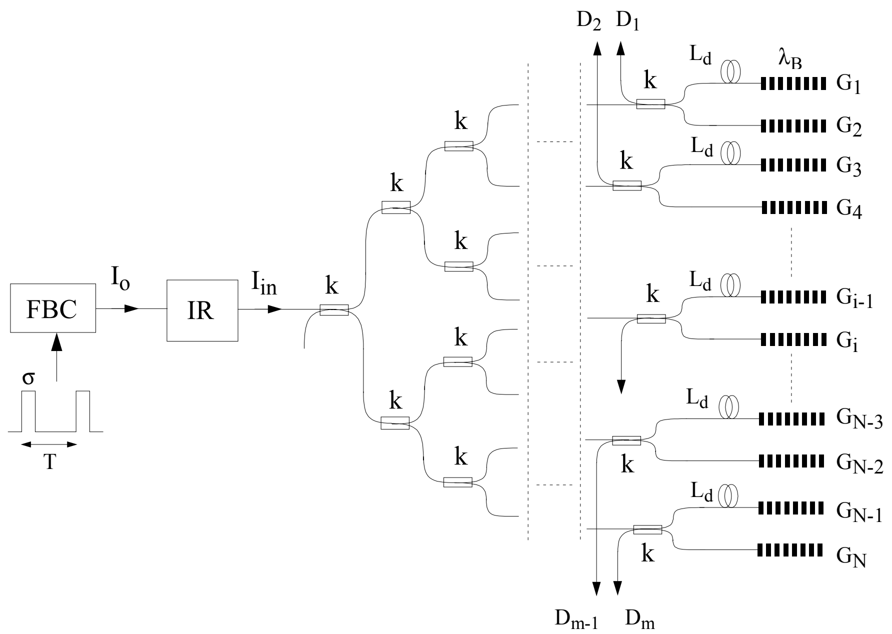


Figura 7.1 - Topologia em árvore com N sensores de Bragg idênticos, endereçados espacial e temporalmente (IR: Interferómetro receptor, FBC: fonte óptica de baixa coerência).

Tirando partido da eficiência em termos de potência por sensor, da topologia em *série reflectiva*, e da capacidade de substituição do sensor em caso de deterioração na topologia em *árvore*, é possível combinar ambas as topologias de uma forma eficiente utilizando simultaneamente endereçamento temporal (TDM), espacial (SDM) e em comprimento de onda (WDM). A Figura 7.2 mostra essa topologia, onde uma matriz de $\{h*N\}$ sensores de Bragg é iluminada por uma única fonte óptica de baixa coerência (FBC). O endereçamento WDM de cada sensor de Bragg em cada grupo G_i é conseguido através de um filtro óptico sintonizável do tipo Fabry-Pérot em fibra óptica. A desmodulação dos sinais dos sensores de Bragg é realizada com um interferómetro não-balanceado, da mesma maneira que no caso anterior. Com esta topologia mista consegue-se aumentar significativamente o número de sensores a serem multiplexados.

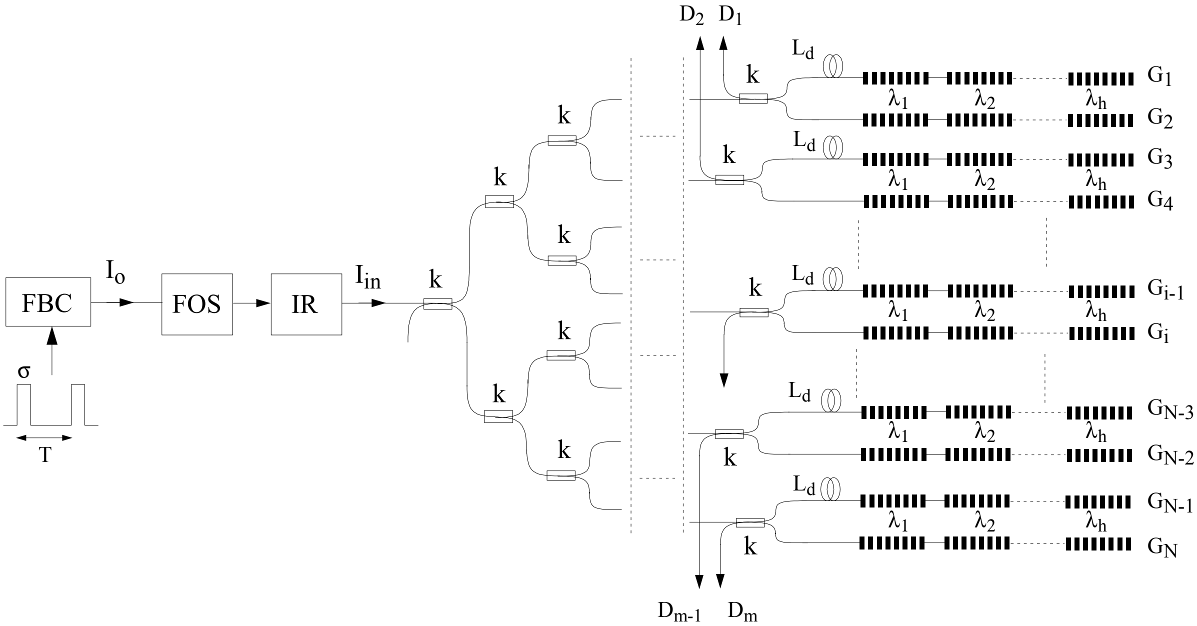


Figura 7.2 - Topologia em árvore com *h*N* sensores de Bragg endereçados no tempo, no espaço e em comprimento de onda (FOS: Filtro óptico sintonizável, IR: Interferómetro receptor).

Neste contexto, são estudadas e demonstradas neste capítulo as duas topologias aqui descritas, utilizando numa primeira experiência multiplexagem mista de sensores de Bragg com endereçamentos TDM mais SDM e, numa segunda experiência, endereçamento simultâneo TDM, SDM e WDM. O estudo é iniciado pela descrição da técnica de desmodulação interferométrica com processamento de sinal pseudo-heterodino aplicada a este tipo de sensores. De seguida, a sensibilidade do sensor é avaliada tendo em conta as fontes primárias de ruído.

7.2 Desmodulação Interferométrica de Sensores de Bragg

O princípio da desmodulação interferométrica consiste em transformar o desvio do comprimento de onda de Bragg do sensor numa variação da fase originada pela interferência entre as duas ondas de luz provenientes dos braços do interferómetro. A Figura 7.3 mostra-nos o esquema de desmodulação em análise. Assumindo que o espectro da fonte óptica de baixa coerência que ilumina o interferómetro de Mach-Zehnder tem um perfil Gaussiano expresso pela equação (5.1), com um comprimento de coerência (L_{cF}), à saída do interferómetro com não-balanceamento ΔL obtém-se um sinal óptico com uma dependência espectral dada por (desprezando as perdas de potência no sistema e k_a=1/2):

$$
\begin{aligned}
I_{in}(\lambda) &= I_F(\lambda)\cdot\frac{1}{2}\left[1+\cos\left(\frac{2\pi n\Delta L}{\lambda}\right)\right] \\
&= \frac{I_{pico}}{2}\exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\lambda-\lambda_o}{\Delta\lambda_o}\right)^2\right]\cdot\left[1+\cos\left(\frac{2\pi n\Delta L}{\lambda}\right)\right]
\end{aligned}
\tag{7.1}
$$

onde I_{pico} é dado por (5.2), n é o índice de refracção efectivo do modo da fibra e as restantes variáveis são as mesmas das equações (5.1) e (5.2). Esta função (7.1) é o produto da função de transferência do interferómetro pela distribuição espectral da fonte óptica, resultando na distribuição espectral da Figura 7.4. Este tipo de espectro é designado por "espectro canelado".

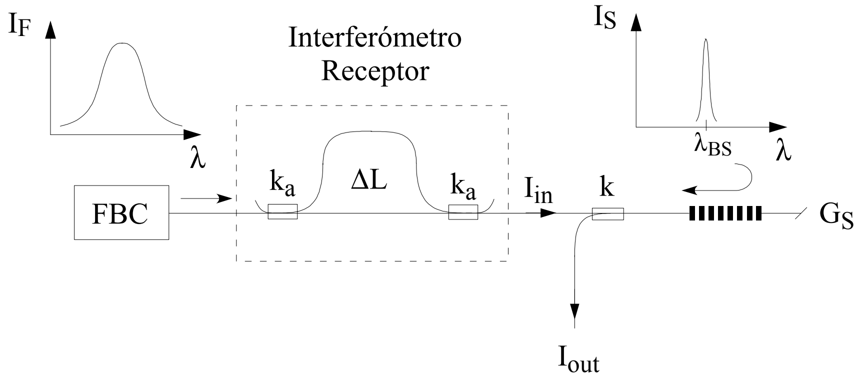


Figura 7.3 - Princípio de desmodulação do desvio do comprimento de onda de Bragg (λ_{BS}) através de um interferómetro não balanceado (isto é, $\Delta L \neq 0$).

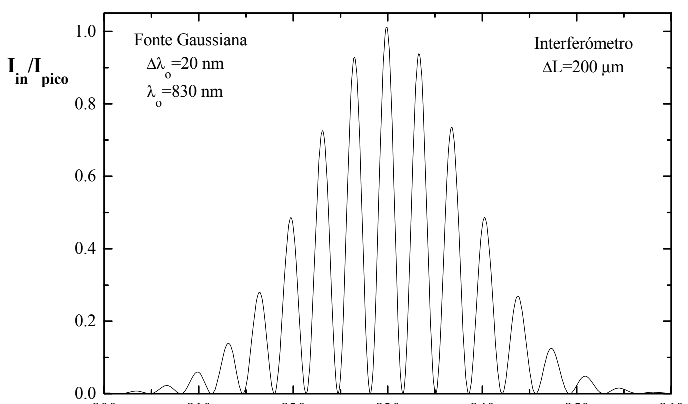


Figura 7.4 - Espectro de saída do interferómetro quando iluminado por uma fonte de baixa coerência ($\Delta L >> L_{cF}$, onde L_{cF} é o comprimento de coerência da fonte).

No exemplo da Figura 7.4 admitiu-se que a largura espectral da fonte, $\Delta\lambda_o$, era 20 nm e que o comprimento de onda central de emissão era λ_o=830 nm, o que significa um comprimento de coerência para a fonte de ≈23 μm, estimado pela relação:

$$L_{cF} = \frac{\lambda_o^2}{\Delta\lambda_o}\sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}} \qquad (7.2)$$

O número total e a periodicidade das franjas produzidas irão depender do não-balanceamento do interferómetro e do comprimento de onda da fonte óptica. Os picos das franjas ocorrem quando $\Delta L = m\lambda/n$ (onde m é a ordem da franja). A diferença entre dois picos sucessivos, designada por "banda espectral livre" (*FSR* - acrónimo para "*Free Spectral Range*") do interferómetro, é dada por [9]:

$$FSR = \frac{\lambda_o^2}{n\Delta L} \qquad (7.3)$$

Esta expressão mostra que as franjas tornam-se mais compactas à medida que o não-balanceamento do interferómetro aumenta (se o interferómetro fosse do tipo Michelson, a equação (7.3) seria dividida por um factor de 2).

Assumindo, para simplificar, que a reflectividade do sensor de Bragg é descrita por uma função Gaussiana $G(\lambda)$ idêntica à expressa pela equação (5.4), e que a sua largura espectral ($\Delta\lambda_B$) é muito menor que a largura espectral da fonte óptica ($\Delta\lambda_o$), o sinal de saída do sistema terá uma dependência espectral dada por:

$$I_{out}(\lambda) = \frac{k(1-k)}{2} I_F(\lambda_B)\cdot G(\lambda)\cdot\left[1+\cos\left(\frac{2\pi n\Delta L}{\lambda}\right)\right] \qquad (7.4)$$

onde

$$I_F(\lambda_B) = \frac{I_o}{\Delta\lambda_o}\sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}}\exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\lambda_B-\lambda_o}{\Delta\lambda_o}\right)^2\right] \qquad (7.5)$$

$$G(\lambda) = R_o \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\lambda-\lambda_B}{\Delta\lambda_B}\right)^2\right] \qquad (7.6)$$

A potência óptica na saída será então:

$$I_{out} = \frac{k(1-k)}{2} I_F(\lambda_B)\int_{-\infty}^{+\infty} G(\lambda)\cdot\left[1+\cos\left(\frac{2\pi n\Delta L}{\lambda}\right)\right]d\lambda \qquad (7.7)$$

Para determinar o valor deste integral é conveniente realizar a integração nas frequências, ou seja,

$$I_{out} = \frac{R_o k(1-k)}{2} I_F(\nu_B) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\nu-\nu_B}{\Delta\nu_B}\right)^2\right] \cdot \left[1+\cos\left(\frac{2\pi n\Delta L}{c}\nu\right)\right] d\nu \qquad (7.8)$$

onde $c=\lambda\nu$, é a velocidade da luz no vazio. Após integração por mudança de variável ν-ν_B=ν' e $d\nu$'=$d\nu$, obtém-se:

$$I_{out} = \frac{R_o k(1-k)}{2} I_F(\nu_B)\Delta\nu_B \sqrt{\frac{\pi}{4\ln 2}} \cdot \left[1+V\cos\left(\frac{2\pi n\Delta L}{c}\nu_B\right)\right] \qquad (7.9)$$

Ou, alternativamente, em comprimento de onda (combinando com a equação 7.5),

$$I_{out} = \frac{R_o k(1-k)}{2} I_o \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_o} \beta(\lambda_B) \cdot \left[1+V\cos\left(\frac{2\pi n\Delta L}{\lambda_B}\right)\right] \qquad (7.10)$$

onde $\beta(\lambda_B)$ é a mesma função dada por (5.9) que representa a posição relativa em comprimento de onda entre o sensor de Bragg e a fonte óptica (como, em geral, $\Delta\lambda_o$>>$\Delta\lambda_B$, esta função é praticamente 1). A variável V representa a função de visibilidade das franjas de interferência e é dada pela relação:

$$V = \exp\left[-\frac{\pi}{2}\left(\frac{n\Delta L}{L_{cB}}\right)^2\right] \qquad (7.11)$$

onde L_{cB} é o comprimento de coerência da radiação reflectida pela rede de Bragg:

$$L_{cB} = \frac{\lambda_B^2}{\Delta\lambda_B}\sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}} \qquad (7.12)$$

A expressão (7.10) não é mais do que a função de transferência do interferómetro de duas ondas (ver Figura 1.4) quando iluminado por uma fonte óptica Gaussiana com largura espectral $\Delta\lambda_B$, ou seja, iluminado pelo sinal óptico do sensor de Bragg (neste caso não estamos a considerar os efeitos de polarização no interferómetro). Um desvio no comprimento de onda do sensor de Bragg ($\delta\lambda_B$) produzirá um desvio ($\delta\phi$) da fase no sinal interferométrico igual a (o argumento do termo em coseno de (7.10) representa a fase: $\phi=2\pi n\Delta L/\lambda_B$):

$$\delta\phi = -\frac{2\pi n\Delta L}{\lambda_B^2}\delta\lambda_B \qquad (7.13)$$

Através de esquemas de processamento convencionais, já descritos no capítulo 2, é possível extrair a informação da fase, que por sua vez contém a informação sobre o desvio do comprimento de onda de Bragg do sensor. No entanto, estamos a assumir que o não-balanceamento do interferómetro se mantém constante ao longo de todo o período em que é realizada a medição, o que na verdade não se verifica devido às flutuações aleatórias da fase originadas por ruído quase-estático. Portanto, é necessário utilizar um esquema de processamento do sinal de fase que seja imune a estas flutuações e, se possível, às relacionadas com as variações do comprimento de onda de Bragg do sensor induzidas por outras grandezas físicas. Na secção seguinte será discutido um processo para evitar este problema.

7.2.1 Processamento Pseudo-Heterodino com Compensação de Flutuações

A Figura 7.5 mostra o esquema de processamento pseudo-heterodino com compensação de flutuações indesejáveis da fase para sensores de Bragg [(10)]. O sistema utiliza um segundo elemento de Bragg (referência) que se encontra isolado da acção do mensurando, estando, no entanto, sujeito a todas as restantes perturbações que afectam o elemento sensor de Bragg. Um dos braços do interferómetro é modulado com um sinal em rampa, de frequência angular ω_c, por forma a gerar-se à saída do interferómetro uma portadora pseudo-heterodina.

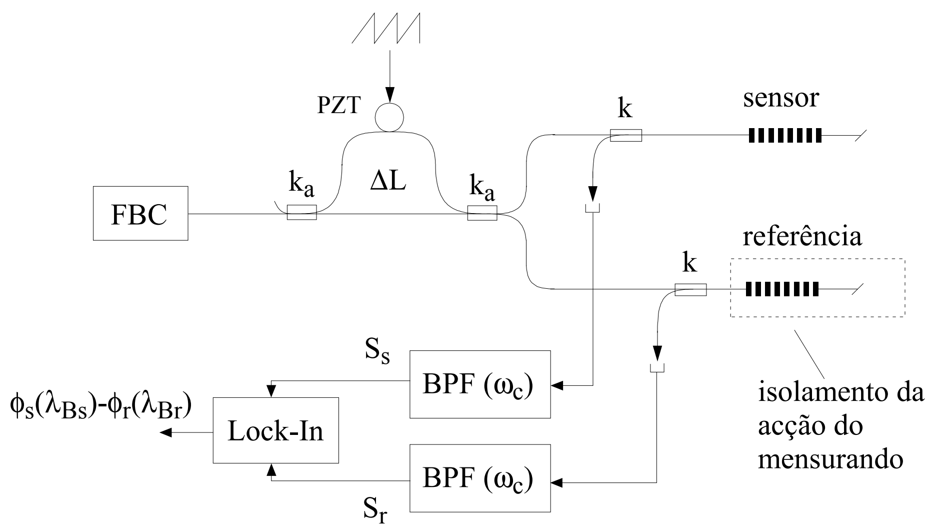


Figura 7.5 - Esquema de processamento pseudo-heterodino para sensores de Bragg com compensação de flutuações indesejáveis (BPF: filtro passa-banda centrado em ω_c).

