

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE
VALÈNCIA

Departamento de Comunicaciones



**Diseño, fabricación y caracterización
de FBGs e interferómetros en fibra
óptica para la monitorización en
ambientes adversos**

TESIS DOCTORAL

David Barrera Vilar

Director: Salvador Sales Maicas
Doctor Ingeniero de Telecomunicación

Valencia, Septiembre de 2013

“Para quienes no ansían sino ver, hay luz bastante; mas para quienes tienen opuesta disposición, siempre hay bastante oscuridad.”

Blaise Pascal (1623 - 1662)

Matemático, físico, filósofo cristiano y escritor francés.

Agradecimientos

Me gustaría agradecer a mi director de tesis su confianza en mí durante todos estos años. A todos los amigos y compañeros del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas (GCOC) de la Universitat Politècnica de València por hacer de estos años una experiencia inolvidable.

También quiero dar las gracias a Joel Villatoro, Vittoria Finazzi y Valerio Pruneri del Institut de Ciències Fotòniques de Catalunya por su ayuda y al profesor D.J. Webb por su acogida y dedicación durante mi estancia en la *Aston University*.

Agradezco el apoyo del Ministerio de Ciencia e Innovación a través de la beca predoctoral de Formación de Personal Investigador BES-2008-001938 asociada al proyecto de investigación TEC2007-68065-C03-01 y el proyecto SOPROMAC No. P41/08, y a la *European Space Agency* (ESA) a través del proyecto “*Fibre Optics High Temperature Monitoring System*,” bajo el contrato 22994/09/NL/CBi.

Finalmente, agradecer a toda mi familia por su apoyo constante, a ellos va dedicado este trabajo.

Resumen

En esta tesis doctoral se presenta el diseño, la implementación y la caracterización de sensores en fibra óptica para la monitorización de diversas magnitudes en ambientes adversos. Se entiende como ambientes adversos aquellas condiciones ambientales externas a los sensores que por su naturaleza dificultan el uso y la fiabilidad a largo plazo de los sistemas de monitorización. Existe una gran variedad de ambientes adversos tales como temperaturas extremas, altas presiones, ambientes químicos o ionizantes, vibraciones o impactos mecánicos, entre otros. Este trabajo de tesis, realizado en el Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas (GCOC) del Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia (ITEAM) de la Universitat Politècnica de València así como el trabajo realizado durante la estancia en la *School of Engineering and Applied Science* de la *Aston University*, contempla algunos de estos escenarios, por lo que en el diseño e implementación de los sensores ópticos se han empleado distintas tecnologías ópticas, como las redes de difracción de Bragg (FBGs) o los interferómetros ópticos, con el fin de optimizar las prestaciones de los sensores.

En primer lugar, se ha realizado un estudio exhaustivo de las redes de difracción de Bragg regeneradas (RFBGs) para la medida de temperaturas extremas, cercanas a los 1300°C en algunos casos. Este estudio comprende desde el proceso de fabricación de estos dispositivos fotónicos hasta la caracterización como sensores de temperatura y el estudio de la estabilidad térmica a largo plazo. Se ha realizado también un estudio teórico y experimental sobre la multiplexación de interferómetros modales que, por su sensibilidad y robustez, son muy apropiados para su uso en condiciones ambientales adversas. La técnica de multiplexación desarrollada permite multiplexar los interferómetros modales en distintas configuraciones minimizando la interferencia entre ellos. Por último, se muestra la implementación de un sistema de inscripción de FBGs en fibras ópticas de polímeros y el uso de los dispositivos obtenidos para el diseño, la implementación y la caracterización de sensores ópticos para la medida de curvaturas, grandes deformaciones y deformaciones dinámicas.

Abstract

In this doctoral thesis the design, implementation and characterization of optical fibre sensors for the measurement of several magnitudes in harsh environments is presented. Harsh environments are understood as those environmental conditions external to the sensors which by its nature difficult to use and the long-term reliability of the monitoring systems. There are a variety of harsh environments such as extreme temperatures, high pressure, chemicals or ionizing environments, vibration or mechanical shock, among others. This thesis work, realized in the Optical and Quantum Group (GCOC) of the Institute of Telecommunications and Multimedia Applications (iTEAM) of the Universitat Politècnica de València and during the stay in the *School of Engineering and Applied Science* de la Aston University, consider some of these conditions, for this reason in the design and implementation several optical technologies, such as Fibre Bragg Gratings (FBGs) and optical interferometers, have been used in order to optimize the sensor performance.

In first place, an exhausting study of Regenerated Fibre Bragg Gratings (RFBGs) has been realized for extremely high temperatures, near 1300°C in some cases. This study covers from the fabrication process to the characterization as temperature sensors and long-term stability. Also, a theoretical and experimental study has been performed about the multiplexation of modal interferometers that, by their high sensitivity and robustness, are suitable for the use in harsh environmental conditions. The developed technique allows multiplexing modal interferometers in several configurations minimizing the interference between them. Finally, the implementation of a FBG inscription setup in polymer optical fibres and the use of the obtained devices for the design, implementation and characterization of optical fibre sensors for the measurement of curvatures, high strains and dynamic strains are shown.