Fixando um valor para o não-balanceamento do interferómetro (ΔL) muito menor que o comprimento de coerência do sinal reflectido pelos elementos de Bragg (L_{cB}), observa-se sinais de interferência em cada uma das saídas, que podem ser expressos por (desprezando as perdas de potência óptica no sistema e considerando k_a=1/2):

$$I_{out(s)} = I_o A_s\left[1 + V_s \cos\left(\omega_c t + \phi_s(\lambda_{Bs})\right)\right] \tag{7.14}$$

$$I_{out(r)} = I_o A_r\left[1 + V_r \cos\left(\omega_c t + \phi_r(\lambda_{Br})\right)\right] \tag{7.15}$$

onde os índices "*s*" e "*r*" se referem respectivamente, aos percursos sensor e referência, V_s e V_r são as funções de visibilidade dadas por (7.11), e

$$\phi_{s,r}(\lambda_{Bs,r}) = \frac{2\pi n \Delta L}{\lambda_{Bs,r}} \tag{7.16}$$

$$A_{s,r} = \frac{R_{os,r}k(1-k)}{2}\beta(\lambda_{Bs,r})\frac{\Delta\lambda_{Bs,r}}{\Delta\lambda_o} \tag{7.17}$$

Refira-se que, apesar de não ser essencial, é de toda a conveniência que sejam iguais os elementos de Bragg sensor e de referência. Colocando os filtros de banda sintonizados para a frequência ω_c, obtemos as portadoras pseudo-heterodinas:

$$S_s = I_o A_s V_s \cos\left(\omega_c t + \phi_s(\lambda_{Bs})\right) \tag{7.18}$$

$$S_r = I_o A_r V_r \cos\left(\omega_c t + \phi_r(\lambda_{Br})\right) \tag{7.19}$$

Do mesmo modo que no Capítulo 4, podemos usar um amplificador "lock-in" para obter a diferença de fase $\Delta\phi=\phi_s-\phi_r$, eliminando-se assim, em princípio, os termos de fase indesejáveis. Saliente-se que com esta técnica de referenciação, o interferómetro não necessita de estar isolado das variações ambientais, o que constitui uma vantagem significativa.

Na secção seguinte vamos analisar a topologia da rede em termos de potência de retorno por sensor, assim como a sensibilidade deste considerando as fontes primárias de ruído.

7.3 Avaliação da Sensibilidade da Rede TDM+SDM

Atendendo ao esquema de multiplexagem ilustrado na Figura 7.1 (rede TDM+SDM), temos cada par de sensores de Bragg (G_1 e G_2, G_3 e G_4, etc.) separados espacialmente através da sua própria fibra de retorno, e em cada canal de saída os sensores de Bragg de cada par estão separados no tempo através do atraso temporal produzido pelo troço de fibra com comprimento (L_d). Para garantir divisão temporal em cada canal de saída, as seguintes condições têm de ser satisfeitas:

$$\sigma \leq \frac{2nL_d}{c} \tag{7.20}$$

$$T \geq 2\sigma \tag{7.21}$$

onde T e σ são, respectivamente, a periodicidade e a duração dos impulsos ópticos injectados no sistema, n é o índice de refracção efectivo do modo da fibra e c é a velocidade da luz no vácuo. Sendo I_o a potência total emitida pela fonte óptica, devido a esta modulação a potência média injectada no sistema será apenas:

$$I_m = \frac{\sigma}{T} I_o \tag{7.22}$$

Assumindo que a rede contem N sensores, serão então precisos (N-1) acopladores direccionais e N/2 troços de fibra de atraso para construir a rede. Para assegurar que cada sensor da rede proporcione a mesma potência óptica de retorno é necessário que todos os acopladores possuam a mesma constante de acoplamento (k) com valor 1/2. Usando este critério e desprezando, de momento, as perdas no sistema, a potência óptica de retorno por sensor será dada por:

$$I_s = R_o I_m \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_o} \beta(\lambda_B) \frac{1}{2^{2+\log_2 N}} \tag{7.23}$$

No caso de considerarmos as perdas de potência, a análise simplifica-se substancialmente se assumirmos que as perdas nas fibras, nos acopladores, nas juntas, etc., se encontram concentradas nos acopladores, originando, assim, um factor de perda de potência de 1-γ todas as vezes que a radiação atravessa um acoplador direccional. Portanto, 1-γ é aproximadamente igual à perda total de potência óptica no conjunto constituído por um acoplador e uma junta de fusão. No caso dos sensores que se situam logo a seguir às fibras de atraso (L_d), iremos ter uma perda de potência nesse ramo maior que a do ramo que não contem essa fibra, ou seja, a potência óptica de retorno dos sensores G_{i-1} será sempre menor que a dos sensores G_i. Portanto, para que todos tenham a mesma potência de retorno, seria necessário introduzir deliberadamente perdas de potência no ramo dos sensores G_i, o que não seria muito prático. Para a análise comparativa vamos desprezar esta perda de potência, admitindo que os acopladores introduzem perdas substancialmente maiores (isso, em princípio, pode ser conseguido utilizando comprimentos pequenos para as fibras de atraso).

Assumindo isso, tem-se para a potência óptica de retorno por sensor no caso de perdas no sistema:

$$I_s = R_o I_m \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_o} \beta(\lambda_B) \left(\frac{\gamma}{2}\right)^{2+\log_2 N} \tag{7.24}$$

A Figura 7.6 mostra a dependência da potência de retorno por sensor (normalizada pela potência média injectada no sistema) do número de sensores na rede, para os casos sem perdas (isto é, γ=1) e com perdas de potência óptica (comprimento de onda de operação: 830 nm). Neste último caso admitiu-se uma perda de potência por junta de fusão de 0.1 dB e uma perda por acoplador de 0.2 dB, donde resulta γ=0.93.

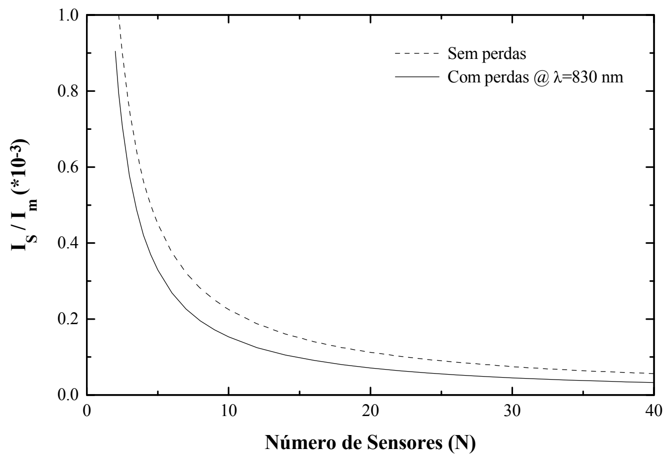


Figura 7.6 - Potência de retorno por sensor (normalizada pela potência média) em função do número de sensores na rede. Considerou-se, para a simulação, os seguintes valores: R_o=0.9, $\Delta\lambda_o$=20 nm, $\Delta\lambda_B$=0.2 nm, λ_o=λ_B=830 nm e γ=0.93.

Para avaliar a sensibilidade de cada sensor quando se utiliza o esquema de processamento pseudo-heterodino, vamos considerar que o sistema se encontra sintonizado momentaneamente para o sensor i (i=1,2,3,…N). O sinal interferométrico obtido na saída correspondente é:

$$I_{out(i)} = I_s\left[1 + V_{si}\cos\left(\omega_c t + \phi_{si}\sin(\omega_i t) + \phi_d(t)\right)\right] \tag{7.25}$$

onde $\phi_{si}\sin(\omega_i t)$ representa as variações de fase induzidas por variações do comprimento de onda de Bragg do sensor i originadas por acção da grandeza física a medir; $\phi_d(t)$ é a fase quase-estática do interferómetro; ω_c é a frequência angular da portadora pseudo-heterodina; V_{si} é a visibilidade correspondente ao sensor i; e I_s é a potência óptica de retorno por sensor dada por (7.24).

Seguindo a análise efectuada na secção 3.3, considerando detecção síncrona, ϕ_{si}<<1 e uma relação sinal-ruído unitária, a sensibilidade de fase $\phi_{s|x}$, imposta pela fonte de ruído x com uma densidade espectral de ruído óptico equivalente ao quadrado de H_x (ver Apêndice B), será dada por:

$$\phi_{s|x} = \frac{\sqrt{2BH_x}}{V_i MI_s} \tag{7.26}$$

onde B é a largura de banda do sistema de detecção, M é o factor de ganho na detecção na eventualidade de se utilizar um APD, e I_s é dado pela equação (7.24).

Ruído de Fase

A densidade espectral de ruído de fase, H_{fase}, à saída de um interferómetro de duas ondas com um atraso diferencial τ ($\tau = n\Delta L/c$), iluminado por uma fonte óptica com um tempo de coerência τ_c (no nosso caso definido pela largura espectral do elemento de Bragg, $\tau_c = L_{cB}/c$) é descrita pela relação (B.6). Como o processamento de sinal é pseudo-heterodino, temos de considerar o valor médio dos termos em "$\sin^2(\omega_o\tau)$" e "$\cos^2(\omega_o\tau)$" da equação (B.6), o que origina uma densidade espectral de ruído de fase igual a (com $I_1 = I_2 = I_s/4$ e $z = \tau/\tau_c$):

$$H_{fase} = \frac{M^2 I_s^2}{4}\tau_c e^{-2z}\left[\cosh(2z) - 1 + \sinh(2z) - 2z\right] \tag{7.27}$$

Combinando as equações (7.26) e (7.27), obtém-se a sensibilidade devida ao ruído de fase,

$$\phi_{s|fase} = \sqrt{\frac{B\tau_c}{2V^2} e^{-2z}\left[\cosh(2z) + \sinh(2z) - 2z - 1\right]} \tag{7.28}$$

Ruído Quântico

A densidade espectral de ruído quântico, H_{shot}, é dada por (B.3). Nesta expressão, I_D é a potência média total incidente no detector, o que significa para o caso aqui em estudo, $I_D = 2I_s$ (corresponde aos dois impulsos ópticos que chegam ao detector). Assim, combinando (7.26) e (7.24), obtém-se:

$$\phi_{s|shot} = \sqrt{\frac{8BM^y h\nu_o \Delta\lambda_o}{\eta V^2 R_o \Delta\lambda_B I_m}\left(\frac{2}{\gamma}\right)^{2+\log_2 N}} \tag{7.29}$$

Na expressão anterior estamos a considerar detectores de silício, donde o excesso de ruído F (ver Apêndice B) é dado muito aproximadamente por $F \approx M^y$, sendo $y=0$ ou $y=0.25$ quando se considera um detector p-i-n ou um APD, respectivamente [11]. As restantes variáveis são as definidas no Apêndice B.

Ruído Electrónico

A densidade espectral de ruído electrónico, H_{elec}, é dada por (B.4). Atendendo a (7.24) e (7.26), obtemos:

$$\phi_{s|elec} = \frac{\sqrt{2B}h\nu_o\Delta\lambda_o}{\eta e_o VMR_o\Delta\lambda_B I_m}\left(\frac{2}{\gamma}\right)^{2+\log_2 N}\sqrt{2e_o i_{dark} M^{2+y} + \frac{4k_B T}{R_f} + i_{amp}^2} \tag{7.30}$$

No que respeita à densidade espectral de ruído térmico, H_{temp}, esta fonte de ruído pode ser desprezada na análise considerando a sua grandeza e, também, o facto de as flutuações térmicas serem compensadas pelo esquema de processamento de sinal.

Assumindo que não existe nenhuma correlação entre as fontes de ruído anteriormente equacionadas, temos a fase mínima detectável (para uma razão sinal-ruído unitária) dada por:

$$\phi_{s|\min} = \sqrt{\phi_{s|shot}^2 + \phi_{s|elec}^2 + \phi_{s|fase}^2} \tag{7.31}$$

Este valor da fase mínima detectável pode ser minimizado se escolhermos um valor óptimo para o ganho interno do fotodetector APD (M_{opt}). Esse valor é [12,13]:

$$M_{opt} = \left[\frac{h\nu_o}{\left(2e_o^2\eta I_s + e_o h\nu_o i_{dark}\right)y}\left(\frac{4k_B T}{R_f} + i_{amp}^2\right)\right]^{\frac{1}{2+y}} \tag{7.32}$$

onde I_s é dado pela equação (7.24).

<u>*Resultados Numéricos*</u>

A sensibilidade dos sensores da rede da Figura 7.1 foi avaliada utilizando-se para os vários parâmetros os seguintes valores: $\Delta\lambda_B$=0.2 nm, $\Delta\lambda_o$=20 nm, λ_B=λ_o=830 nm, I_o=1 mW (I_m=500 μW para um "*duty-cycle*" de 50 %), R_o=0.9, $n\Delta L$=700 μm, V_i=0.86 (expressa por (7.11) e (7.12)), T=300 K, R_f= 10 kΩ, i_{amp}=2.7 pA/√Hz (para o amplificador Hamamastu C5460). Para operação a 830 nm: η(Si)=0.74, y(Si)=0.3, i_{dark}(Si)=1 nA. Todos os resultados para a sensibilidade estão normalizados por √B.

A Figura 7.7 mostra o ganho óptimo do APD (M_{opt}), em função do número de sensores da rede, que minimiza a sensibilidade total $\phi_{s|\min}$ dos sensores. Considerando o ganho óptimo para o APD, a Figura 7.8 mostra a variação da sensibilidade dos sensores em função do número destes, considerando cada fonte de ruído independentemente.

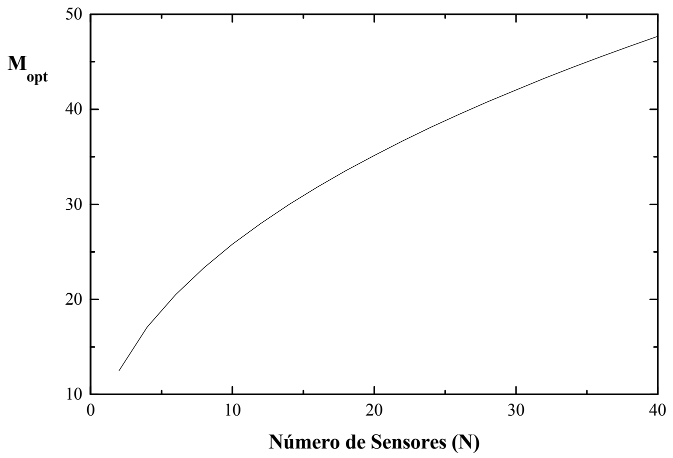


Figura 7.7 - Ganho na detecção que optimiza a sensibilidade dos sensores da rede (operação a 830 nm com perdas).

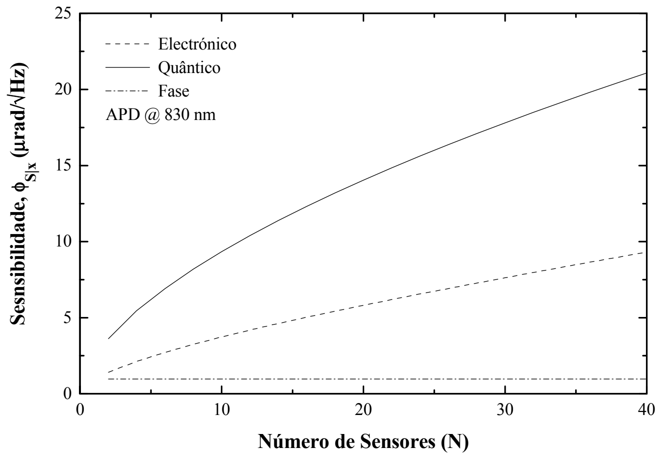


Figura 7.8 - Sensibilidade dos sensores da rede, determinada para cada uma das fontes de ruído, considerando a utilização de um detector APD com ganho óptimo a operar a 830 nm e existência de perdas.

Admitindo que os sensores de Bragg são utilizados na medição de deformações (ε), então uma variação na deformação ($\delta\varepsilon$) induzirá uma variação no comprimento de onda de Bragg do sensor ($\delta\lambda_B$), que por sua vez originará uma variação da fase ($\delta\phi$). A partir de (7.13) e de (1.22), obtém-se

$$\delta\phi = -\frac{2\pi n\Delta L}{\lambda_B}\left(\frac{\partial\lambda_B}{\lambda_B\partial\varepsilon}\right)\delta\varepsilon = -\frac{2\pi n\Delta L}{\lambda_B}S_\varepsilon(\lambda_B)\delta\varepsilon \tag{7.33}$$

onde $S_\varepsilon(\lambda_B)$ é a sensibilidade normalizada à deformação para um sensor de Bragg, que é aproximadamente igual a $0.78*10^{-8}$ $\mu\varepsilon^{-1}$ (ver Tabela 1.5). Substituindo na equação (7.33) os valores dos parâmetros usados na simulação, e considerando na equação (7.31) os resultados da sensibilidade de fase para as três fontes de ruído da Figura 7.8, é possível estimar o valor da deformação mínima detectável em função do número de sensores da rede. A Figura 7.9 mostra-nos esse resultado. Apenas como termo de comparação, a Figura 7.10 mostra a deformação mínima detectável por sensor quando é utilizado um detector p-i-n.

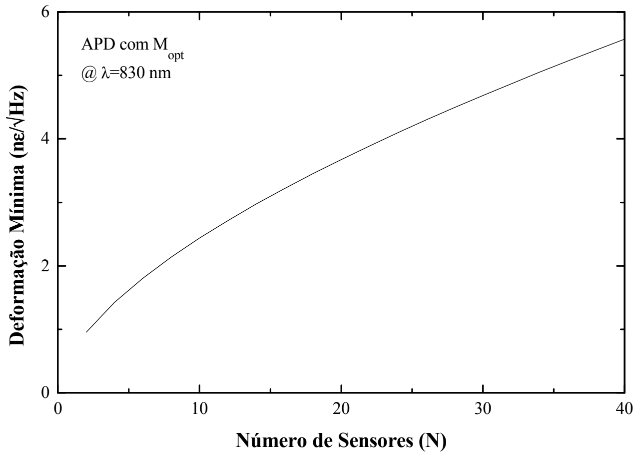


Figura 7.9 - Deformação mínima detectável em função do número de sensores da rede.

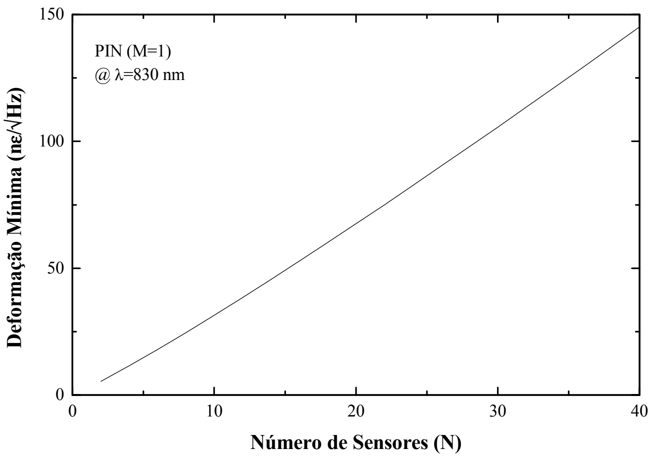


Figura 7.10 - Deformação mínima detectável em função do número de sensores da rede, quando é utilizado um detector p-i-n (y=0 => M=1).

Os resultados indicam claramente que a utilização de um detector APD melhora a sensibilidade à deformação dos sensores da rede por um factor ≈26 relativamente à utilização de um detector p-i-n, proporcionando uma sensibilidade de 5.7 nε/√Hz para N=40 (145.1 nε/√Hz para o p-i-n). Esta diferença tem a ver com o facto de a potência óptica de retorno por sensor ser bastante baixa.