Resum

En aquesta tesi doctoral es presenta el disseny, la implementació y la caracterització de sensors en fibra òptica per a la monitorització de diverses magnituds en ambients adversos. S'entén per ambients adversos aquelles condicions ambientals que per la seua natura dificulten l'ús i la fiabilitat a llarg termini dels sistemes de monitorització. Existeixen una gran varietat de ambients adversos tal com les temperatures extremes, altes pressions, ambients químics o ionitzants, vibracions o impactes mecànics, entre altres. Aquest treball de tesi, realitzat en el Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas (GCOC) del Instituto de Telecomunicaciones y Aplicaciones Multimedia (ITEAM) de la Universitat Politècnica de València així com el treball realitzat durant la estada en la *School of Engineering and Applied Science* de la *Aston University*, considera alguns d'aquests escenaris, per la qual cosa, en el disseny e implementació dels sensors òptics s'han emprat distintes tecnologies òptiques, com les xarxes de difracció de Bragg (FBGs) o els interferòmetres òptics, per tal de optimitzar les prestacions dels sensors.

En primer lloc, se ha realitzat un estudi exhaustiu de les xarxes de difracció de Bragg regenerades (RFBGs) per a la mesura de temperatures extremes, properes als 1300°C en alguns casos. Aquest estudi compren des del procés de fabricació fins a la caracterització com sensors de temperatura i el estudi de la estabilitat tèrmica a llarg termini. Se ha realitzat també un estudi teòric i experimental sobre la multiplexació de interferòmetres modals que, per la seua sensibilitat i robustesa, son molt apropiats per al seu ús en condicions ambientals adverses. La tècnica de multiplexació desenvolupada permet multiplexar els interferòmetres modals en distintes configuracions, minimitzant la interferència entre ells. Per últim, es mostra la implementació de un sistema de inscripció de FBGs en fibres òptiques de polímers i l'ús dels dispositius obtinguts per al disseny, la implementació i la caracterització de sensors òptics per a la mesura de curvatures, grans deformacions i deformacions dinàmiques.

Contenido

1. INTRODUCTION TO OPTICAL FIBRE SENSORS.....	1
1.1 Context	2
1.2 Objectives of the thesis.....	4
References.....	5
2. SENSORES ÓPTICOS DE ALTA TEMPERATURA BASADOS EN REDES DE DIFRACCIÓN DE BRAGG REGENERADAS	7
2.1 Introducción.....	8
2.2 Sensores basados en redes de difracción en fibra.....	8
2.3 Degradación térmica en las FBGs	10
2.4 Redes de difracción de Bragg regeneradas.....	13
2.4.1 RFBGs en Fibra óptica PS1250/1500	16
2.4.2 RFBGs en fibra óptica SMF-28	19
2.4.3 Apodización en RFBGs.....	21
2.5 Caracterización de RFBGs	25
2.5.1 RFBGs en Fibra óptica PS1250/1500	25
2.5.2 RFBGs en Fibra óptica SMF-28.....	29
2.6 Conclusiones.....	32
Referencias.....	34
3. MULTIPLEXACIÓN DE SENSORES ÓPTICOS BASADOS EN INTERFERÓMETROS MODALES EN FIBRA ÓPTICA	39
3.1 Introducción.....	40
3.2 Principio de funcionamiento.....	40
3.3 Multiplexación de interferómetros	43
3.4 Multiplexación en paralelo	45
3.5 Multiplexación en serie	52

3.6	Multiplexación híbrida.....	59
3.7	Conclusiones.....	64
	Referencias.....	66
4.	SENSORES ÓPTICOS EN FIBRA ÓPTICA DE POLÍMEROS	69
4.1	Introducción.....	70
4.2	Sistema de inscripción de FBGs en fibras POF.....	71
4.2.1	Redes de difracción de Bragg en fibra POF.....	73
4.2.2	Cavidades Fabry-Pérot con POFBGs.....	75
4.3	Aplicación de las POFBGs como sensores ópticos.....	76
4.3.1	Sensor de curvatura con POFBGs.....	76
4.3.2	Sensor de alta deformación con POFBGs.....	80
4.3.3	Sensor de deformación dinámica con POFBGs.....	84
4.4	Conclusiones.....	90
	Referencias.....	92
5.	SUMMARY, CONCLUSIONS AND OPEN RESEARCH LINES	97
5.1	Summary and conclusions.....	98
5.2	Open research lines.....	99
Anexo 1.	PUBLICACIONES CIENTÍFICAS DEL AUTOR	111
A.1	Publicaciones científicas en revistas.....	112
A.2	Contribuciones científicas en congresos.....	112
A.3	Participación en proyectos de investigación.....	113

Lista de Figuras

Figura 2.1.	Estructura y funcionamiento de una red de difracción de Bragg.	9
Figura 2.2.	Modelo de distribución continua de niveles de energía en FBGs.	12
Figura 2.3.	Espectro óptico experimental y teórico de una FBG uniforme de 1cm de longitud.	16
Figura 2.4.	Evolución temporal de la temperatura y del NLPR de una FBG/RFBG en fibra dopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$ durante la regeneración.	17
Figura 2.5.	Comparación de los espectros en reflexión antes y después del proceso de regeneración de la RFBG.	18
Figura 2.6.	Comparación de la regeneración de tres FBGs ante ciclos de temperatura sucesivos.	18
Figura 2.7.	Espectro en transmisión y reflexión de una FBG uniforme de 1cm de longitud inscrita en fibra SMF-28 antes de ser regenerada.	19
Figura 2.8.	Evolución temporal de la temperatura y del NLPR de una FBG/RFBG en fibra SMF-28 durante la regeneración.	20
Figura 2.9.	Espectro óptico en reflexión y transmisión de la FBG y RFBG con apodización uniforme a temperatura ambiente.	20
Figura 2.10.	Comparación de la modulación del índice de refracción en una FBGs de 1cm con apodización uniforme, Gaussiana y Tangente hiperbólica.	22
Figura 2.11.	Espectro teórico en reflexión usando apodizaciones Uniforme, Gaussiana y Tangente hiperbólica.	23
Figura 2.12.	Comparación del proceso de regeneración con apodización uniforme, Gaussiana y tangente hiperbólica en fibra óptica SMF-28.	24
Figura 2.13.	Espectro en reflexión de una FBG/RFBG de 1cm de longitud con apodización Gaussiana.	24