É importante referir que toda a análise descrita anteriormente é para sensores operando na região das frequências fora da zona de ruído 1/f. Para sensores que operam nesta região, o nível de ruído é, normalmente, determinado pelo ruído 1/f da electrónica de detecção e processamento. Neste caso torna-se vantajoso utilizar um APD com ganho elevado, mas de modo a que o ruído associado não exceda o nível de ruído 1/*f* presente no sistema.

7.4 Implementação Experimental da Rede TDM+SDM

Para demonstrar a funcionalidade do esquema de multiplexagem e desmodulação da rede TDM+SDM, implementamos a topologia da Figura 7.1 para N=8, utilizando acopladores direccionais com coeficiente nominal de acoplamento 1/2. A Figura 7.11 mostra o esquema da experiência realizada.

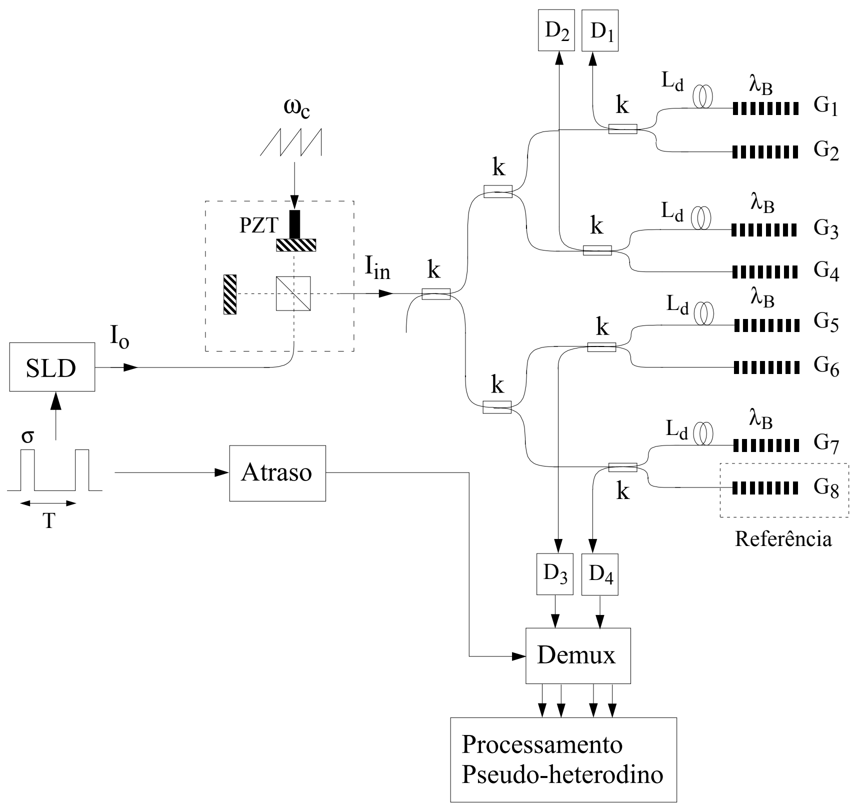


Figura 7.11 - Esquema de multiplexagem implementado.

Tínhamos, portanto, 4 saídas em fibra óptica (detectores D_1 a D_4), cada uma contendo sinais ópticos provenientes de dois sensores de Bragg, que eram separados temporalmente por um troço de fibra de comprimento $L_d \approx 40$ m (atenuação da fibra: ≈2.5 dB/km - operação a 830 nm), correspondente a um atraso de ≈400 ns. O sistema era iluminado por um díodo superluminescente (Superlum Ltd. mod. SLD-361/A, controlado em temperatura), emitindo a 830 nm com uma largura espectral a meia altura de 18.5 nm e proporcionando uma potência óptica total na fibra de ≈1.5 mW. A corrente de injecção do SLD foi modulada com um sinal eléctrico em forma de onda quadrada com uma frequência de 1.1 MHz e um "duty-cycle" de

≈1/3 (largura dos impulsos de ≈300 ns). Os oito sensores de Bragg (G_1 a G_8) eram todos idênticos, possuindo perfis espectrais do tipo Gaussiano com comprimento de onda de Bragg de 830 nm, largura espectral de ≈0.2 nm e reflectividades de ≈90%. O interferómetro era um Michelson clássico (Queensgate Instruments Ltd.) com um não-balanceamento óptico (isto é, $n\Delta L$) de ≈702 μm, que corresponde a uma banda espectral livre (FSR) de ≈0.98 nm. Um dos braços do interferómetro possuía um modulador piezoeléctrico (PZT), no qual foi aplicado um sinal em "dente-de-serra" de frequência 300 Hz ($\omega_c/2\pi$) e amplitude ajustada de forma a modular a fase do interferómetro de 2π (uma franja) em cada período.

Os sinais ópticos de retorno dos sensores de Bragg foram detectados por quatro APD's com andares de amplificação (Hamamatsu C5460), possuindo um ganho variável de 0.2 a 10 V/μW, com uma largura de banda máxima de 10 MHz e um nível de ruído à saída de ≈0.2 pW/√Hz. Cada bloco de detecção recebe dois impulsos ópticos intervalados por ≈400 ns, que dão posteriormente separados com um circuito desmultiplexador síncrono de dois canais (Demux - ver Apêndice C). Após separação, os sinais são desmodulados utilizando o esquema de processamento pseudo-heterodino descrito na secção 7.2.1. O sensor de Bragg de referência (G_8) foi colocado num ambiente de temperatura controlada e livre de deformações mecânicas. As saídas dos amplificadores "lock-in" foram processadas graficamente por um computador pessoal através de uma placa de conversão analógica-digital de 12 bits. A resolução dos amplificadores "lock-in" era de 0.1 grau, correspondendo a uma resolução no comprimento de onda de ≈0.27 pm, para uma banda espectral livre (FSR) de ≈0.98 nm, determinada pelo não-balanceamento do interferómetro receptor.

7.4.1 Resultados Experimentais e Respectiva Análise

Na Figura 7.12 mostram-se os quatro trens de impulsos detectados pelos detectores APD provenientes dos oito sensores de Bragg que constituem a rede. De forma a tornar mais visíveis os diferentes impulsos (já que estes teriam teoricamente a mesma amplitude), foram introduzidas perdas adicionais nos diversos ramos que contêm os sensores de Bragg. O facto de cada impulso aparecer "preto" entre certos limites é devido ao interferómetro receptor estar a ser modulado com a portadora pseudo-heterodina (ω_c), com uma amplitude que varre toda a sua função de transferência.

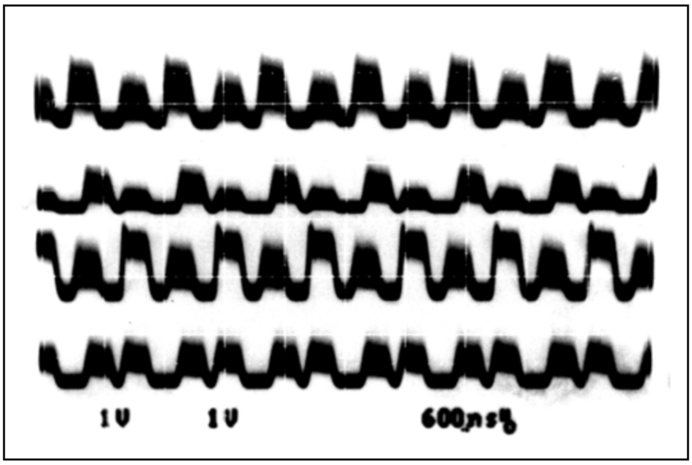
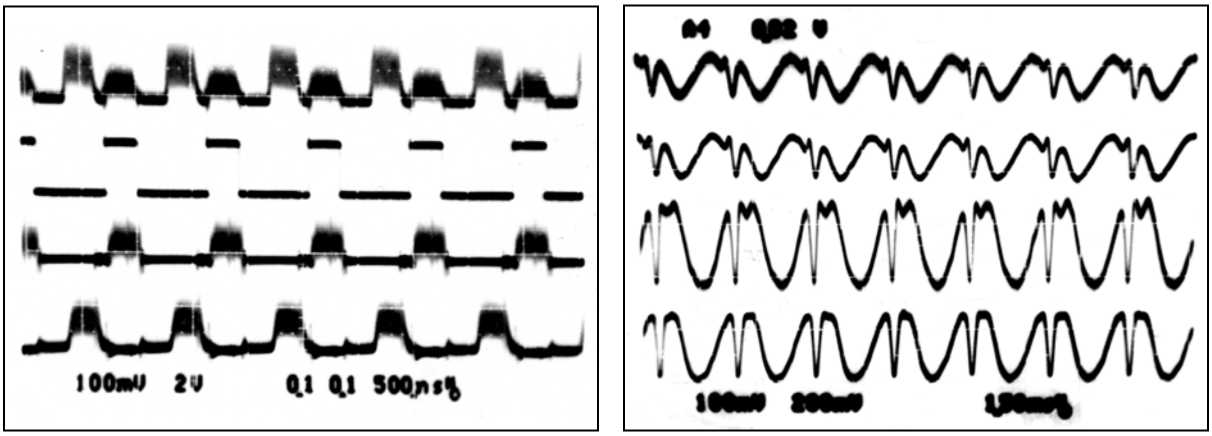


Figura 7.12 - Trem de impulsos provenientes da rede. Cada traço corresponde a uma saída de um bloco de detecção.

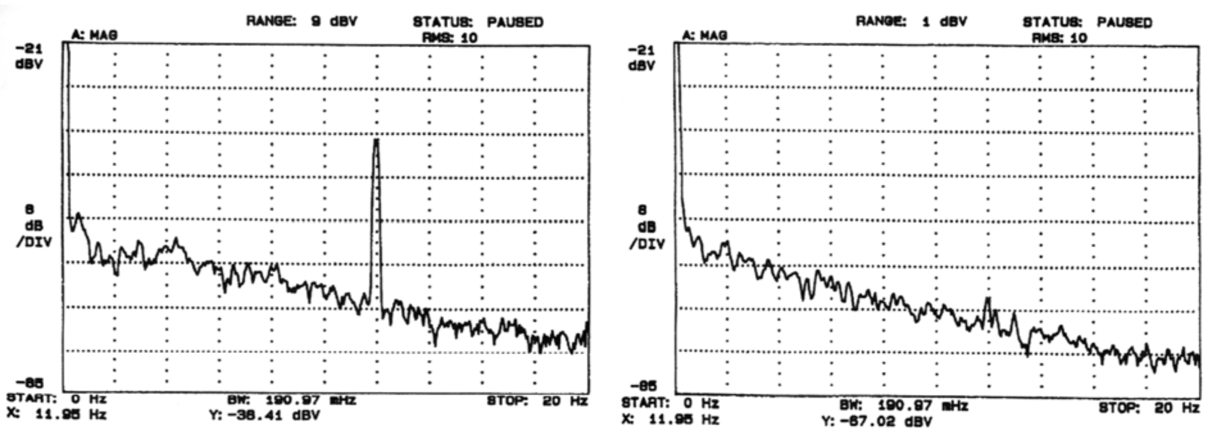
A Figura 7.13(a) mostra os impulsos correspondentes aos sensores de Bragg G_1 e G_2, antes e depois do circuito desmultiplexador (Demux). Os pequenos picos de tensão que se observam nos dois impulsos desmultiplexados resultam de reflexões electrónicas de alta frequência provocadas por desajuste de impedâncias na placa do circuito electrónico. Na Figura 7.13(b) mostra-se os sinais desmultiplexados de 4 sensores de Bragg (após filtragem à frequência da portadora - ω_c), quando o interferómetro receptor é modulado por uma franja.



(a) (b)

Figura 7.13 - (a) Impulsos dos sensores de Bragg G_1 e G_2 antes e depois do Demux (o sinal de sincronismo produzido pelo circuito de atraso electrónico é o segundo a contar do topo da figura). (b) Sinais desmultiplexados de quatro sensores de Bragg, após filtragem à frequência da portadora pseudo-heterodina.

Para avaliar a sensibilidade do sistema às deformações mecânicas de baixa frequência e, ao mesmo tempo, o nível de "crosstalk" entre sensores sucessivos pertencentes ao mesmo canal de saída (neste caso, os sensores G_3 e G_4), aplicou-se ao sensor de Bragg G_3 um sinal sinusoidal com uma amplitude de deformação axial de ≈3.4 με(rms) e frequência ≈12 Hz. A deformação foi aplicada através de um PZT, onde o sensor de Bragg foi previamente fixado. A Figura 7.14(a) mostra o espectro de saída da diferença de fase processada correspondente ao sensor de Bragg G_3 (isto é, a diferença entre a fase do sensor G_3 e a fase de referência, G_8). Deste resultado obtém-se, para a componente de frequência 12 Hz, uma razão sinal-ruído de ≈31dB que, normalizada à largura de banda de 1 Hz, corresponde a uma sensibilidade à deformação de ≈230 nε/√Hz. A Figura 7.14(b), mostra o espectro do sinal proveniente do sensor de Bragg G_4 quando o sensor G_3 é modulado. Como se pode verificar, o nível de "crosstalk" é ≈ -30 dB (resultado similar foi obtido quando se aplicou a modulação sinusoidal ao sensor G_4).

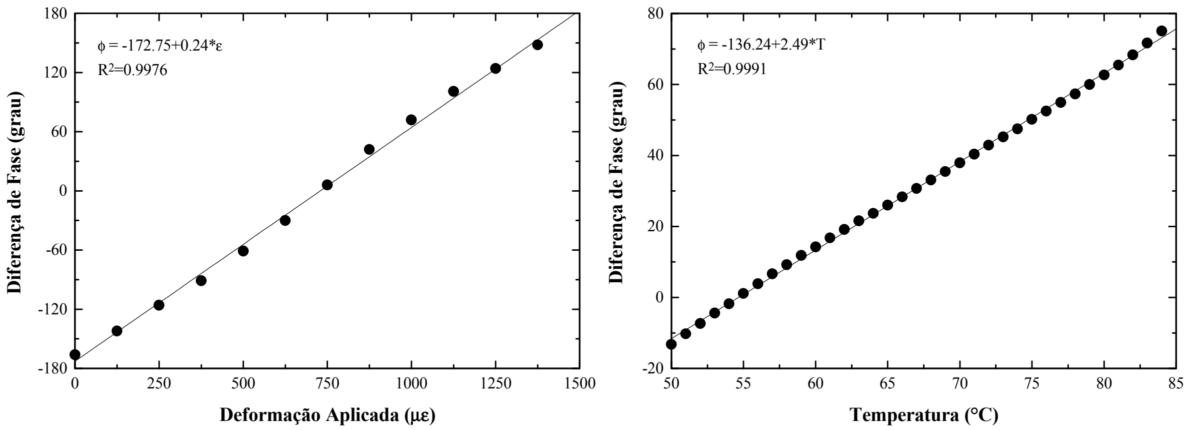


(a) (b)

Figura 7.14 - Saídas processadas dos sensores de Bragg (a) G_3 e (b) G_4, quando um sinal sinusoidal de teste com amplitude de 3.4 με (rms) e frequência ≈12 Hz é aplicado ao sensor G_3 (largura de banda de medição: 190.97 mHz)

Para a determinação da resposta fase-deformação (δφ/δε), fixou-se um dos sensores de Bragg entre dois pontos distanciados de ≈40 cm duma plataforma móvel. Após afastamento dos pontos de fixação da plataforma, mediu-se a diferença de fase correspondente à saída do amplificador "lock-in". O resultado experimental é apresentado na Figura 7.15(a), de onde se obtém 0.237 grau/με, o que corresponde a um coeficiente comprimento de onda de Bragg-deformação ($\delta\lambda_B/\delta\varepsilon$) de ≈0.64 pm/με. Para medir a resposta fase-temperatura (δφ/δT), um dos sensores de Bragg foi aquecido num pequeno forno. O resultado experimental obtido foi de

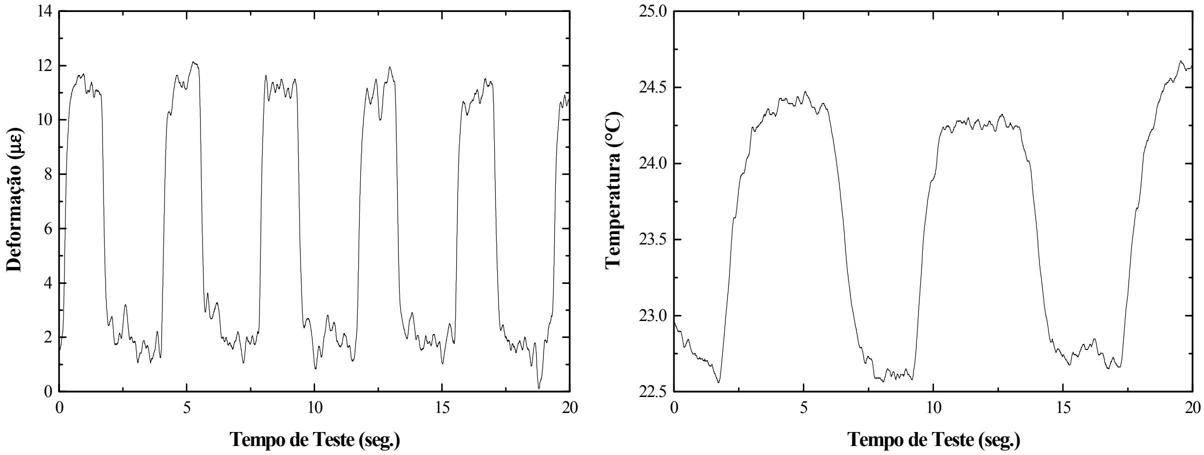
2.49 grau/°C, como nos mostra a Figura 7.15(b). Este valor corresponde a um coeficiente comprimento de onda de Bragg-temperatura ($\delta\lambda_B/\delta T$) de ≈6.79 pm/°C (ver Tabela 1.5).



(a) (b)

Figura 7.15 - Variação da diferença de fase com (a) deformação axial e (b) temperatura aplicada a um sensor de Bragg.

Para testar o comportamento do sistema sensor na monitorização de perturbações quase-estáticas de deformação axial, aplicou-se a um dos sensores de Bragg um sinal de deformação periódico com frequência ≈0.26 Hz e amplitude ≈9 με (pico a pico). Pelo resultado experimental da Figura 7.16(a), obtém-se uma resolução de ≈1.2 με (determinada pelo nível de ruído) numa largura de banda de medição de 30 Hz, donde resulta ≈219 nε/√Hz. Sendo a gama de medição máxima ≈1.5 mε (Figura 7.15a), tem-se uma gama dinâmica ≈62 dB. A Figura 7.16(b) mostra-nos a resolução quase-estática em temperatura, quando um sensor de Bragg é aquecido periodicamente com uma frequência de ≈0.13 Hz e amplitude (pico a pico) de ≈1.4°C. Deste resultado obtém-se uma resolução para a temperatura quase-estática de ≈0.12°C (numa largura de banda de medição de 30 Hz), a que corresponde, com um intervalo de medição máximo de ≈35 °C (Figura 7.15b), a uma gama dinâmica de ≈49 dB. Este valor deveria ser maior, em princípio, já que uma excursão de fase de 2π no interferómetro corresponde a uma variação de temperatura de 137 °C, o que daria uma gama dinâmica de ≈61 dB. Isto não foi conseguido experimentalmente (Figura 7.15b), devido ao facto de o termómetro de calibração do forno não estar operacional acima dos 90 °C e, portanto, os valores de temperatura lidos acima deste valor não serem correctos.



(a) (b)

Figura 7.16 - Resposta do sensor a perturbações quase-estáticas de (a) deformação axial a 0.26 Hz e de (b) temperatura a 0.13 Hz.

Da análise efectuada na secção 7.3 e considerando os parâmetros da experiência (I_s=33.3 nW com "duty-cycle" 1/3, V_i=0.64, N=8, APD com ganho M=200), obtemos para as sensibilidades impostas pelas diversas fontes de ruído os seguintes valores: ϕ_{fase}=0.97 μrad/√Hz, ϕ_{shot}=30.52 μrad/√Hz, ϕ_{elec}=5.70 μrad/√Hz, o que implica uma fase mínima detectável (eq.(7.31)) de ϕ_{min}=31.1 μrad/√Hz. Este valor equivale a uma deformação mínima detectável de ε_{min}=7.5 nε/√Hz (considerando o resultado experimental da Figura 7.15(a): 4.14 μrad/nε). Em conjunto com as fontes de ruído consideradas e por estarmos a operar os sensores abaixo dos 100 Hz, devemos incluir o ruído 1/*f* da electrónica de detecção e de desmultiplexagem dos impulsos, que se constatou aumentar o nível de ruído por um factor de 28.2 (≈29 dB), donde resulta uma deformação mínima detectável de ≈212 nε/√Hz. Este valor é razoavelmente próximo do medido experimentalmente (230 nε/√Hz, da Figura 7.14a).

Como seria de esperar, os valores de sensibilidade encontrados são dominados pela fonte de ruído 1/*f*, a qual não é possível quantificar teoricamente. A análise apresentada na secção 7.3 é aplicável a sensores que operam fora da região de ruído 1/*f*. Para sensores que operam dentro desta região, tais como sensores de temperatura ou de deformação mecânica em materiais compósitos, o nível de ruído do sistema é normalmente determinado pelo ruído 1/*f* da electrónica. Como referido anteriormente, nestas circunstâncias torna-se vantajoso o uso de detectores APD com ganho elevado, sendo o limite máximo para o valor deste determinado pela condição de o nível de ruído por ele gerado não exceder o nível de ruído do tipo 1/*f* presente no sistema.

A capacidade de substituição de sensores neste sistema foi demonstrada movendo os sensores para localizações de saída diferentes da sua posição inicial na rede, não se tendo verificado alterações no seu desempenho. Esta vantagem resulta directamente da topologia em *árvore* com endereçamento espacial. Contudo, este tipo particular de topologia obriga a que, para uma rede com N sensores, sejam precisos $N/2$ detectores e respectivas fibras de saída, o que é uma desvantagem quando comparado com uma topologia típica em *árvore* (ver Figura 2.1g), que necessita apenas de um bloco detector. A facilidade na manutenção e no substituição de sensores em caso de mau funcionamento ou falha, a possiblidade de todos os sensores serem idênticos e o baixo nível de "crosstalk", fazem desta topologia uma escolha prática potencial para os sistemas que necessitem de um grande número de sensores.

7.5 Implementação Experimental da Rede TDM+SDM+WDM

Como foi referido no início deste capítulo, um processo de aumentar drasticamente o número de sensores numa rede, capazes de serem interrogados de um modo eficiente com uma única unidade de processamento, consiste em combinar, de uma forma apropriada, várias técnicas de endereçamento. Considerando o esquema de multiplexagem da Figura 7.2 (rede TDM+SDM+WDM), tem-se cada par (G_{i-1},G_i) contendo $2h$ sensores de Bragg com comprimentos de onda de Bragg λ_h, separados espacialmente através da sua fibra de retorno; por seu turno, cada grupo G_i com h sensores de Bragg é separado no tempo do grupo G_{i-1}. Como cada grupo G_i contém h sensores de Bragg diferentes, os sinais ópticos de retorno correspondentes a cada um deles vêm separados em comprimento de onda. Para discriminar os diversos comprimentos de onda de Bragg (λ_h) utiliza-se um filtro óptico passa-banda sintonizável (neste caso, uma cavidade de Fabry-Pérot em fibra com possibilidade de variar a distância entre as superfícies reflectoras - ver Figura 1.5). O princípio de funcionamento do filtro de Fabry-Pérot (FFP) é idêntico ao do esquema de desmodulação descrito na secção 5.2, só que neste caso o filtro óptico possui uma gama sintonizável em comprimento de onda muito superior à de uma rede de difracção em fibra óptica.

Para demonstrar a funcionalidade deste esquema de multiplexagem mista, implementamos a topologia da Figura 7.2 com N=11, utilizando a mesma rede em fibra óptica com os respectivos acopladores e linhas de atraso da experiência anterior. A Figura 7.17 mostra o esquema utilizado experimentalmente. A razão por que foram utilizados apenas 11 sensores de Bragg teve a ver com dificuldades de ordem prática na fabricação destes sensores com comprimentos de onda distintos, tendo-se apenas disponíveis para a experiência 11 destes componentes.

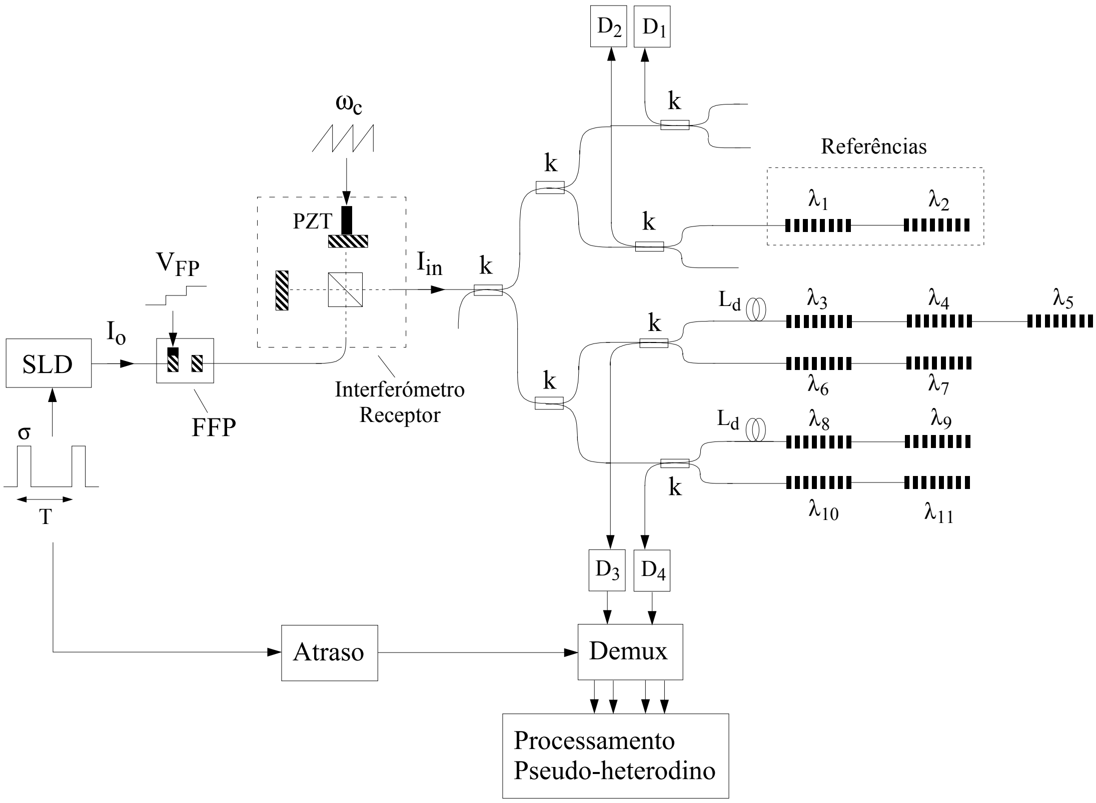


Figura 7.17 - Esquema de multiplexagem mista implementado.

Cada sensor de Bragg localizado ao longo de um grupo G_i de *h* sensores foi fabricado com um comprimento de onda de Bragg distinto, e com um valor que garantia que, no seu desvio máximo, não se sobrepunha ao do sensor adjacente. Por conseguinte, a banda espectral livre (FSR) do FFP era capaz de interrogar todos os comprimentos de onda de Bragg dos sensores. Sintonizando o FFP para um dos sensores de Bragg, o sinal de interferência à saída era máximo e com uma amplitude que diminuía à medida que o comprimento de onda de Bragg do sensor sofria um desvio. Este decréscimo de potência era determinado pelo perfil da curva espectral do FFP não tendo, no entanto, influência na medição, visto que o que é medido é a variação da fase induzida por variação do comprimento de onda de Bragg do sensor.

O sistema foi iluminado por um díodo superluminescente (Superlum Ltd. mod. SLD-361/A controlado em temperatura), emitindo a 827.25 nm com uma largura espectral a meia altura de 18.5 nm, e proporcionando uma potência óptica total na fibra de ≈1.5 mW. A corrente de injecção do SLD foi modulada com um sinal eléctrico em forma de onda rectangular, com uma frequência de 1.1 MHz e um “duty-cycle” de ≈1/3 (largura dos impulsos: ≈300 ns). O filtro sintonizável era um Fabry-Perot em fibra (Queensgate

Instruments Ltd, mod. QF100) com uma banda espectral livre FSR≈40 nm, uma largura de banda de ≈0.65 nm e um coeficiente de sintonia comprimento de onda-tensão eléctrica de 11.43 nm/V. O interferómetro receptor era um Michelson clássico (também fabricado pela Queensgate Instruments Ltd.) com um não-balanceamento óptico ≈702 μm (equivalente a um FSR≈0.98 nm). Como a largura de banda do FFP era menor do que a banda espectral livre do interferómetro receptor, a gama absoluta de medição do sistema é limitada a ≈0.65 nm. Este valor pode ser aumentado, alterando o FSR do filtro de Fabry-Pérot (o que não foi possível com o dispositivo aqui usado). Do mesmo modo que na experiência anterior, um dos braços do interferómetro receptor foi modulado com um sinal em "dente-de-serra" de frequência 300 Hz e amplitude ajustada de modo a varrer a fase do interferómetro por uma franja. Ao filtro de Fabry-Pérot aplicou-se uma tensão eléctrica (directamente ao seu PZT) com forma "em degrau" à medida que se sintoniza um qualquer sensor de Bragg situado num grupo G_i de k sensores.

Apesar do número total de sensores de Bragg que podem ser multiplexados com este sistema ser grande, apenas foram utilizados 11 sensores, como mostra a Figura 7.17. Os comprimentos de onda de Bragg dos sensores variavam entre ≈825 nm e ≈837 nm, com larguras espectrais de ≈0.2 nm. Os sinais ópticos de retorno foram detectados por APD's com andares de amplificação (Hamamatsu C5460), possuindo um ganho variável de 0.2 a 10 V/μW, com largura de banda de 10 MHz e nível de ruído de ≈0.2 pW/√Hz. A resolução dos amplificadores "lock-in" era de ≈1.8 mrad, o que corresponde a uma resolução no comprimento de onda de ≈0.27 pm para uma banda espectral livre do interferómetro receptor de 0.98 m.

7.5.1 Resultados Experimentais e Respectiva Análise

Para demonstrar a operação de interrogação WDM, aumentou-se gradualmente a tensão eléctrica DC aplicada ao PZT do FFP, de maneira a "varrer" os comprimentos de onda de Bragg dos sensores localizados num mesmo grupo G_i. A Figura 7.18 mostra os sinais espectrais detectados, correspondentes aos sensores de Bragg λ_3, λ_4 e λ_5. As diferentes amplitudes das curvas espectrais obtidas são devidas, principalmente, às diferentes reflectividades destes sensores de Bragg e, também, às diferentes localizações que estes ocupam em relação à curva espectral da fonte óptica. Deste resultado obtém-se para os comprimentos de onda de Bragg (sem temperatura e/ou deformação aplicada) dos respectivos sensores os valores: λ_3=825.8 nm, λ_4=830.5 nm e λ_5=836.8 nm. Os restantes sensores de Bragg possuem idênticos valores entre si, isto é, $\lambda_1=\lambda_3=\lambda_6=\lambda_8=\lambda_{10}$ e $\lambda_2=\lambda_4=\lambda_7=\lambda_9=\lambda_{11}$. Os sensores de Bragg λ_1 e λ_2 funcionavam como referências dos restantes sensores (à excepção do λ_5) no processamento pseudo-heterodino (ver secção 7.2.1).

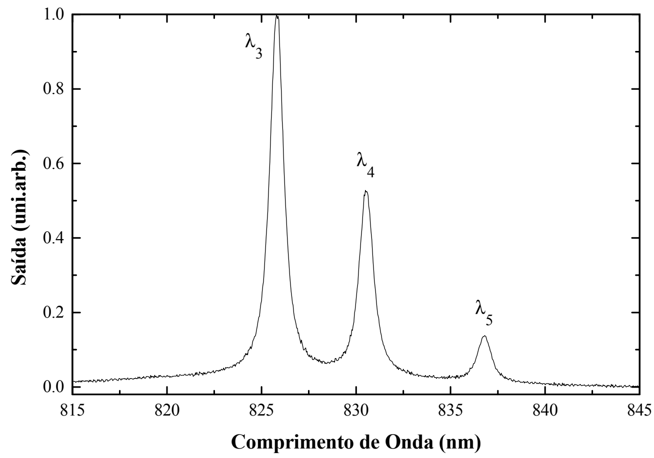


Figura 7.18 - Sinais espectrais de retorno detectados correspondentes aos sensores de Bragg λ_3, λ_4 e λ_5.

Para provocar os atrasos temporais entre os impulsos que chegam a um mesmo detector, foram colocados troços de fibra óptica de comprimento $L_d \approx 40$ m (que corresponde a um atraso temporal de ≈400 ns) em cada par G_{i-1},G_i, como nos mostra a Figura 7.17. Os impulsos de retorno provenientes dos sensores λ_3 a λ_{11} são apresentados na Figura 7.19.

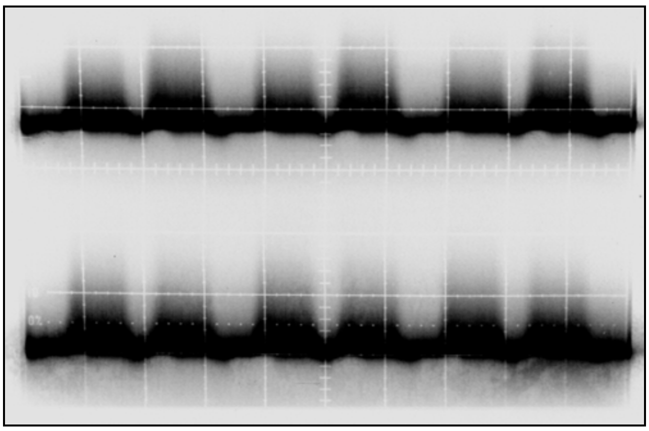


Figura 7.19 - Trem de impulsos de retorno da rede, correspondentes aos sensores de Bragg λ_3 a λ_7 (traço superior) e λ_8 a λ_{11} (traço inferior).

Na Figura 7.20 mostram-se os sinais desmultiplexados (após filtragem à frequência da portadora - ω_c) correspondentes aos sensores de Bragg λ_3 e λ_4, quando o filtro de Fabry-Pérot é sintonizado sequencialmente para cada um deles. Este resultado mostra que, com os endereçamentos TDM e WDM, as variações de fase dos sensores de Bragg de cada canal de saída podem facilmente ser recuperadas. O nível de "crosstalk" entre canais adjacentes do endereçamento TDM era menor que -36 dB.

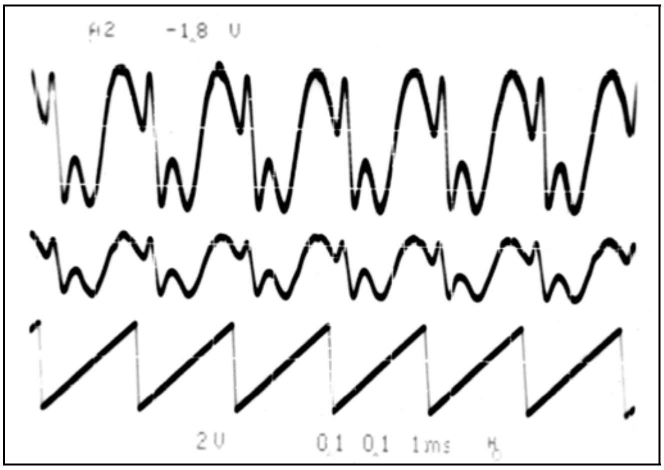


Figura 7.20 - Sinais desmultiplexados (após filtragem à frequência ω_c, da portadora pseudo-heterodina - traço inferior) correspondentes aos sensores λ_3 e λ_4, quando o FFP é sintonizado sequencialmente para cada um deles.

Para medir a resolução do sistema sensor na monitorização de perturbações quase-estáticas de deformação, fixou-se um dos sensores de Bragg (sensor λ_4) a uma barra flexível, a qual foi sujeita à acção de uma onda de flexão com frequência ≈0.5 Hz e amplitude progressiva, com saltos de ≈28 $\mu\varepsilon$ (pico a pico). Do resultado experimental conseguido (Figura 7.21) obtém-se uma resolução de ≈5.5 $\mu\varepsilon$ numa largura de banda de medição de 30 Hz, o que equivale a uma sensibilidade de ≈1.05 $\mu\varepsilon/\sqrt{\text{Hz}}$.