Figura 2.14. Espectro en reflexión de una FBG/RFBG de 1cm de longitud con apodización Tangente hiperbólica.....	25
Figura 2.15. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg y la temperatura durante los ciclos de caracterización.....	26
Figura 2.16. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg con la temperatura en fibra fotosensible y aproximación polinómica de tercer orden.....	26
Figura 2.17. Degradación de dos RFBGs en fibra codopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$ y temperatura durante el ensayo.....	27
Figura 2.18. Aproximaciones lineales sucesivas realizadas en la degradación del NLPR de una RFBG en fibra codopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$	28
Figura 2.19. Velocidad de degradación en función de la temperatura y aproximación Lorentziana.....	28
Figura 2.20. Desplazamiento en longitud de onda de una RFBG en fibra SMF-28 durante el ensayo de caracterización.....	29
Figura 2.21. Desplazamiento en longitud de onda con la temperatura para una RFBG en fibra SMF-28 y aproximación polinómica de tercer orden.....	29
Figura 2.22. Variación de la potencia óptica reflejada para tres RFBGs en fibra óptica SMF-28.....	30
Figura 2.23. Espectros de una RFBG en fibra SMF-28 a distintas temperaturas. ..	31
Figura 2.24. Degradación con la temperatura del producto del coeficiente de acoplamiento por la longitud.....	32
Figura 3.1. Estructura y construcción de un interferómetro modal.	41
Figura 3.2. Desplazamiento del espectro óptico al aplicar deformaciones sobre un PCFI con un FSR de 11.11nm.....	42
Figura 3.3. Esquema de multiplexación en paralelo.....	43
Figura 3.4. Esquema de multiplexación en serie.	43
Figura 3.5. Esquema de multiplexación híbrida.	44
Figura 3.6. Espectro óptico teórico de tres PCFI multiplexados en paralelo.....	46
Figura 3.7. Fase de la FFT de tres PCFI ideales multiplexados en paralelo.....	47
Figura 3.8 Espectro óptico de cuatro PCFI con frecuencias espaciales de a) 0.2179nm^{-1} , b) 0.1997nm^{-1} , c) 0.1393nm^{-1} y d) 0.09nm^{-1}	48

Figura 3.9. Espectro en el dominio de la frecuencia espacial de los cuatro interferómetros modales utilizados sin multiplexar.	49
Figura 3.10. Montaje experimental utilizado para la multiplexación de cuatro interferómetros modales.	49
Figura 3.11. Análisis en el dominio de la frecuencia espacial del espectro óptico de cuatro interferómetros modales multiplexados en paralelo.	50
Figura 3.12. Evolución de la fase de la transformada de Fourier ante la deformación del PCFI con FSR de 5nm para multiplexación en paralelo.	50
Figura 3.13. Variación de la fase inicial con la deformación del PCFI de frecuencia espacial $0.2nm^{-1}$ para multiplexación en paralelo.	51
Figura 3.14. Esquema de multiplexación en serie.	52
Figura 3.15. Módulo de la FFT normalizado de dos PCFI ideales en serie.	53
Figura 3.16. Diagrama de flujo para la elección de frecuencias espaciales para los PCFI.	55
Figura 3.17. Espectro óptico normalizado en potencia óptica de cuatro interferómetros modales multiplexados en serie.	56
Figura 3.18. Análisis en el dominio de la frecuencia espacial del espectro óptico de cuatro interferómetros modales multiplexados en serie.	57
Figura 3.19. Evolución de la fase de la transformada de Fourier con la deformación del PCFI $0.09nm^{-1}$ para multiplexación en serie.	57
Figura 3.20. Variación de la fase inicial del PCFI $0.09nm^{-1}$ con la deformación para multiplexación en serie.	58
Figura 3.21. Variación de la fase inicial del PCFI $0.22nm^{-1}$ con la deformación para multiplexación en serie.	58
Figura 3.22. Esquema de multiplexación híbrida.	59
Figura 3.23. Módulo de la transformada de Fourier normalizado de cuatro PCFI teóricos multiplexados de forma híbrida.	61
Figura 3.24. Análisis en el dominio de la frecuencia espacial del espectro óptico de cuatro interferómetros modales en configuración híbrida.	61
Figura 3.25. Evolución de la fase de la transformada de Fourier con la deformación del PCFI $0.09nm^{-1}$ para un esquema de multiplexación híbrido.	62
Figura 3.26. Variación de la fase inicial con la deformación del PCFI $0.09nm^{-1}$ para un esquema de multiplexación híbrido.	62