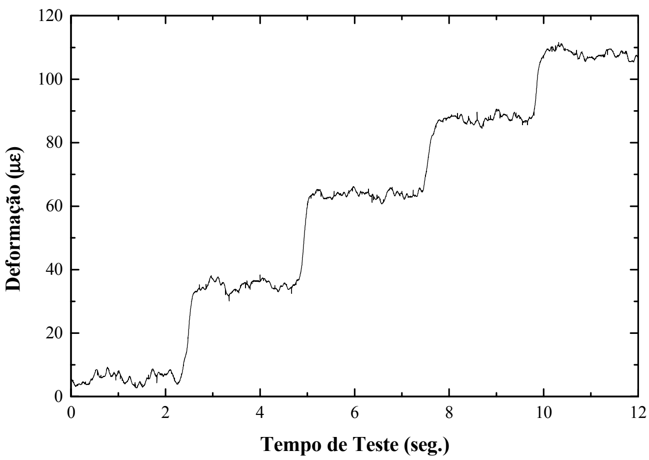
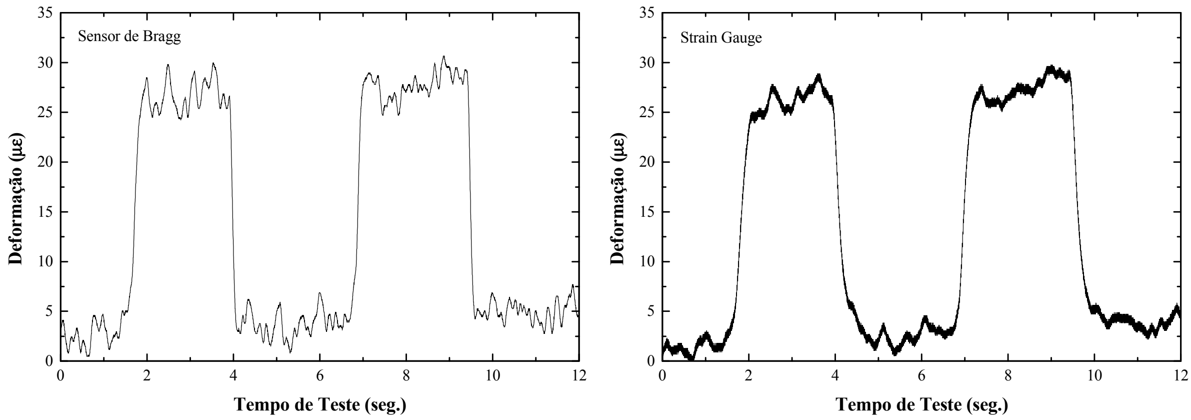


Figura 7.21 - Resposta do sensor de Bragg λ_4 a perturbações graduais quase-estáticas de deformação.

Como termo de comparação do desempenho dos sensores de Bragg, fixou-se um sensor de deformação eléctrico convencional (“strain gauge”) na barra de flexão que continha o sensor de Bragg λ_4. Aplicou-se uma onda de flexão com frequência ≈0.2 Hz e amplitude ≈26 $\mu\varepsilon$ (pico a pico) à barra e monitorizou-se, simultaneamente, os sinais de retorno do sensor de Bragg e do “strain gauge”. A Figura 7.22 mostra ambos os resultados experimentais, medidos numa largura de banda de 30 Hz. Destes valores obtém-se uma resolução quase-estática de ≈5 $\mu\varepsilon$ (pico a pico) equivalente a uma sensibilidade de ≈0.91 $\mu\varepsilon/\sqrt{\text{Hz}}$, para uma razão sinal-ruído unitária.



(a) (b)

Figura 7.22 - (a) Resposta do sensor de Bragg λ_4 a perturbações quase-estáticas de deformação. (b) Resposta do “strain-gauge” às mesmas perturbações.

Os resultados experimentais obtidos para o sensor de Bragg na monitorização de deformações mecânicas mostram uma boa concordância com os obtidos por um sensor de deformação eléctrico convencional. Porém, é também evidente que a resposta do sensor de Bragg é mais sensível a pequenas flutuações de deformação do que a do “strain gauge”. Este pormenor é evidenciado na resposta do “strain-gauge”, que apresenta tempos de descida na amplitude um pouco mais longos do que os do sensor de Bragg. A análise da sensibilidade efectuada na secção 7.3 pode ser utilizada para este tipo de multiplexagem mista, tendo-se apenas de introduzir factores de perda de potência óptica devidos ao filtro de Fabry-Pérot e às restantes juntas de fusão entre sensores de Bragg.

O tipo de multiplexagem aqui demonstrada não só possui as vantagens inerentes às topologias com endereçamentos TDM, SDM e WDM, mas também as vantagens combinadas de se utilizar um filtro óptico sintonizável para selecção dos sensores de Bragg e um interferómetro para desmodular os sinais, proporcionando, assim, uma elevada resolução na medição. Desta maneira, é viável construir eficientemente uma matriz com $\{h*N\}$ sensores de Bragg, com possibilidade de permuta e eventual substituição em caso de inoperacionalidade, sem comprometer o desempenho e a resolução dos restantes sensores. Esta característica assume enorme relevância em aplicações práticas como, por exemplo, em aeronáutica, onde o parâmetro mais importante é o da segurança do sistema. Além disso, em certas aplicações de monitorização, são comuns grandes variações de temperatura, tornando-se necessário a implementação de esquemas para a sua compensação. O esquema proposto e demonstrado neste capítulo revelou-se eficaz, podendo ser aplicado noutras configurações.

De referir que o problema da medição de uma dada grandeza física (por exemplo, a deformação) na presença de flutuações de temperatura pode ser resolvido de uma forma conceptualmente diferente, por via da determinação simultânea dessas duas grandezas. Processos de o conseguir são vários, sendo exemplos a utilização de dois sensores de Bragg acoplados (ver Capítulo 6) ou sobrepostos [(14)], a utilização do comprimento de onda de Bragg de segunda ordem [(15)] ou a utilização de sensores de Bragg escritos em fibra óptica birrefringente [(16)].

Referências

1 R. S. Weis, A. D. Kersey and T. A. Berkoff, " A four-element fiber grating sensor array with phase-sensitive detection", IEEE Photon. Technol. Lett. **6**, 1469 (1994).

2 M. A Davis, d. G. Bellemore and A. D. Kersey, "Structural strain mapping using a wavelength/time division addressed fiber Bragg grating array", in 2nd *European Conf. on Smart Structures and Materials*, Proc. SPIE **2361**, Glasgow, UK, 342 (1994).

3 T. A. Berkoff and A. D. Kersey, "Eight element time-division multiplexed fiber grating sensor array with integrated-optic wavelength discriminator", in 2nd *European Conf. on Smart Structures and Materials*, Proc. SPIE **2361**, Glasgow, UK, 350 (1994).

4 A. D. Kersey and W. W. Morey, "Multi-element Bragg-grating based fibre-laser strain sensor", Electron. Lett. **29**, 964 (1993).

5 W. W. Morey, J. R. Dunphy and G. Meltz, "Multiplexing fibre Bragg grating sensors", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors I*, Proc. SPIE **1586**, Boston, USA, 216 (1991).

6 D. A. Jackson, "Selected multiplexing schemes for fibre optic interferometric sensors", in *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors III*, Proc. SPIE **2071**, Boston, USA, 68 (1993).

7 A. D. Kersey, T. A. Berkoff and W. W. Morey, "High-resolution fibre-grating based strain sensor with interferometric wavelength-shift detection", Electron. Lett. **28**, 236 (1992).

8 D. A. Jackson, A. D. Kersey and M. Corke, "Pseudo-heterodyne detection scheme for optical interferometers", Electron. Lett. **18**, 1081 (1982)

9 K. T. V. Grattan and B. T. Meggitt, *Optical Fiber Sensor Technology*, Chapman & Hall, London, 1995.

10 A. D. Kersey, T. A. Berkoff and W. W. Morey, "Fiber-optic Bragg grating strain sensor with drift-compensated high-resolution interferometric wavelength-shift detection", Opt. Lett. **18**, 72 (1993).

11 G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, New York, 2nd ed., 1991.

12 J. L. Santos and D. A. Jackson, "Coherence sensing of time-addressed optical-fiber sensors illuminated by a multimode laser diode", Appl. Opt. **30**, 5068 (1991).

13 J. L. Santos, *Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Óptica*, Tese de Doutoramento, FCUP, Universidade do Porto, Porto, 1993.

[14] M. G. Xu, J. L. Archambault, L. Reekie and J. P. Dakin, "Discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fibre grating sensors", Electron. Lett. **30**, 1085 (1994).
[15] K. Kalli, G. Brady, D. J. Webb, L. Reekie, J. L. Archambault, L. Reekie and D. A. Jackson, "Possible approach for the simultaneous measurement of temperature and strain via first and second order diffraction from Bragg grating sensors", in *10th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors*, ,Glasgow, UK, Post Deadline Paper (1994).
[16] S. E. Kanellopoulos, V. A. Handerek and A. J. Rogers, "Simultaneous strain and temperature sensing with photogenerated in-fiber gratings", Opt. Lett. **20**, 333 (1995).

8

Conclusão e Perspectivas de Desenvolvimento Futuro

8.1 Conclusões do Trabalho

O trabalho realizado e apresentado nesta tese é o resultado da investigação teórica e experimental que foi efectuada ao longo dos últimos quatro anos sobre esquemas de multiplexagem e processamento de sinal de sensores de fibra óptica. O conceito mais geral da multiplexagem de sensores de fibra óptica engloba alguns tópicos importantes, como sejam: as topologias de rede de sensores, métodos de endereçamento destes, tipos de sensores e técnicas de desmodulação dos sinais (processamento do sinal).

Assim, no Capítulo 1 apresentou-se uma introdução genérica aos sensores de fibra óptica, tendo-se descrito os princípios básicos de funcionamento de vários elementos sensores, funções de transferência e respectivas sensibilidades a várias grandezas físicas. Incluiu-se, também, um breve resumo dos tipos de fontes ópticas utilizadas em sistemas sensores de fibra óptica.

No Capítulo 2 realizou-se um estudo comparativo das soluções de multiplexagem de sensores de fibra óptica que têm sido descritas na literatura em termos de tipos de topologias, métodos de endereçamento, balanço de potência da rede, existência ou não de "crosstalk" intrínseco e técnica de processamento de sinal. Fez-se, ainda, uma descrição dos esquemas de multiplexagem e processamento de sinal de sensores de Bragg recentemente descritos na literatura (alguns dos quais introduzidos pela primeira vez pelo autor).

No Capítulo 3 estudou-se um esquema de multiplexagem baseado no endereçamento temporal, em que os sensores eram do tipo interferométrico e de intensidade, integrados numa topologia inovadora do tipo *escada progressiva*. Investigaram-se tópicos tais como o balanço de potência da rede de sensores considerando a sua optimização, e a sensibilidade dos mesmos em face das fontes primárias de ruído. Quantificou-se, também pela primeira vez, o erro introduzido pelo desajuste da amplitude de modulação da fonte óptica, quando se utiliza processamento sintético-heterodino, sendo referido um processo de atenuar este efeito. O estudo realizado sobre o balanço de potência da rede permitiu concluir que a topologia em *escada progressiva* é bastante balanceada comparativamente a outras topologias, característica muito relevante quando se considera uma eventual substituição ou aumento do número de sensores na rede.

No Capítulo 4 investigou-se um esquema de multiplexagem em que se combinou o endereçamento espacial de sensores interferométricos com leitura em coerência, sendo os sensores distribuídos numa topologia inovadora tipo *árvore* e iluminados por radiação multimodo. A topologia estudada possibilita que os sensores sejam fisicamente idênticos e que os acopladores direccionais sejam todos iguais (e com coeficiente de acoplamento 1/2). Além disso, como o endereçamento é espacial, os efeitos de "crosstalk" entre sensores são virtualmente nulos. A utilização combinada da leitura em coerência com radiação multimodo e o processamento de sinal com dois comprimentos de onda permitiu, por um lado, que a informação do sensor fosse recuperada sem ambiguidade toda a vez que o sistema era ligado e, por outro, que essa informação fosse processada com maior velocidade, eliminando o problema de inércia relativo à sintonia do interferómetro receptor. Em conformidade com os resultados experimentais apresentados, ficou demonstrado o conceito proposto.

No Capítulo 5 estudou-se uma topologia *série reflectiva* com sensores de Bragg endereçados em comprimento de onda. Descreveu-se uma nova técnica de desmodulação activa para sensores de Bragg, a qual foi analisada teórica e experimentalmente, tendo-se tomado em consideração as várias fontes primárias de ruído. Apresentaram-se, também, resultados experimentais da aplicação desta técnica de desmodulação no esquema proposto de multiplexagem de sensores de Bragg. Descreveu-se e demonstrou-se experimentalmente outra técnica de desmodulação de sensores de Bragg baseada num dispositivo óptico passivo (filtro bicónico em fibra óptica). Avaliou-se a sensibilidade desta técnica na desmodulação de um sensor de Bragg projectado para medir deformações mecânicas.

No Capítulo 6 estudou-se um novo esquema de multiplexagem de sensores de Bragg com endereçamento em comprimento de onda e desmodulação em frequência. Utilizou-se a mesma técnica do par gémeo de Bragg descrita no capítulo anterior, mas com incorporação de um sistema automático de processamento de sinal. O sistema proposto foi testado experimentalmente na recuperação simultânea e independente de duas grandezas físicas (temperatura e deformação mecânica) que actuam num mesmo elemento sensor.

No Capítulo 7 estudou-se, pela primeira vez, duas técnicas de multiplexagem mista de sensores de Bragg distribuídos numa topologia em *árvore*, em que a novidade residiu na forma como foram implementadas. Na primeira, foi utilizado em conjunto endereçamento espacial e temporal; na segunda, combinou-se endereçamento espacial, temporal e em comprimento de onda, o que possibilitou aumentar substancialmente o número de sensores na rede. Em ambos os casos foi utilizada a desmodulação interferométrica com compensação de perturbações indesejáveis nos sinais provenientes dos sensores de Bragg da rede. Para o endereçamento em comprimento de onda utilizou-se um filtro de Fabry-Pérot sintonizável fabricado em fibra óptica. Investigaram-se tópicos tais como o balanço de potência da rede dos sensores e a sensibilidade destes considerando as fontes primárias de ruído. Os resultados experimentais apresentados testaram positivamente os conceitos propostos.

Finalmente, embora num contexto diferente do da multiplexagem, descreveu-se no Apêndice A um processo original de referenciação para sensores de intensidade do tipo reflectivo, baseado na técnica de desmodulação activa de sensores de Bragg desenvolvida no Capítulo 5.

Convém referir, no entanto, que em alguns dos casos estudados os resultados obtidos não foram completamente conclusivos, nomeadamente:

- No Capítulo 3, seria necessário testar experimentalmente a rede de sensores utilizando acopladores direccionais com coeficientes de acoplamentos específicos, de forma a validar o modelo teórico. Isso não foi possível devido à dificuldade prática de adquirir os mesmos.
- No Capítulo 5, não foi testado experimentalmente o esquema de desmodulação do filtro bicónico numa rede de sensores de Bragg.
- No Capítulo 6, não foi validada a matriz de medição simultânea da temperatura e da deformação mecânica, nem analisado o efeito das sensibilidades cruzadas.
- No Capítulo 7, não foi resolvido experimentalmente o problema da compensação das flutuações de temperatura nos sensores.

8.2 Perspectivas Futuras

É sempre um pouco arriscado prever como é que a actividade científica se vai desenvolver, na medida em que uma nova invenção ou descoberta pode alterar substancialmente a tecnologia existente, originando avanços qualitativamente novos. Podemos, no entanto, especular sobre como é que os componentes ópticos recentemente desenvolvidos (como sejam os sensores de Bragg e os amplificadores ópticos) poderão ser incorporados nos sensores ópticos, e como é que estes poderão influenciar as correspondentes aplicações práticas.

O trabalho aqui desenvolvido induziu, de um modo natural, novas ideias que, em meu entender e no contexto actual, julgo relevantes para investigação futura. São exemplos:

- Aplicar a técnica de desmodulação do par “sensor-receptor” de Bragg para compensar em temperatura sensores interferométricos, como sejam micro-cavidades de Fabry-Pérot de baixo contraste utilizadas em interferometria de “luz branca”;
- Nas redes de sensores interferométricos que utilizam leitura em coerência, estudar a incorporação de sensores de Bragg como elementos de referência ás flutuações ambientais do interferómetro receptor;
- Estudar e avaliar experimentalmente as sensibilidades cruzadas de um sensor de Bragg quando opera em condições físicas extremas;
- Desenvolver uma técnica de interrogação eficiente para sensores de Bragg escritos em fibra óptica birrefringente e analisar o desempenho de redes de sensores deste tipo;
- Investigar outros tipos de endereçamento para redes de sensores de Bragg, nomeadamente endereçamento por códigos pseudo-aleatórios (CDM);
- Estudar processos de aplicação de sensores de Bragg para monitorar outras grandezas físicas como, por exemplo, corrente eléctrica, deslocamento angular, etc.

Já se iniciou a investigação de alguns destes tópicos, havendo, no entanto, ainda muito por estudar e experimentar. Do ponto de vista das aplicações práticas, deverá ser colocado ênfase na descoberta e avaliação de soluções funcionais e de baixo custo. Isto porque, embora os sensores de fibra óptica possuam vantagens significativas sobre os sensores electrónicos convencionais, sendo assim previsível o seu desenvolvimento crescente, é contudo necessário rentabilizar as potencialidades destes, de modo a poderem competir num mercado cada vez mais agressivo e exigente.

Apêndice A

Técnica de Referenciação para Sensores de Intensidade Utilizando Redes de Difracção em Fibra Óptica

Os sensores de fibra óptica baseados na modulação de intensidade (ver secção 1.3) são, por concepção, simples, robustos, versáteis e não necessitam de complicados sistemas de processamento de sinal. Para aplicações que envolvam medições rigorosas, é necessário implementar um mecanismo de referência que garanta o máximo de insensibilidade a possíveis flutuações de intensidade alheias à acção do parâmetro físico cujo comportamento se pretende monitorar (flutuações da fonte óptica, perdas variáveis em acopladores direccionais, juntas de ligação, fibra, etc.) [(1)].

Na Figura Apêndice A .1 está representado o esquema de referenciação implementado, em que o sensor de intensidade é constituído por uma cavidade óptica reflectiva com um espelho móvel. O sistema utiliza duas redes de difracção em fibra óptica idênticas (G_S e G_R), uma situada na cabeça do sensor e outra na zona de processamento de sinal.

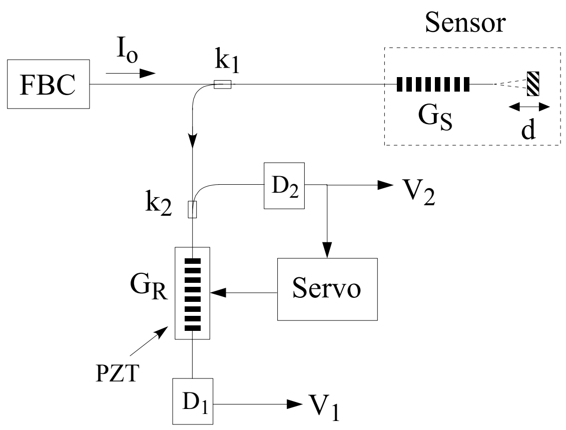


Figura Apêndice A .1 - Esquema de referenciação implementado.

A componente espectral reflectida pelo elemento de Bragg G_S vai servir como sinal de referência, visto que não é afectada pelo efeito relativo do deslocamento do espelho. A restante porção do espectro da fonte óptica de baixa coerência (FBC) é transmitida e modulada pelo movimento do espelho. A discriminação entre os sinais de referência (G_S) e do sensor (neste caso, o espelho) é feita em comprimento de onda, utilizando um segundo elemento de Bragg (G_R). Quando este se encontra sintonizado em comprimento de onda com G_S através de um sistema de servo (λ_S=λ_R, processo idêntico ao descrito no Capítulo 5), os sinais detectados V_1 e V_2 (respectivamente, o sinal que contém a informação do mensurando e o sinal de referência) são dados por:

$$V_1 = gI_o\alpha_1^2\alpha_2 k_1(1-k_1)(1-k_2)(1-R)S(d) \tag{A.1}$$

$$V_2 = gI_o\alpha_1^2\alpha_2^2 k_1(1-k_1)(1-k_2)k_2 R \tag{A.2}$$

onde I_o é a potência óptica total injectada no sistema, α_i e k_i são, respectivamente, o factor de perda e a constante de acoplamento do acoplador direccional i (i=1,2), g é o ganho electrónico do detector (neste caso igual em ambos), R é a reflectividade das redes de difracção em fibra óptica e $S(d)$ é a fracção da potência óptica reinjectada na fibra de iluminação depois de ser reflectida pelo espelho à distância d do topo da mesma. Após processamento electrónico da razão entre os dois sinais, obtemos:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{(1-R)}{\alpha_2 k_2 R}S(d) \tag{A.3}$$

Esta equação (A.3) é independente da potência óptica total injectada no sistema, assim como das flutuações de potência ao longo do caminho óptico comum dos sinais de referência e proveniente da cabeça do sensor. As flutuações da reflectividade dos elementos de Bragg não são problemáticas, pois este parâmetro (R) é extremamente estável ao longo do tempo [(2)]. Por outro lado, as flutuações de parâmetros como k_2 e α_2 podem ser minimizadas colocando o acoplador direccional correspondente num meio ambiente controlado. Portanto, a razão V_1/V_2 depende apenas de $S(d)$, isto é, da função de transferência da cabeça do sensor.

O sistema foi iluminado por um díodo electroluminescente (ELED da Epitaxx, mod. ETX-1550FJS), emitindo a 1523 nm com uma largura espectral de 75 nm e proporcionando uma potência óptica total na fibra de ≈7 μW. As duas redes de difracção em fibra foram fabricadas com características espectrais semelhantes (comprimento de onda de Bragg: 1524 nm (a 25°C), largura espectral: 0.44 nm, reflectividade: 90%). Para se sintonizar eficazmente as duas redes de difracção, aplicou-se uma tensão mecânica axial ao elemento G_R utilizando um piezoeléctrico (PZT) e monitorando o sinal de saída V_1 com um analisador de espectros óptico. A Figura Apêndice A .2 ilustra este efeito de sintonia entre as duas redes de difracção. Quando o pico "A" desaparece isso significa que as duas redes de difracção estão sintonizadas, isto é, têm o mesmo comprimento de onda de Bragg. Nesta situação, a potência óptica associada ao comprimento de onda de Bragg reflectido por G_S (não afectada pelo deslocamento do espelho na cabeça do sensor) é, agora, o sinal de referência no detector D_2. Assim, apenas o sinal que é transmitido pelo elemento de Bragg G_R contem informação relativa ao deslocamento do espelho (sinal V_1).

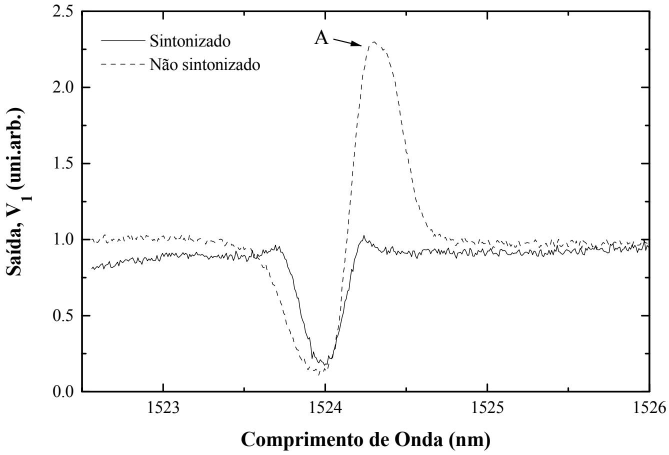
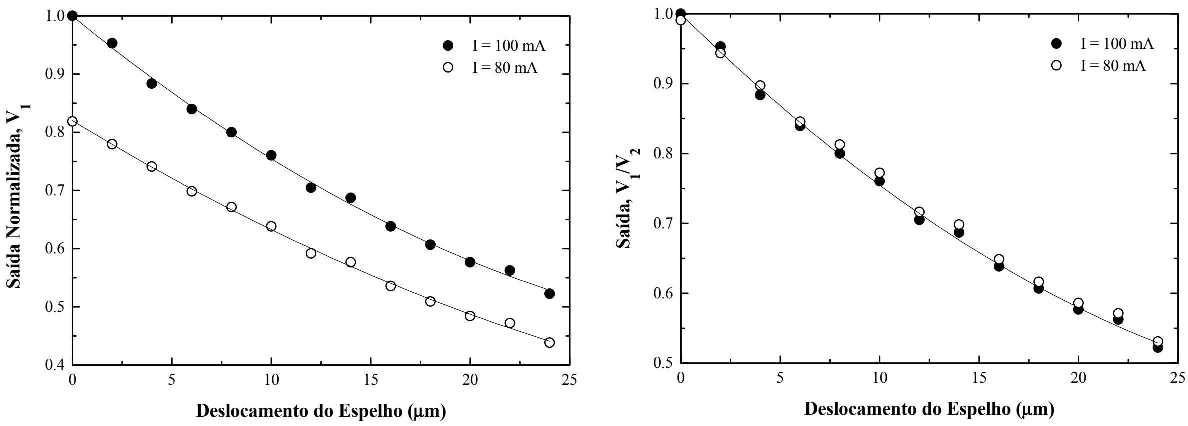


Figura Apêndice A .2 - Espectro óptico obtido em D_1 em função da posição de sintonia entre as duas redes de difracção (G_S e G_R).

A Figura Apêndice A .3 mostra os resultados experimentais da função de transferência do sensor utilizado, função essa típica para este tipo de sensor de intensidade reflectivo [3]. De forma a demonstrar o conceito de referenciação descrito, o sinal V_1 em função da distância do espelho ao topo da fibra (d) é representado para duas correntes de operação da fonte óptica, a que correspondem dois níveis de potência óptica injectada no sistema (Figura Apêndice A .3-a). As correspondentes funções de transferência são claramente distintas, o que é obviamente indesejável.



(a) (b)

Figura Apêndice A .3 - Resposta do sensor de deslocamento (a) sem e (b) com esquema de referenciação, para dois níveis de potência óptica injectada no sistema (todos os dados estão normalizados para o valor em d=0 μm).

Em contraste, o resultado em que se representa a razão V_1/V_2 (Figura Apêndice A .3-b) mostra as duas funções praticamente coincidentes (o desvio máximo é de ≈1.6%), demonstrando a eficácia deste mecanismo de referenciação.

É importante levar em linha de conta que as variações de certas grandezas físicas, particularmente a temperatura, provocam um desvio no comprimento de onda de Bragg da rede de difracção G_S (neste caso a mais importante, porque se situa na cabeça do sensor). A sensibilidade à temperatura de uma rede de difracção em fibra óptica é tipicamente 13 pm/°C para operação a 1524 nm (ver Tabela 1.5). Assim, e como exemplo, para uma variação de temperatura de 30 °C na cabeça do sensor, o sinal de referência irá desviar-se em comprimento de onda cerca de 0.39 nm, ficando desta forma não sintonizado com o comprimento de onda de Bragg da rede G_R. Como resultado disso, o sinal de referência (V_2) degradar-se-á de tal forma que impossibilitará uma operação correcta do mecanismo demonstrado. Esta contrariedade pode ser superada, no entanto, implementando um sistema de servo (Figura Apêndice A .1) que assegure a sintonia dos comprimentos de onda de Bragg das redes de difracção [(4)]. Este sistema de controle automático, para além de resolver o problema acima mencionado, possibilita a medição da temperatura da cabeça do sensor, através do sinal de realimentação (saída do servo que é aplicada ao PZT de G_R) que é directamente proporcional à temperatura (ver Capítulo 6).

Um outro aspecto importante, relacionado com as flutuações da temperatura, consiste no desvio do comprimento de onda de Bragg do elemento G_S relativamente ao espectro de emissão da fonte óptica. Como o espectro desta não tem um perfil constante, este desvio irá provocar uma variação no sinal de referência. No entanto, esta variação poderá ser desprezada, pois a largura espectral da fonte em causa é elevada(75 nm) e o desvio em comprimento de onda da rede G_S é relativamente pequeno (para 30°C de variação da temperatura, temos um desvio de ≈0.4 nm).

Em conclusão, o conceito de referenciação demonstrado é aplicável a qualquer tipo de sensor de intensidade de fibra óptica, desde que opere em reflexão.

Referências

1 K. T. V. Grattan and B. T. Meggitt, *Optical Fiber Sensor Technology*, Chapman & Hall, London, 1995.

2 T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire and D. Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings", J. Appl. Phys. **76**, 73 (1994).

3 J. L. Santos, *Sensores de Fibra Óptica: Aplicação à Medição de Deslocamentos*, Dept. Física, FCUP, Porto, 1989.

4 G. P. Grady, S. Hope, A. B. Lobo Ribeiro, D. J. Webb, L. Reekie, J. L. Archambault and D. A. Jackson, "Demultiplexing of fibre Bragg grating temperature and strain sensors", Opt. Commun. **111**, 51 (1994).

Apêndice B

Notas Sobre Fontes Primárias de Ruído em Sensores

Existem várias fontes de ruído que condicionam a operacionalidade de uma rede de sensores de fibra óptica, algumas das quais são comuns às existentes quando se considera unicamente sensores individuais. A resolução de qualquer técnica de medição de fase, de intensidade ou de comprimento de onda é determinada pelo nível de ruído na saída do sistema, e que engloba os ruídos de origem óptica e electrónica [(1)]. De seguida destacamos as mais importantes:

Ruído Quântico na Fotodetecção[(2)]

O processo quântico da fotodetecção gera uma corrente eficaz de ruído, i_{shot}, dada por:

$$i_{shot} = \sqrt{2e_o M^2 F \Re I_D B} \tag{B.1}$$

onde e_o é a carga electrónica, M é o ganho interno do fotodetector (no caso de se utilizar um fotodetector do tipo PIN, M=1), F é o factor de excesso de ruído do fotodetector, B é a largura de banda do bloco de processamento, I_D é a potência óptica incidente no fotodetector e $\Re$ é a responsividade deste, a qual pode ser expressa como

$$\Re = \frac{\eta e_o}{h\nu} \tag{B.2}$$

onde η é a eficiência quântica do detector, ν é a frequência óptica da radiação incidente e h é a constante de Planck. Por conveniência, é costume expressar a corrente de ruído quântico em termos de uma potência óptica equivalente de ruído. Como o ruído total resulta da combinação de fontes de ruído discretas, o seu cálculo envolve a soma das potências eléctricas correspondentes (supondo as fontes de ruído não correlacionadas), as quais são proporcionais ao quadrado das potência ópticas equivalentes de ruído. Desta forma, é frequente definir-se a densidade espectral do quadrado da potência óptica equivalente de ruído quântico como:

$$H_{shot} = \frac{i_{shot}^2}{B\Re^2} = \frac{2M^2 F h\nu I_D}{\eta} \tag{B.3}$$

Ruído Electrónico na Detecção [2,3]

Considerou-se aqui o ruído gerado pelo primeiro andar de amplificação electrónica (que engloba o ruído de Johnson gerado na resistência de realimentação (R_f) do amplificador e a fonte de corrente equivalente de ruído (i_{amp}) do próprio amplificador), assim como o ruído quântico associado à corrente de escuridão i_{dark} do fotodetector. O quadrado da corrente total de ruído electrónico i^2_{elec} obtem-se somando os quadrados das correntes individuais de ruído. De forma semelhante ao que se fez no contexto do ruído quântico, define-se a densidade espectral do quadrado do ruído electrónico como:

$$H_{elec} = \frac{i^2_{elec}}{B\Re^2} = \left(\frac{h\nu}{\eta e_o}\right)^2 \cdot \left[2e_o M^2 F i_{dark} + \frac{4k_B T_o}{R_f} + i^2_{amp}\right] \tag{B.4}$$

onde k_B é a constante de Boltzman e T_o a temperatura.

Ruído de Fase da Fonte Óptica [4,5].

Em geral, a frequência da radiação emitida pela fonte óptica não é estável, apresentando flutuações com valor eficaz $\Delta\nu$ em torno do seu valor médio (ν_o). Se esta radiação iluminar um interferómetro com percursos ópticos diferentes de um valor ΔL (isto é, não balanceado), as variações de frequência são transformadas em flutuações de fase com valor eficaz dado por:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n \Delta L}{c}\Delta\nu \tag{B.5}$$

Estas flutuações de fase são posteriormente transformadas em flutuações de intensidade por via da função de transferência do interferómetro. De uma maneira geral, o ruído de fase está directamente relacionado com o comprimento de coerência da fonte óptica. Se considerarmos um interferómetro de duas ondas (por exemplo, do tipo Mach-Zehnder), com percursos ópticos diferentes identificados por “1” e “2” e de atraso diferencial τ, iluminado por uma fonte laser com um tempo de coerência τ_c, a densidade espectral do quadrado da potência óptica de ruído de fase é dada por [4]

$$H_{fase} = 8M^2 I_1 I_2 \tau_c e^{-\frac{2\tau}{\tau_c}} \left\{\sin^2(\omega_o\tau)\left[\cosh\left(\frac{2\tau}{\tau_c}\right) - 1\right] + \cos^2(\omega_o\tau)\left[\sinh\left(\frac{2\tau}{\tau_c}\right) - \frac{2\tau}{\tau_c}\right]\right\} \tag{B.6}$$

onde I_1, I_2 são as potências ópticas que chegam ao detector provenientes dos dois percursos ópticos e ω_o=$2\pi\nu_o$. Esta expressão é deduzida usando um tratamento escalar, isto é, não é tomado em consideração o efeito da polarização da radiação. Estamos, portanto, a assumir que o estado de polarização se mantém constante ao longo de todo o sistema óptico, pelo que podemos considerar que a expressão (B.6) dá o valor máximo de H_{fase}. Note-se que o efeito de estados de polarização diferentes sobre a amplitude do sinal de interferência nos interferómetros sensores é, automaticamente, tomado em consideração através do valor medido para a visibilidade das franjas. A expressão (B.6) pode ser simplificada para dois regimes distintos:

1) *Regime Coerente* ($\tau/\tau_c \ll 1$)

$$H_{fase}^{coer} \approx 16 M^2 I_1 I_2 \frac{\tau^2}{\tau_c} \sin^2(\omega_o \tau) \tag{B.7}$$

Reparar que na situação de quadratura $\sin(\omega_o\tau)=1$;

2) *Regime Incoerente* ($\tau/\tau_c \gg 1$)

Para este caso a expressão (B.6) simplifica-se consideravelmente, ficando

$$H_{fase}^{incoer} \approx 4 M^2 I_1 I_2 \tau_c \tag{B.8}$$

Quando é utilizado o processamento heterodino, a fase óptica vai variar entre estes dois regimes, pelo que deveremos considerar o valor médio de $\sin^2(\omega_o\tau)$ e $\cos^2(\omega_o\tau)$ na equação (B.6), ou seja, $\langle\sin^2(\omega_o\tau)\rangle = \langle\cos^2(\omega_o\tau)\rangle = 1/2$.

Ruído Devido a Flutuações Térmicas na Fibra (6,7,8).

Este tipo de ruído existe para o caso dos sensores interferométricos. Flutuações térmicas nas fibras que constituem os dois braços de um interferómetro de duas ondas dão origem a flutuações da fase óptica diferencial à saída do interferómetro. A partir de modelos teóricos encontrados na literatura (6,7), podemos exprimir a densidade espectral do quadrado da potência óptica de ruído devido a este efeito como:

$$H_{temp}(\omega) \approx (I_1 + I_2)^2 V^2 \frac{k_B T_o^2 (L_1 + L_2)}{\kappa \lambda^2} \left(\frac{dn}{dT_o} + n\alpha_L \right)^2 \cdot \ln \left\{ \frac{\left(\frac{2}{w_o} \right)^4 + \left(\frac{\omega}{D} \right)^2}{\left(\frac{2.4}{a_f} \right)^4 + \left(\frac{\omega}{D} \right)^2} \right\} \tag{B.9}$$

onde se considera o interferómetro em quadratura, L_1, L_2 são os comprimentos dos braços do interferómetro, V é a visibilidade das franjas de interferência, κ é a condutividade térmica da fibra, α_L é o coeficiente de expansão térmica linear da fibra, n é o índice de refracção efectivo do modo guiado da fibra, w_o é o raio do perfil desse modo, a_f é o raio exterior da fibra, D é a difusibilidade térmica do material constituinte da fibra, λ o comprimento de onda da radiação e $\omega=2\pi f$, em que f é a frequência. Alguns destes parâmetros estão tabelados e tomam os seguintes valores para o caso de fibra de sílica fundida: $dn/dT_o=1.35*10^{-6}$ K^{-1}, $D=0.82*10^{-6}$ m^2/s, $\kappa=1.37$ W/m K, $\alpha_L=0.41*10^{-6}$ K^{-1}.

Ruído de Intensidade da Fonte Óptica [9,10].

As fontes ópticas apresentam flutuações na potência óptica emitida de valor eficaz ΔI, em torno de um valor médio I_m. No caso dos lasers semicondutores, a razão $\Delta I/I_m$ é tipicamente da ordem de -100 dB/√Hz a 100 Hz, apresentando uma dependência espectral do tipo $1/f$. Estas flutuações podem ser originadas por variações na temperatura do semicondutor ou por flutuações na corrente de injecção.

Para além dos casos acima considerados, estão presentes na saída de um sensor óptico (ou, mais genericamente, de um sistema óptico) outras fontes de ruído que, embora identificadas, não têm ainda uma formulação analítica rigorosa. Exemplos são:

- *Ruído "flicker"*, com dependência de potência espectral em $1/f$ [2];
- *Ruído de geração-recombinação* de portadores nos semicondutores, que apresenta dependência espectral em $1/f^2$ [11];
- *Ruído induzido por reinjecção de radiação na fonte óptica*. A radiação que é reflectida nos componentes ópticos ou na face de entrada da fibra óptica (reflexões de Fresnel) pode ser reinjectada na cavidade de lasers semicondutores monomodo, originando um aumento dos níveis de ruído de intensidade e de fase da radiação emitida. Este efeito pode inviabilizar completamente a operacionalidade do sistema. Existem soluções para atenuar este problema, a maioria das quais baseando-se na utilização de isoladores de Faraday [1].
- *Ruído ambiental de baixa frequência* [12]. Um sensor óptico é muitas vezes perturbado por acção do meio ambiente, em geral através de flutuações de temperatura, pressão, vibrações acústicas de baixas frequência (<10 Hz), etc. Estas perturbações em torno da zona de acção do sensor produzem sinais de fase que, quando detectados, são indistinguíveis do efeito do mensurando, especialmente se ambos os efeitos têm a mesma distribuição espectral de energia. Regra geral, este tipo de ruído é extremamente difícil de caracterizar analiticamente, sendo um factor limitativo da sensibilidade dos sensores a baixas frequências.