Figura 3.27. Evolución de la fase de la transformada de Fourier con la deformación de los PCFI $0.09nm^{-1}$ y $0.14nm^{-1}$ para multiplexación híbrida.....	63
Figura 3.28. Variación de la fase inicial del PCFI de frecuencia espacial $0.09nm^{-1}$ y $0.14nm^{-1}$ con la deformación para multiplexación híbrida.....	63
Figura 4.1. Sistema de inscripción de POFBGs.....	71
Figura 4.2. Estructura de la fibra POF empleada para la inscripción de POFBGs.	73
Figura 4.3. Espectros ópticos en reflexión de dos POFBGs inscrita en fibra óptica microestructurada de varios modos.....	74
Figura 4.4. Evolución temporal del espectro óptico durante la inscripción de una POFBG.....	74
Figura 4.5. Espectros ópticos de una POFBG y el interferómetro Fabry-Pérot después de la inscripción de la segunda POFBG.	75
Figura 4.6. Esquema de la construcción de un sensor de curvatura con POFBGs.	76
Figura 4.7. Esquema utilizado para la caracterización del sensor de curvatura....	77
Figura 4.8. Desplazamiento en longitud de onda de las POFBGs del sensor de curvatura en configuración Top.	78
Figura 4.9. Desplazamiento en longitud de onda de las POFBGs del sensor de curvatura en configuración Bottom.	78
Figura 4.10. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG ante deformaciones.	80
Figura 4.11. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG tras retirar la deformación aplicada.....	81
Figura 4.12. Esquema del montaje experimental empleado para deformar una POFBG sobre un sustrato.....	81
Figura 4.13. Desplazamiento en longitud de onda para una POFBG adherida a un sustrato.	83
Figura 4.14. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG adherida a un sustrato tras retirar la deformación aplicada.	83
Figura 4.15. Esquema de la implementación de un interrogador de bajo coste con POFBGs para la medida de deformaciones dinámicas.....	84

Figura 4.16. Descripción de la ubicación de la POFBG en el sistema para aplicar deformaciones dinámicas mediante un actuador PZT.	85
Figura 4.17. Desplazamiento del espectro óptico de una POFBG en fibra POF monomodo ante deformaciones estáticas.....	86
Figura 4.18. Desplazamiento del espectro óptico de una POFBG en fibra POF multimodo ante deformaciones estáticas.	86
Figura 4.19. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG en fibra POF monomodo ante deformaciones estáticas.	87
Figura 4.20. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG en fibra POF multimodo ante deformaciones estáticas.	87
Figura 4.21. Deformación máxima aplicada sobre la POFBG en función de la amplitud eficaz de la señal sinusoidal.....	88
Figura 4.22. Resolución en deformación normalizada en función de la amplitud eficaz de la señal sinusoidal para la POFBG en fibra monomodo.....	89
Figura 4.23. Resolución en deformación normalizada en función de la amplitud eficaz de la señal sinusoidal para la POFBG en fibra multimodo.....	89

Lista de Tablas

Tabla 2.1.	Resumen de las técnicas de regeneración de FBGs.....	14
Tabla 2.2.	Características de las fibras ópticas utilizadas.	15
Tabla 2.3.	Coefficientes de ajuste para el desplazamiento en longitud de onda con la temperatura de RFBGs en fibra óptica PS1250/1500.....	27
Tabla 2.4.	Coefficientes de ajuste para el desplazamiento en longitud de onda con la temperatura en RFBGs en fibra óptica SMF-28.....	30
Tabla 3.1.	Pendiente de la aproximación lineal expresada en $rad/\mu\epsilon$, en los cuatro PCFI para la multiplexación en serie y en paralelo.	59
Tabla 4.1.	Coefficientes de ajuste para el desplazamiento en longitud de onda con el radio de curvatura de las POFBGs en el sensor de curvatura.....	79

1

INTRODUCTION TO OPTICAL FIBRE SENSORS

1.1 Context

Optical fibre sensors are photonic devices that use the optical fibre as a sensing element or as a medium to deliver and collect light from an external sensing element. They have been developed during the last decades and cover a range of different technologies that modify the properties of light, such as intensity, phase, polarization or wavelength, with the desired external stimuli.

In the present, optical fibre sensors are used for strain, temperature, pressure and other physical or chemical parameters [KRO00]. The most popular technologies used in optical fibre sensors are the fibre gratings, Fibre Bragg Gratings (FBGs) and Long Period Gratings, interferometers and those based on the analysis of the backscattering. Optical fibre gratings are periodic or quasi-periodic structures that are inscribed in the core of the optical fibres. They act like optical filters whose central wavelength is intrinsically sensitive to external parameters like temperature, strain and pressure [OTH99]. Optical fibre interferometers divide and combine the light traveling by two or more optical paths. Used as optical fibre sensors, external parameters modify the phase of the light in one or more of these optical paths changing the interference of the light when it is combined [LEE12]. Backscattering based optical fibre sensors use the changes in the intensity or frequency of the reflected light in order to detect changes in the optical fibre due to external conditions [GRA00].

The sensing properties of the optical fibre sensors are strongly influenced by the optical fibre used in their design, especially in those that use the optical fibre as the sensing element. This close relationship has contributed to the optical fibre engineering in several facets from the materials to the geometry and the post-processing of the optical fibres.

Attending to the base material, silica optical fibres are the most common but recently Polymer Optical Fibres have attracted attention too [PET11]. Optical fibres made in sapphire and other special glasses can also be used for sensing [GRO04][CUI13]. Additionally, the properties of the optical fibres can be tuned by the addition of different dopants to the base material [BUT06].

The optical fibre geometry is important too in the design of optical fibre sensors. Additionally to the single-mode and multimode optical fibres, now is common the use of polarization-maintaining optical fibres, microstructured and photonic crystal optical fibres or multicore optical fibres [DON07][RUS06][FRA08][FLO03].

The design of the optical sensors sometimes requires a post-processing of the optical fibre. Splicing different types of optical fibres, reducing the diameter of the optical fibre or micromachining the side or the end-face of the optical fibre are

some of the techniques used to fabricate optical fibre sensors [VIL07a][VIL06][SAI08].

In general, compared with electrical sensors, optical fibre sensors have advantages such as immunity to electromagnetic interference, low attenuation, negligible ignition risk and small size and weight [KRO00]. Depending on the optical fibre used, they can also offer high chemical and ionizing radiation resistance [GUS99]. These properties joined to the possibility of distributed or quasi-distributed sensing permit optical fibre sensors to be deployed in highly sensitive environments such as bridges, dams, singular buildings, power plants, oil pipelines and downholes or aerospace vehicles, amongst others. In most of these applications there are adverse conditions of temperature, pressure, strain, displacement, electromagnetic interference or other environmental conditions that makes optical fibre sensors very attractive. In this thesis, some of these adverse environmental conditions are considered in order to properly design and implement optical fibre sensors for these applications.

One of the most recurrent adverse conditions in many industrial applications is the extreme temperatures. The continuous monitoring at high temperatures allows optimizing the resources and controlling the condition of the exposed elements reducing the cost associated to the inspection and maintenance. However, FBGs show a fast decay at high temperatures, limiting the use of this technology in such conditions. Recently, Regenerated Fibre Bragg Gratings (RFBGs) have been developed and show the possibility to withstand at high temperatures [CAN08]. Nonetheless, there is a need of a better understanding of the fabrication process and the effect on it of different optical fibre composition. There is also a need to study the long term stability of RFBGs at high temperatures.

In some cases, the parameter of interest requires the use of interferometric devices due to their high sensitivity. Most of these devices are good candidates for adverse conditions due to the simple and robust construction of this kind of optical fibre sensors. Nonetheless, one of the most important drawbacks of these optical fibre sensors compared with other technologies such as FBGs is the difficulty of multiplexation [BRO85]. One of the reasons is that, due to the nature of these optical fibre sensors, they commonly present a periodical optical spectrum which hinders the use of common multiplexation techniques such as wavelength division multiplexing. The development of a simple technique to multiplex interferometric devices can increase the use of these devices for sensing.

Hard mechanical conditions are also considered in this thesis. In these applications the use of silica optical fibres implies an accurate mechanical protection design which increases the cost of the optical fibre sensors. Polymer optical fibres for optical sensors offer a higher flexibility and resistance to mechanical impacts and vibrations. Additionally, some of the polymers used in optical fibres are

biocompatible allowing the use of these optical fibres in biomechanical and biomedical applications.

1.2 Objectives of the thesis

The general objective of this Ph.D. is to design, implement and characterize optical fibre sensors for applications in adverse environmental conditions. To accomplish this goal, several subobjectives are considered:

- Design, implementation and optimization of FBGs for the development of optical fibre sensors.
- The investigation of diverse photonic technologies for sensing applications.
- The use of different optical fibres to optimize the performance of optical fibre sensor for monitoring environmental, physical and chemical parameters.

According to the objectives, the thesis is structured in the following chapters:

- Chapter 2: A thorough study of RFBGs for the measurement of extreme temperatures is performed. The fabrication process is analysed and optimized and the obtained devices are characterized for extreme temperatures. The operation limits of the devices are obtained.
- Chapter 3: A technique to multiplex optical fibre sensor that present a periodical spectrum is developed. A mathematical and experimental study is made in order to determine the properties of the photonic devices. Optical fibre sensors based on modal interferometers are used to analyse the performance of the proposed technique.
- Chapter 4: The development and implementation of a FBG inscription setup for polymer optical fibres is shown. Optical fibre sensors are designed, implemented and characterized for several applications exploiting the properties of POF fibres.
- Chapter 5: The conclusions of the thesis and the open research lines are summarized.