Referências

1. Workshop on *Single Mode Optical Fibre Sensor Technology*, Applied Optics Group, Univ. of Kent and Sira Ltd,, 1985.
2. A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, Holt, Rinehart and Winston Inc., New York, USA, 1971.
3. P. Horowitz and W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge Univ. Press, New York, 2nd ed., 1989.
4. B. Moslehi, "Analysis of optical phase noise in fiber-optic systems employing a laser source with arbitrary coherence time", J. Lightwave Technol. **4**, 1334 (1986).
5. A. Dandridge and A. Tveten, "Phase noise of single mode diode lasers in interferometric systems", Appl. Phys. Lett. **39**, 530 (1981).
6. K. H. Wanser, "Fundamental phase noise limit in optical fibres due to temperature fluctuations", Electron. Lett. **28**, 53 (1992).
7. K. H. Wanser, A. D. Kersey and A. D. Dandridge, "Measurement of fundamental thermal phase fluctuations in optical fiber", in *9th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors*, Proc. **OFS'9**, Firenze, Italy, 255 (1993).
8. K. Krakenes and k. Blϕtekjaer, "Comparison of fiber-optic Sagnac and Mach-Zehnder interferometers with respect to thermal process in the fiber", J. Lightwave Technol. **13**, 682 (1995).
9. A. Dandridge and A. Tveten, "Intensity and frequency instabilities in GaAlAs diode lasers", J. Quantum Electron. **18**, 1738 (1982).
10. R. Fronen, "Correlation between 1/*f* fluctuations in the two output beams of a laser diode", IEEE J. Quantum Electron. **27**, 931 (1991).
11. T. Jenkins, *Optical Sensing Techniques and Signal Processing*, Prentice-Hall, London, 1987.
12. I. Filinski and R. A. Gordon, "The minimization of AC phase noise in interferometric systems", Rev. Sci. Instrum. **65**, 575 (1993).

Apêndice C

Circuitos de Desmultiplexagem Temporal

Dois esquemas serão aqui considerados, nomeadamente a desmultiplexagem temporal assíncrona para trens de quatro impulsos (Capítulo 3) e a desmultiplexagem temporal síncrona para trens de dois impulsos (Capítulo 7).

Desmultiplexador Temporal Assíncrono de 4 Canais

Na Figura Apêndice C .1 mostra-se o esquema implementado.

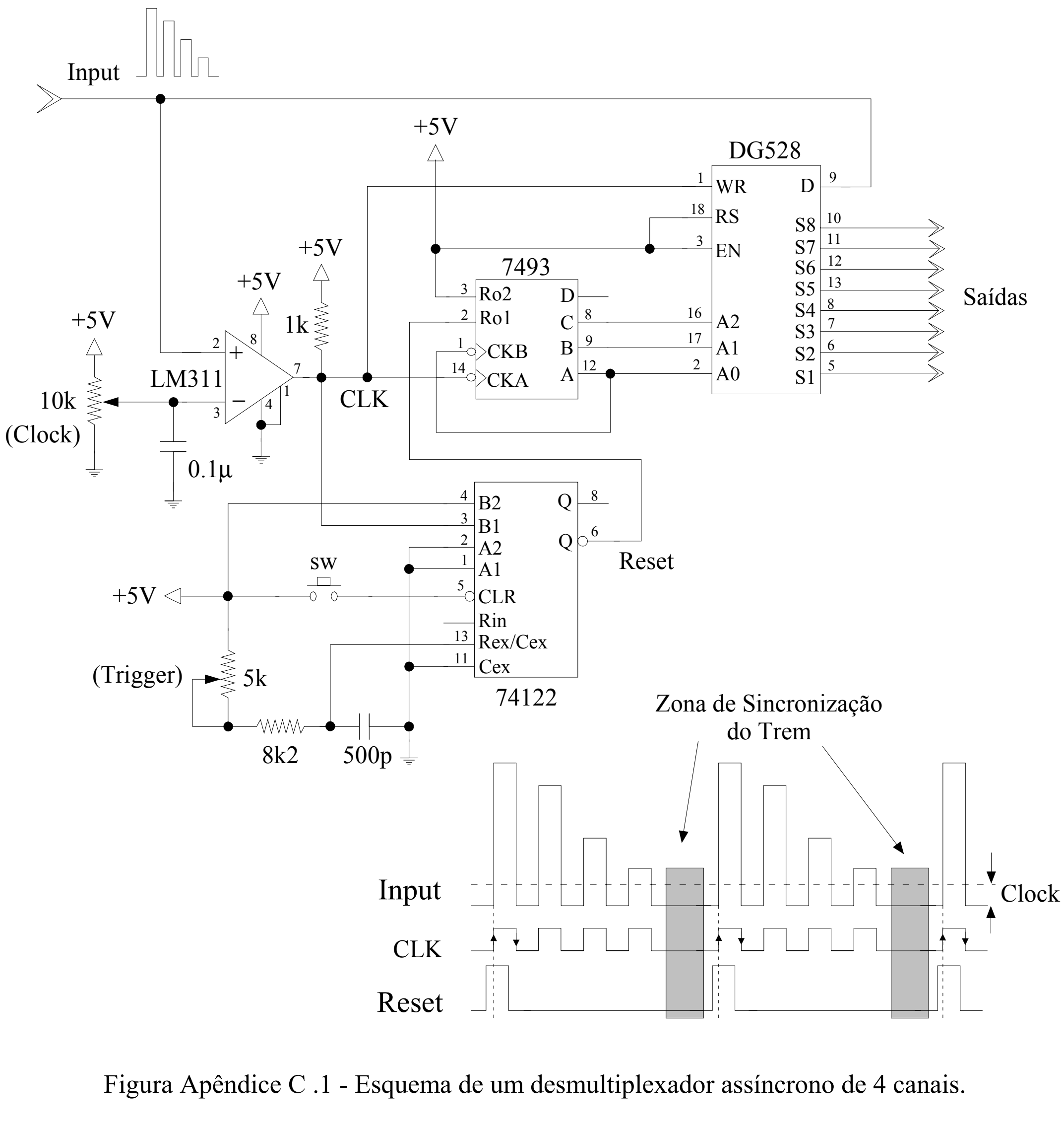


Figura Apêndice C .1 - Esquema de um desmultiplexador assíncrono de 4 canais.

Após detecção ("Input"), a sequência de impulsos provenientes dos sensores da rede é aplicada à entrada de um comutador electrónico (DG528 - CMOS) com portas "gate" endereçadas por um número binário TTL. Esta mesma sequência é também aplicada a um comparador (LM311) com valor ajustável ("Clock"), de modo a extrair os intervalos temporais de cada impulso, reproduzindo assim um sinal de relógio ("CLK") na saída deste. É este sinal de relógio que vai servir para iniciar o contador binário de 4-bits (7493) e também sincronizar todos os circuitos integrados. Para iniciar a contagem de uma forma ordenada é necessário realizar um "reset" ao contador. Isso pode ser conseguido manualmente pelo interruptor "sw", ou de um modo automático utilizando um circuito monoestável digital (74122) com uma constante de tempo apropriada [1,2]. Este circuito gera um sinal de "Reset" através da detecção da falta de um impulso na sequência de entrada ("zona de sincronização do trem") e, desta maneira, sincroniza a própria sequência de entrada no DG528. Isto significa que, para o esquema de desmultiplexagem temporal funcionar, é necessário impor um "duty-cycle" na modulação óptica do laser de maneira a simular a falta de um impulso.

Embora o esquema de desmultiplexagem implementado tenha a vantagem de possuir um circuito de ajuste automático da sequência de entrada (o qual elimina a necessidade de uma sincronização directa desde a fonte óptica até à unidade de processamento), tem também uma desvantagem directa, nomeadamente a necessidade de ajustar o "duty-cycle" na modulação do laser, o que implica uma diminuição da potência óptica média injectada na rede de sensores e, portanto, uma diminuição da sensibilidade destes.

Desmultiplexador Temporal Síncrono de 2 Canais

Para este caso a electrónica é relativamente mais simples. Na Figura Apêndice C .2 mostra-se o esquema implementado. A sequência detectada de impulsos ópticos é aplicada directamente a um comutador electrónico (NE630), cujas saídas são controladas por um sinal aplicado à porta de comando. O sinal que modula a corrente de injecção da fonte óptica é aplicado a um circuito de atraso variável (DDU37F), através de um comparador rápido (LT1016) que fornece os níveis de tensão apropriados (CLK).

Este atraso é necessário atendendo aos tempos de propagação dos sinais ópticos pela rede de sensores, bem como aos atrasos devidos ao percurso do sinal gerado no bloco de detecção. Para um melhor funcionamento do comutador NE630, o valor médio do sinal aplicado á porta de comando pode ser ajustado através de uma resistência variável situada imediatamente à saída do circuito de atraso (DDU37F).

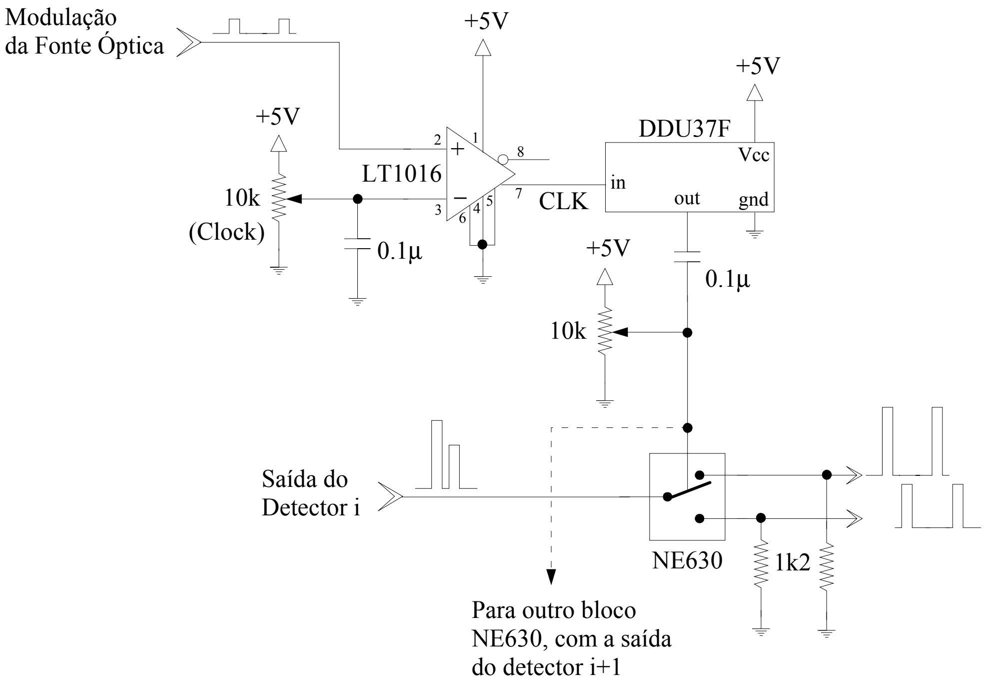


Figura Apêndice C .2 - Esquema do desmultiplexador síncrono de 2 canais.

Referências

1 M. H. Jones, *A Pratical Introduction to Electronic Circuits*, Cambridge Univ. Press, 2nd ed., 1988.

2 P. Horowitz and W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge Univ. Press, New York, 2nd ed., 1989.

Apêndice D

Circuito de Processamento Sintético-Heterodino

Na Figura Apêndice D .1 mostra-se o esquema de processamento sintético-heterodino utilizado no Capítulo 3 (ver Figura 3.7).

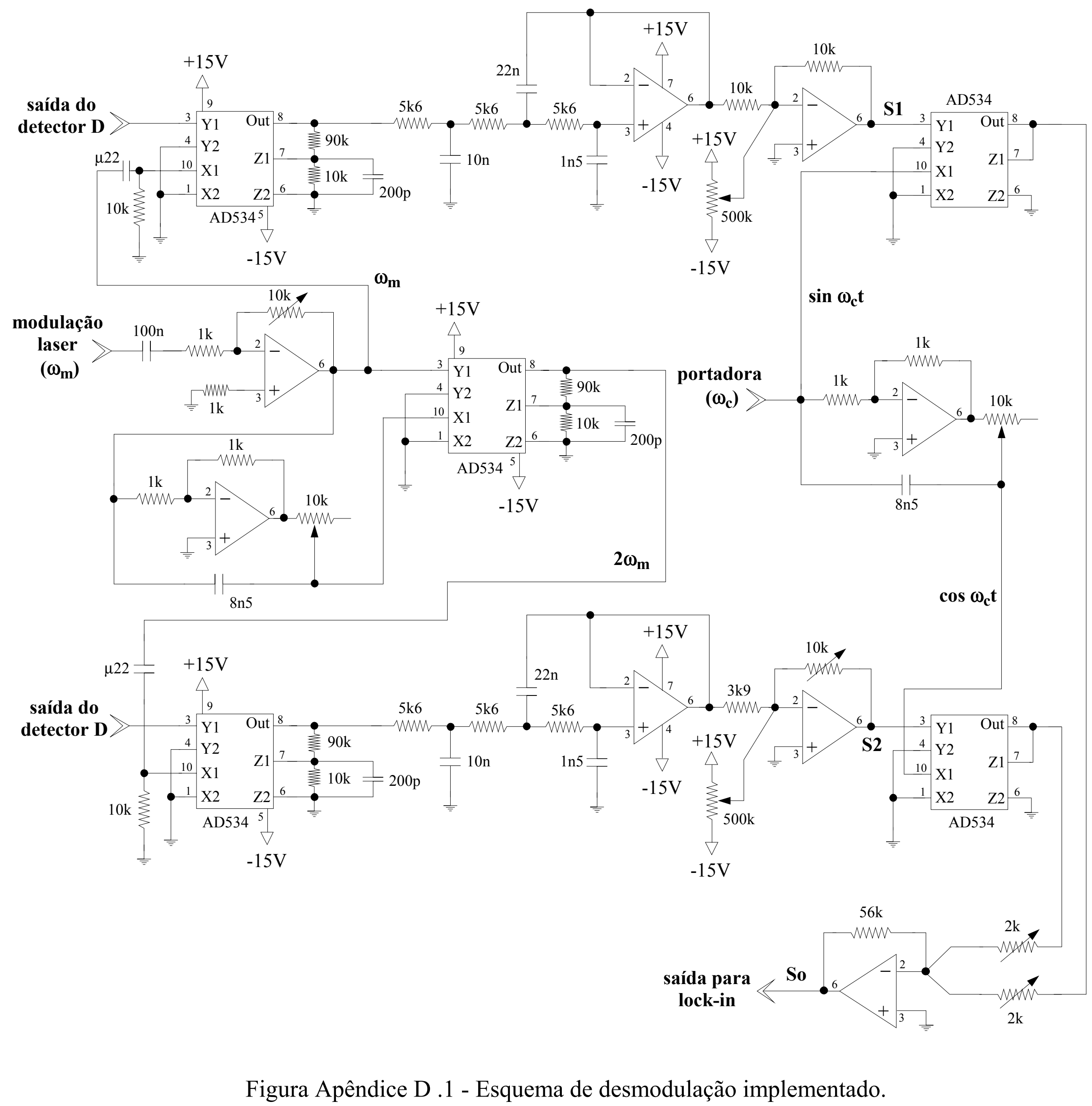


Figura Apêndice D .1 - Esquema de desmodulação implementado.

O circuito analógico AD534 foi utilizado para realizar a operação de multiplicação de dois sinais. Os restantes amplificadores operacionais usados foram do tipo OP17. Os filtros passa-baixo, descritos no diagrama de blocos da Figura 3.7, eram filtros activos Butterworth de 3 polos [1], com frequência de corte de ≈4 kHz (na Figura Apêndice D .1, são os primeiros andares de amplificação logo a seguir aos multiplicadores AD534). O bloco de geração de "$2\omega_m$" é baseado na operação matemática: $\sin(\omega_m t)*\cos(\omega_m t)=1/2*\sin(2\omega_m t)$. Para gerar o termo em "$\cos(\omega_m t)$" utilizou-se um circuito de desvio de fase de $\pi/2$ [2], que é também o mesmo para a geração da portadora em "$\cos(\omega_c t)$". Após a segunda operação de multiplicação dos sinais $S_1*\sin(\omega_c t)$ e $S_2*\cos(\omega_c t)$, somou-se analogicamente os dois sinais resultantes com um circuito somador inversor (último andar de amplificação), obtendo-se o sinal S_o a aplicar a uma das entradas do amplificador "lock-in".

Referências

1 D. Johnson, *Handbook of Active Filters*, Prentice-Hall, 1980.

2 P. Horowitz and W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge Univ. Press, New York, 2nd ed., 1989.

Apêndice E

Cálculo da Reflectividade do Sensor de Bragg

Para a determinação da reflectividade de uma rede de difracção de Bragg uniforme, com comprimento total L e período Λ, vamos considerar que as duas ondas guiadas contra-propagantes estão confinadas ao núcleo da fibra óptica. A Figura Apêndice E .1 mostra graficamente este exemplo. O facto de a diferença entre os índices de refracção do núcleo e da bainha da fibra ser bastante pequena permite utilizar para esta análise campos eléctricos linearmente polarizados.

As amplitudes dos campos eléctricos das ondas modais nos sentidos positivo (onda propagante) e negativo (onda contra-propagante) relativamente ao eixo Z, podem ser expressos por:

$$\begin{cases} E_a(z,t) = A(z) \cdot e^{i(\omega t + \beta z)} \\ E_b(z,t) = B(z) \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \end{cases} \tag{E.1}$$

onde β é a constante de propagação da onda, com a frequência angular ω, sendo $i = \sqrt{-1}$.

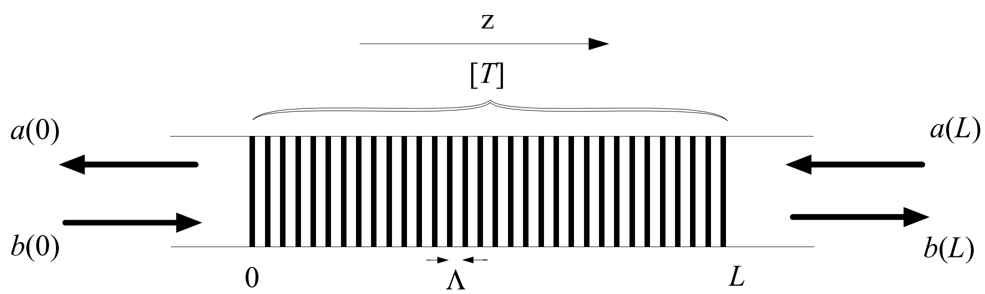


Figura Apêndice E .1 - Modelo da matriz de transferência [T] para uma rede de difracção de Bragg uniforme.