References

- [BUT06] O.V. Butov, E.M. Dianov, K.M. Golan, “Nitrogen-doped silica-core fibres for Bragg grating sensors operating at elevated temperatures,” *Measurement Science and Technology*, vol. 17, no. 5, p. 975. 2006.
- [CUI13] S. Cui, R. Chahal, C. Boussard-Plédel, V. Nazabal, J-L. Doualan, J. Troles, J. Lucas and B. Bureau, “From Selenium- to Tellurium-Based Glass Optical Fibers for Infrared Spectroscopies.” *Molecules*, vol. 18, no. 5, pp. 5373-5388. 2013.
- [DON07] X. Dong, H.Y. Tam and P. Shum, “Temperature-insensitive strain sensor with polarization-maintaining photonic crystal fiber based Sagnac interferometer,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no.15, pp. 151113, 151113-3. 2007.
- [FLO03] G. Flockhart, W. MacPherson, J. Barton, J. Jones, L. Zhang, and I. Bennion, “Two-axis bend measurement with Bragg gratings in multicore optical fiber,” *Optics Letters*, vol. 28, no. 6, pp. 387-389. 2003.
- [GRA00] K.T.V Grattan, B.T Meggitt, “Optical fiber sensor technology: advanced applications, bragg gratings and distributed sensors”, Kluwer Academic. 2000.
- [GRO04] D. Grobnic, S.J. Mihailov, C.W. Smelser, and H. Ding, “Sapphire Fiber Bragg Grating Sensor Made Using Femtosecond Laser Radiation for Ultrahigh Temperature Applications,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 11, pp. 2505–2507. 2004.
- [GUS99] A.I. Gusarov, F. Berghmans, O. Deparis, A.F. Fernandez, Y. Defosse, P. Megret, M. Decreton, and M. Blondel, “High total dose radiation effects on temperature sensing fiber Bragg gratings,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 9, pp. 1159–1161. 1999.
- [KRO00] D.A. Krohn, “Fiber optic sensors: fundamentals and applications”, *Instrumentation, Systems, and Automation Society*. 2000.

- [LEE12] B.H. Lee, Y.H. Kim, K.S. Park, J.B. Eom, M.J. Kim, B.S. Rho and H.Y. Choi, “Interferometric Fiber Optic Sensors.” *Sensors*, vol. 12, no. 3, pp. 2467-2486. 2012.
- [OTH99] A. Othonos, K. Kalli, “Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing”, Artech House. 1999.
- [PET11] K. Peters, “Polymer optical fiber sensors—a review,” *Smart Materials and Structures*, vol. 20, no. 1, p. 013002. 2011.
- [RUS06] P.St.J. Russell, “Photonic-Crystal Fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, pp. 4729-4749. 2006.
- [SAI08] A.A. Said, M. Durgan, S.de Man, and D. Iannuzzi, “Carving fiber-top cantilevers with femtosecond laser” micromachining *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 18, no. 3, p. 035005. 2008.
- [VIL06] J. Villatoro, V.P. Minkovich, and D. Monzon-Hernandez, “Compact modal interferometer built with tapered microstructured optical fiber,” *Photonics Technology Letters, IEEE* , vol. 18, no. 11, pp. 1258-1260. 2006.
- [VIL07a] J. Villatoro, V. Minkovich, V. Pruneri, and G. Badenes, “Simple all-microstructured-optical-fiber interferometer built via fusion splicing,” *Optics Express*, vol. 15, no. 4, pp. 1491-1496. 2007.

2

SENSORES ÓPTICOS DE ALTA TEMPERATURA BASADOS EN REDES DE DIFRACCIÓN DE BRAGG REGENERADAS

Resumen: En este capítulo se muestra el estudio exhaustivo realizado sobre redes de difracción de Bragg regeneradas en fibra óptica (*Regenerated Fiber Bragg Grating*, RFBG) para la medida de temperaturas extremas. En primer lugar se tratarán los conceptos básicos relacionados con redes de difracción de Bragg en fibra óptica (*Fiber Bragg Grating*, FBG) y la estabilidad térmica de las mismas. A continuación, utilizando fibras ópticas comerciales, utilizadas para la inscripción de FBGs, se analizarán los procesos de regeneración que dan lugar a las RFBGs. Se estudiará el método óptimo de apodización de la modulación del índice de refracción en RFBGs considerando las características del sistema de inscripción de FBGs del GCOC. Además, las RFBGs obtenidas en los dos tipos de fibras ópticas empleadas se caracterizarán para su uso como sensores ópticos obteniendo el desplazamiento en longitud de onda de la RFBG con la temperatura y el rango de operación, resaltando las similitudes y diferencias encontradas. Finalmente se expondrán las principales conclusiones de este capítulo.

Abstract: In this chapter a thorough study of Regenerated Fiber Bragg Gratings (RFBG) for the measurement of extreme temperatures is shown. In first place, the basic concepts of Fiber Bragg Gratings (FBG) and their thermal stability are considered. Following, the regeneration processes that produce the RFBGs are analyzed in commercial optical fibers used for FBG inscription. The optimum refractive index modulation method in RFBGs is studied considering the characteristics of the FBG inscription setup in the GCOC. Moreover, the RFBG are characterized for each of the optical fibers used, obtaining the wavelength shift with temperature and the operation range. The similarities and differences found are highlighted. Finally, the main conclusions of this chapter are exposed.

2.1 Introducción

En determinados sectores productivos, como los de producción de energía, siderúrgico o aeroespacial, entre otros, es común encontrar elementos expuestos a temperaturas extremas. La medida y control de la temperatura permite no solo optimizar los recursos, sino también controlar los procesos de producción al tener un conocimiento más preciso del estado de estos elementos sometidos a altas temperaturas. Existen sensores, como los termopares o los pirómetros capaces de medir temperaturas extremas. Sin embargo, el uso de sensores ópticos puede proporcionar grandes ventajas, como el pequeño peso y volumen, la inmunidad frente a la radiación electromagnética, la capacidad de medir en reflexión o la capacidad de multiplexación. Las FBGs son un referente entre los sensores ópticos, no obstante, a temperaturas elevadas las FBGs presentan una degradación progresiva, lo que puede provocar su total destrucción después de periodos de tiempo relativamente cortos [KAN97]. Recientemente se han desarrollado las redes de difracción de Bragg regeneradas en fibra óptica o RFBGs que permiten alcanzar temperaturas cercanas al punto de fusión de la sílice, 1300°C [CAN08]. Durante este capítulo estudiaremos de forma exhaustiva los procesos de formación de las RFBGs, las características, la respuesta en temperatura así como la estabilidad de las RFBGs, empleando dos fibras ópticas distintas utilizadas comúnmente en la inscripción de FBGs.

2.2 Sensores basados en redes de difracción en fibra

Una red de difracción en fibra es una modulación periódica o casi periódica en el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica a lo largo de su eje longitudinal. Producir la modulación del índice de refracción en el núcleo es posible gracias al fenómeno de la fotosensibilidad, mecanismo por el cual ante una radiación óptica intensa, de una longitud de onda adecuada, es posible alterar el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica de forma casi permanente.

Las perturbaciones periódicas en el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica provocan el acoplamiento de parte de la luz incidente a otros modos provocando, a determinadas longitudes de onda, una suma coherente de las múltiples contribuciones. En las FBGs, a las longitudes de onda que cumplan la condición de fase necesaria, determinada por la ley de conservación de la energía y el momento, las distintas contribuciones se suman constructivamente y se propagan en sentido opuesto a la luz incidente [OTH99]. La longitud de onda a la que se produce un mayor acoplo de la luz entre el modo incidente y el modo contra-propagado se conoce por el nombre de longitud de onda de Bragg.

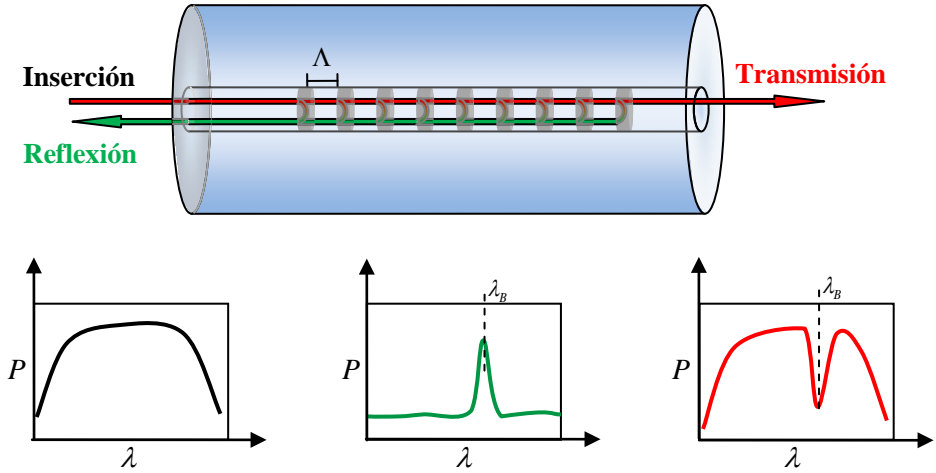


Figura 2.1. Estructura y funcionamiento de una red de difracción de Bragg.

En una FBG, la longitud de onda de Bragg vendrá determinada por la siguiente ecuación [HIL97][OTH99],

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda, \quad (2.1)$$

donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo en el núcleo de la fibra óptica y Λ la separación espacial de las perturbaciones en el índice de refracción.

Una de las principales características de las FBGs es su gran versatilidad para diseñar sus características espectrales. Esto se consigue seleccionando de forma apropiada la separación espacial de las perturbaciones en el índice de refracción, la amplitud de la modulación en el índice de refracción o la inclinación de las perturbaciones en el índice de refracción respecto al eje longitudinal de la fibra óptica [ERD97]. Gracias a esta versatilidad, las FBGs han sido utilizadas en aplicaciones propias de las comunicaciones ópticas, como el filtrado óptico, la compensación de la dispersión o el encaminamiento óptico por longitud de onda, entre otros [VAS05]. Igualmente, se han empleado con éxito en el campo de los sensores ópticos [KER97][KRO00].

La longitud de onda de Bragg se ve afectada por las condiciones ambientales externas que afecten tanto al índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra óptica como a la separación espacial entre perturbaciones del índice de refracción. Este hecho es aprovechado para crear sensores que son capaces de medir distintos parámetros físicos y/o químicos. La variación de la longitud de onda de Bragg se puede expresar como la suma de los efectos de las diferentes contribuciones, principalmente deformación y temperatura,

$$\Delta\lambda_B = \frac{\partial\lambda_B}{\partial\varepsilon} \varepsilon + \frac{\partial\lambda_B}{\partial T} \Delta T, \quad (2.2)$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L}, \quad (2.3)$$

siendo ΔT la variación de temperatura y ε la deformación unitaria. Sustituyendo la ecuación (2.1) en la ecuación (2.2) se obtiene que,

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left[\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial\Lambda}{\partial\varepsilon} + \frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial\varepsilon} \right] \varepsilon + \lambda_B \left[\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial\Lambda}{\partial T} + \frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \right] \Delta T. \quad (2.4)$$

En la expresión anterior el efecto sobre la longitud de onda de Bragg se puede descomponer en dos términos. El primer término representa la dependencia de la longitud de onda de Bragg con la deformación y puede ser expresado como,

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left[1 - \frac{n^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \right] \varepsilon, \quad (2.5)$$

donde p_{11} y p_{12} son los coeficientes del tensor elasto-óptico y ν es el coeficiente de Poisson [GRA00]. El segundo término, representa la dependencia con la temperatura y se puede expresar como,

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left[\alpha_\Lambda + \frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \right] \Delta T, \quad (2.6)$$

donde α_Λ es el coeficiente de expansión térmica y $\partial n_{eff} / \partial T$ representa la variación del índice de refracción con la temperatura. Esta codependencia de la longitud de onda de Bragg con la temperatura y la deformación obliga en muchos casos a aislar o compensar el efecto de una de las dos magnitudes.