As amplitudes complexas $A(z)$ e $B(z)$ obedecem às equações dos modos acoplados [1,2]:

$$\begin{cases} \dfrac{dA(z)}{dz} = i\Omega B(z) \cdot e^{-2i(\Delta\beta)z} \\ \\ \dfrac{dB(z)}{dz} = -i\Omega^* A(z) \cdot e^{2i(\Delta\beta)z} \end{cases} \qquad 0 \le z \le L \tag{E.2}$$

onde $\Delta\beta=\beta-\beta_o=(2\pi n/\lambda)-(\pi/\Lambda)$ representa a constante de propagação diferencial que está associada à sintonia da condição de Bragg, $\beta=\beta_o$ (isto é, $\lambda=\lambda_B=2n\Lambda$), n é o índice de refracção efectivo do modo que se propaga na fibra, Ω é o coeficiente de acoplamento e o símbolo * representa o complexo conjugado. Para uma rede de difracção uniforme, Ω é constante (geralmente um número complexo) e está relacionado com a amplitude de modulação do índice de refracção (Δn_o). Para um índice de refracção sinusoidalmente modulado da forma:

$$n(z) = n + \Delta n(z) = n + \Delta n_o \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \tag{E.3}$$

o coeficiente de acoplamento é real e é dado por [3,4]

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n_o}{\lambda}\chi \tag{E.4}$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação incidente e χ representa a fracção da potência correspondente ao modo fundamental que se propaga no núcleo da fibra onde se encontra a rede de difracção, podendo ser expresso por [3,5]

$$\chi \approx 1 - \frac{1}{V^2} = 1 - \left(\frac{\lambda}{2\pi a NA}\right)^2 \tag{E.5}$$

onde a é o raio do núcleo da fibra e NA é a sua abertura numérica. Em geral, numa rede de difracção em fibra óptica real, a função de modulação do índice $\Delta n(z)$ na equação (E.3) não é necessariamente sinusoidal, mesmo se a figura de interferência da radiação UV que é usada na "escrita" interferométrica desta seja sinusoidal. Isto resulta da resposta não-linear da alteração do índice de refracção da fibra à intensidade da radiação UV. Para uma rede de difracção com uma amplitude de modulação do índice de refracção (Δn_o) elevada (normalmente associada a uma exposição forte à radiação UV), o valor $\Delta n(z)$ poderá desviar-se ainda mais de uma função sinusoidal devido a efeitos de saturação. Para analisar uma rede de difracção com uma função $\Delta n(z)$ não-sinusoidal, temos de encontrar a transformada de Fourier de $\Delta n(z)$ e extrair o harmónico que corresponde ao comprimento de onda de interesse [1] (os restantes harmónicos não contribuem em nada para o comprimento de onda escolhido). Portanto, na realidade podemos sempre assumir que a modulação do índice de refracção é sinusoidal, e tomar para a amplitude de modulação (Δn_o) na equação (E.4) apenas a amplitude de o coeficiente de Fourier de $\Delta n(z)$ no harmónico correspondente.

Vamos supor que existem ambas as ondas incidentes nos dois sentidos da rede de difracção e assumir que não existem perdas por absorção. Considerando as condições fronteira e o princípio da conservação de energia, é possível obter soluções para $A(z)$ e $B(z)$, na equação (E.2) e, consequentemente, soluções para as duas amplitudes, $a(z)=A(z)\exp(i\beta z)$ e $b(z)=B(z)\exp(-i\beta z)$. Pelo princípio da conservação da energia temos [2]:

$$\frac{d}{dz}\left[|B(z)|^2 - |A(z)|^2\right] = 0 \tag{E.6}$$

As condições fronteira para este tipo de acoplamento são:

$$\begin{cases} A(z=L) = A_L \\ B(z=0) = B_o \end{cases} \tag{E.7}$$

Usando as relações (E.6) e (E.7) podemos calcular as soluções do sistema de equações diferenciais (E.2) e exprimir o resultado em termos da matriz de espalhamento $[S]$[6]

$$\begin{bmatrix} a(0) \\ b(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a(L) \\ b(0) \end{bmatrix} \tag{E.8}$$

com $a(L)=A_l\exp(i\beta L)$, $b(0)=B_o$, e

$$\begin{aligned} S_{11} &= S_{22} = \frac{is\exp(-i\beta_o L)}{-\Delta\beta\sinh(sL) + is\cosh(sL)} \\ S_{12} &= \frac{\Omega}{\Omega^*} S_{21}\exp(i2\beta_o L) = \frac{\Omega\sinh(sL)}{-\Delta\beta\sinh(sL) + is\cosh(sL)} \end{aligned} \tag{E.9}$$

onde,

$$s = \sqrt{|\Omega|^2 - \Delta\beta^2} \tag{E.10}$$

A partir da matriz de espalhamento (E.8) e tendo em consideração as suas propriedades, podemos escrever uma nova matriz que relaciona as ondas do lado esquerdo com as do lado direito da Figura Apêndice E .1. Esta nova matriz é designada por matriz de transferência $[T]$ e é expressa por [1,6]:

$$\begin{bmatrix} a(0) \\ b(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a(L) \\ b(L) \end{bmatrix} \tag{E.11}$$

onde

$$
\begin{aligned}
T_{11} = T_{22}^{*} &= \frac{\Delta\beta \sinh(sL) + is\cosh(sL)}{is}\exp(-i\beta_o L) \\
T_{12} = T_{21}^{*} &= \frac{\Omega \sinh(sL)}{is}\exp(i\beta_o L)
\end{aligned}
\tag{E.12}
$$

Depois de calculados os valores $a(0)$ e $b(0)$ usando a equação (E.11), podemos determinar a reflectividade espectral (R) da rede de difracção:

$$
R(\lambda) = \left|\frac{a(0)}{b(0)}\right|^2 \tag{E.13}
$$

Nos casos aqui em estudo não existe onda incidente do lado esquerdo da Figura Apêndice E .1 e, portanto, as condições fronteira serão agora:

$$
\begin{cases} A(L) = 0 \\ B(0) = B_o \end{cases} \tag{E.14}
$$

Como o valor B_o é comum a $a(0)$ e $b(0)$, podemos assumir qualquer valor constante diferente de zero para B_L no cálculo de $R(\lambda)$. Utilizando estas condições fronteira na equação (E.11) e substituindo o resultado obtido na equação (E.13), obtemos para a reflectividade da rede de difracção uniforme:

$$
R(\lambda) = \frac{|\Omega|^2 \sinh^2(sL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(sL) + s^2\cosh^2(sL)} \tag{E.15}
$$

O máximo desta função ocorre para $\Delta\beta=0$, isto é, quando estamos na condição de Bragg:

$$
R_{\max}(\lambda = \lambda_B) = \tanh^2\left(|\Omega| L\right) = \tanh^2\left(\frac{\pi \Delta n_o \chi L}{\lambda_B}\right) \tag{E.16}
$$

Um exemplo da resposta espectral em reflexão descrita pela equação (E.15) em função da diferença (λ-λ_B) pode ser visto na Figura 1.10. A largura de banda a meia altura do pico central da função de reflectividade é dada por (2,4,7):

$$
\Delta\lambda_B = \frac{\lambda_B^2}{2nL}\sqrt{\pi^2 + \left(|\Omega| L\right)^2} \tag{E.17}
$$

A matriz [T] da equação (E.11) é bastante útil se pretendermos determinar a matriz de transferência de um conjunto de redes de difracção em série, podendo estas ser uniformes ou não. De facto, no caso particular de possuirmos uma rede de difracção com um período de modulação (Λ) não constante e com dependência linear ao longo do comprimento L da rede, podemos dividir esta rede não-uniforme em pequenos elementos uniformes de comprimento l tais que:

$$\left[T_L\right] = \left[T_{l_1}\right] \cdot \left[T_{l_2}\right] \cdots \left[T_{l_m}\right] = \prod_{j=1}^{m} \left[T_{l_j}\right] \tag{E.18}$$

onde $\left[T_L\right]$ representa a matriz de transferência total da rede de difracção e $\left[T_{l_j}\right]$ a matriz de transferência da j-ésima rede de difracção elementar (com j=1,2,…,m). Em princípio, a equação (E.18) é válida para qualquer selecção de l_j. No entanto, se utilizarmos a equação (E.12) para exprimir os elementos das matrizes da equação (E.18) e usar idêntico coeficiente de acoplamento Ω para todas as matrizes, será necessário dividir a rede de difracção total de tal maneira que cada rede elementar tenha períodos múltiplos, isto é, $l_j=N_j\Lambda$, onde N_j são inteiros. Apenas quando todas as redes elementares contêm períodos múltiplos podem todas começar com a mesma fase de modulação do índice. Neste caso podem ter a mesma expressão para $\Delta n(z)$ e, consequentemente, idêntico valor para a constante de acoplamento Ω.

O argumento anterior baseia-se no facto de que o coeficiente de acoplamento depende da função de modulação do índice, $\Delta n(z)$ (1). Se $l_j=N_j\Lambda$ não se verifica, a comprovação da equação (E.18) torna-se bastante mais complicada. Neste caso, mesmo que a modulação do índice seja na realidade uniforme ao longo de toda a rede de difracção, os valores de Ω das redes elementares serão complexos e diferentes uns dos outros. Por exemplo, se a rede elementar começar com $\Delta n(0)=0$, isto é, $\Delta n(z)=\Delta n_o \sin(2\pi z/\Lambda)$, o coeficiente de acoplamento desta rede elementar será um número complexo igual a $\Omega=-i(\pi\Delta n_o/\lambda)$, diferente do da equação (E.4). Em geral, para redes elementares com fases iniciais arbitrárias na função de modulação sinusoidal $\Delta n(z)$, os seus valores de Ω serão complexos, com a mesma amplitude $(\pi\Delta n_o/\lambda)$ e argumentos diferentes. A validade da equação (E.18) não está limitada pelo comprimento de uma rede elementar. Para o caso $l_j=N_j\Lambda$ (j=1,2,…,m), é possível provar a validade da equação (E.18) independentemente de N_j. Portanto, esta equação será efectiva mesmo para o caso N_j=1, isto é, a rede elementar é tão pequena quanto um período Λ (8).

Referências

1 A. Yariv and M. Nakamura, "Periodic structures for integrated optics", IEEE J. Quantum Electron. **4**, 233 (1977).

2 A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Jonh Wiley, New York, USA, 1984.

3 D. K. W. Lam and B. K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters", Appl. Opt. **20**, 440 (1981).

[4] R. Kashayp, “Photosensitive optical fibers: devices and applications”, Optical Fiber Technol. **1**, 17 (1994).

[5] D. Gloge, “Weakly guiding fibers”, Appl. Opt. **10**, 2252 (1971).

[6] H. A. Haus, “Mirrors and interferometers”, in *Waves and Fields in Optoelectronics*, N. Holonyak, ed., Prentice-Hall, New Jersey, USA, Chap.3, 55-80, 1984.

[7] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*, John Wiley & Sons, New York, USA, 1986.

[8] S. Huang, M. LeBlanc, M. M. Ohn and R. M. Measures, “Bragg intragrating structural sensing”, Appl. Opt. **34**, 5003 (1995).

Apêndice F

Fabricação de Redes de Difracção em Fibra Utilizando uma “Máscara de Fase”

Desde que foi demonstrado por *K.O. Hill et. al.* [1] que redes de difracção podiam ser “escritas” no núcleo de fibras ópticas monomodo fotosensíveis (isto é, fibras que contêm elevada concentração de Germânio, em geral, >6 mol%), várias técnicas de fabricação têm sido propostas. Basicamente, as redes de difracção podem ser construídas por três processos diferentes: técnica “ponto-a-ponto” [2,3,4], técnica interferométrica externa [5], e técnica da “máscara de fase” [6,7]. Essencialmente, esta última técnica é realizada em duas fases. Primeiro, um feixe de electrões é usado para escrever uma rede de difracção num bloco (máscara) de sílica fundida de alta qualidade e transparente à radiação ultra-violeta (UV). Depois, radiação laser proveniente de um laser de excímeros de KrF, emitindo radiação UV com comprimento de onda central (λ_{UV}) de 248 nm, é utilizada para iluminar a máscara, originando, entre outros, feixes laser UV difractados de ordem +1 e -1. Estas ondas irão interferir numa região muito próxima da superfície da máscara, produzindo um padrão de interferência, cujo período coincide com o da rede de difracção que se pretende fabricar no núcleo da fibra óptica (Figura Apêndice F .1).

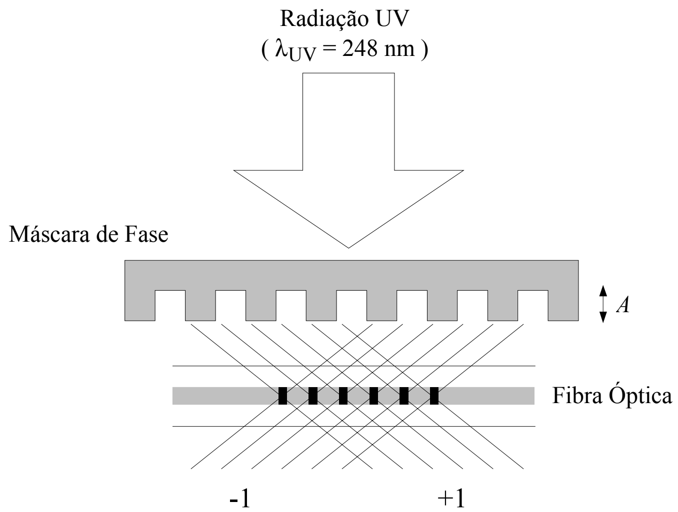


Figura Apêndice F .1 - Representação esquemática da fabricação de redes de difracção em fibra através de uma “máscara de fase”.

O perfil periódico da máscara de fase é aproximadamente rectangular e a sua amplitude (ou profundidade) é escolhida de maneira a modular a fase óptica do feixe UV por um valor de π radianos, isto é [6]:

$$\frac{4\pi(n_{silica} - 1)A}{\lambda_{UV}} = \pi \tag{F.1}$$

onde A é a profundidade de modulação da máscara de fase e n_{silica} é o índice de refracção do material que constitui a máscara. Esta escolha para a profundidade da máscara resulta numa onda difractada de ordem 0 (correspondente à direcção inicial do feixe UV) com amplitude aproximadamente nula. Na prática, a ordem 0 pode ser reduzida a um valor menor do que 5% do valor total da radiação que é difractada pela máscara. As ordens +1 e -1 contêm tipicamente mais de 35% do valor total.

Iluminando perpendicularmente a máscara com o feixe UV e colocando a fibra óptica praticamente em contacto com esta, é possível fabricar uma rede de difracção no núcleo da fibra com um período (Λ) equivalente a metade do período do perfil da máscara (Λ_{mask}). O comprimento de onda de Bragg (λ_B) da rede produzida é dado por:

$$\lambda_B = 2n\Lambda = n\Lambda_{mask} \tag{F.2}$$

onde n é o índice de refracção efectivo do núcleo da fibra. Os aspectos microscópicos, que se manifestam no fenómeno da fotossensibilidade em fibras ópticas dopadas com Germânio (e com outros dopantes, tais como o Boro e o Cério), têm sido alvo de intensa investigação e debate [8,9,10,11,12]. Como o Germânio apresenta uma banda de absorção na região espectral de 240 a 255 nm, uma iluminação directa de fotões UV provocará alterações permanentes no índice de refracção da fibra. Este processo físico é conhecido na literatura por "*photobleaching*" (em português "*branqueamento óptico*"). As fibras podem ser adquiridas comercialmente já com uma dopagem suficiente de Germânio no núcleo ou, então, utilizando fibras ópticas convencionais que foram previamente colocadas na presença de hidrogénio a alta pressão (100 atm) e à temperatura ambiente durante 48 horas [13].

As redes de difracção em fibra óptica utilizadas, por exemplo, no Capítulo 5, foram fabricadas através desta técnica. A fonte óptica UV era um laser de excímeros KrF (Lambda Physik, modelo LPX300), emitindo impulsos laser com duração de 20 ns, à taxa de repetição de 50 Hz e com um tempo de exposição de ≈20 minutos. O feixe laser UV foi focado na fibra óptica através de uma lente cilíndrica, criando-se deste modo um perfil rectangular de 5mm por 200 μm, com uma densidade de energia estimada em 150 mJ/cm^2. A máscara de fase utilizada era feita em sílica fundida transparente à radiação UV (material: Corning 7940 UV-

grade fused silica, da Lasiris Inc.), com um perfil rectangular de profundidade 122 ± 1 nm e período 574 nm, permitindo uma fluência por impulso de 1 J/cm^2 sem danificação. De notar que, para fabricar redes de difracção operacionais noutros comprimentos de onda de Bragg, é necessário dispor de novas máscaras de fase, o que torna esta técnica inerentemente mais dispendiosa. No entanto, apresenta duas grandes vantagens. Primeiro, num ambiente industrial, é relativamente imune aos efeitos adversos causados por vibrações mecânicas. Segundo, as redes de difracção podem, se necessário, ser produzidas por uma única exposição através de um processo similar à "impressão por contacto", proporcionando assim uma fabricação rápida.

Referências

[1] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", Appl. Phys. Lett. **32**, 647 (1978).

[2] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, D. C. Johnson, "Birefringence photosensitivity in monomode optical fibre: Application to external writing of rocking filters", Electron. Lett. **27**, 1548 (1991).

[3] D. C. Johnson, F. Bilodeau, B. Malo, K. O. Hill, P. G. J. Wigley and G. I. Stegeman, "Long-length, long-period rocking filters fabricated from conventional monomode telecomunications optical fiber", Opt. Lett. **22**, 1635 (1992).

[4] B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson and J. Albert, "Point-by-point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques", Electron. Lett. **29**, 1668 (1993).

[5] G. Meltz, W. W. Morey and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", Opt. Lett. **14**, 823 (1989).

[6] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson and J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", Appl. Phys. Lett. **62**, 1035 (1993).

[7] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan and A. E. White, "Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element", Electron. Lett. **29**, 566 (1993).

[8] J. Bures, S. Lacroix and J. Lapiere, "Bragg reflector induced by photosensitivity in an optical fibre: Model of Growth and frequency response", Appl. Opt. **21**, 3052 (1982).

[9] D. L. Williams, S. T. Davey, R. Kashyap, J. R. Armitage and B. J. Ainslie, "Direct observation of UV induced bleaching of 240 nm absorption band in photosensitive germanosilicate glass fibres", Electron. Lett. **28**, 369 (1992).

[10] L. Dong, J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell and D. N. Payne, "Photoinduced absorption change in germanosilicate preforms: Evidence for the color-center model of photosensitivity", Appl. Opt. **34**, 3436 (1995).

[11] R. M. Atkins, V. Mizrahi and T. Erdogan, "248 nm induced vacuum UV spectral changes in optical fibre preform cores: Support for a colour centre model of photosensitivity", Electron. Lett. **29**, 385 (1993).

[12] J. M. Yeun, "Ultraviolet absorption studies of germanium silicate glasses", Appl. Opt. **21**, 136 (1982).

[13] P. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi and W. A. Reed, "High pressure H_2 loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO_2 doped optical fibres", Electron. Lett. **29**, 1191 (1993).