2.3 Degradación térmica en las FBGs

Con la utilización comercial de las FBGs en aplicaciones de telecomunicaciones y de sensores, se hace necesario el estudio del comportamiento de estos dispositivos a largo plazo, para lo cual se utilizan técnicas de envejecimiento acelerado. Las técnicas de envejecimiento acelerado son utilizadas con frecuencia en la industria y consisten en someter, de forma controlada, a los materiales o dispositivos bajo estudio a condiciones mecánicas o ambientales mucho más severas de las que experimentarán

en condiciones de funcionamiento normal. Bajo estas circunstancias es posible observar los efectos adversos futuros sin necesidad de esperar tiempos prolongados.

Para las redes de difracción de Bragg los estudios de estabilidad térmica son de especial importancia [ERD94][KAN97][RAT00][BAK97]. Una de las conclusiones más importantes obtenida a partir de estos estudios empíricos es que la modulación del índice de refracción en una FBG no es permanente, sino que sufre una reducción progresiva e irreversible que depende tanto de la temperatura como del tiempo transcurrido. Esta reducción de la modulación del índice de refracción con la temperatura es lo que se conoce como degradación y limita el uso de las FBGs en aquellas aplicaciones con temperaturas elevadas.

En los estudios de estabilidad térmica realizados sobre FBGs, se observa que, a temperaturas elevadas y constantes, la modulación del índice de refracción muestra una rápida degradación inicial seguida de una degradación más lenta. Este comportamiento se puede ajustar a una expresión matemática como la que se muestra en la ecuación (2.7) [ERD94], donde η es la modulación del índice de refracción, normalizada a su valor inicial y t es el tiempo transcurrido a una temperatura constante T . El factor A y el exponente α se definen de forma que tienen una dependencia con la temperatura, siendo A_0 , α y T_0 constantes de ajuste.

$$\eta = \frac{1}{1 + A \cdot t^\alpha}, \quad (2.7)$$

$$A = A_0 e^{\alpha T} \quad (2.8)$$

$$\alpha = \frac{T}{T_0} \quad (2.9)$$

Este comportamiento empírico dio lugar a un modelo teórico que explicaría la degradación de las FBGs con la temperatura. En este modelo, representado gráficamente en la Figura 2.2, se postula que, durante la inscripción de las FBGs, los portadores de carga al ser excitados por la luz ultravioleta, quedan atrapados en una distribución continua de niveles de energía, $N(E)$, siendo éstos los responsables del cambio del índice de refracción. Después de un tiempo transcurrido, debido a la liberación térmica de los electrones, en la distribución de niveles de energía se distinguen dos zonas diferenciadas y delimitadas por lo que se conoce como energía de demarcación E_d . Los electrones con energía de activación inferior a la energía de demarcación se consideran que están en equilibrio térmico, y por tanto no contribuyen a la modulación del índice de refracción. Los electrones con energía de activación mayor se consideran que no han sido excitados térmicamente en el intervalo de tiempo transcurrido, contribuyendo de este modo a la modulación del índice de refracción.

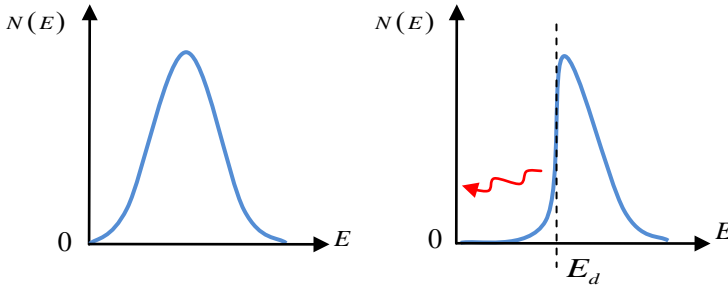


Figura 2.2. Modelo de distribución continua de niveles de energía en FBGs.

La tasa de liberación térmica de los electrones atrapados en un nivel de energía E se ajusta a la ecuación de Arrhenius, pudiendo ésta ser expresada como,

$$\nu(E) = \nu_0 \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (2.10)$$

siendo k_B la constante de Boltzman. La constante ν_0 es el factor de frecuencia y es un parámetro de ajuste obtenido a partir de medidas de degradación a distintas temperaturas. La energía de demarcación se define cuando $\nu(E_d) \cdot t = 1$, de este modo, despejando de la ecuación (2.10) se obtiene que,

$$E_d = k_B T \ln(\nu_0 t) \quad (2.11)$$

Con la expresión anterior es posible establecer una equivalencia entre parejas de valores de tiempo y temperatura que causan la misma degradación. De esta forma es posible determinar la degradación futura que sufrirá una FBG teniendo en cuenta las condiciones de temperatura y el tiempo transcurrido. Destaca el hecho de que los tiempos necesarios para producir un determinado grado de degradación se reducen considerablemente a temperaturas elevadas, por ejemplo, a temperaturas en torno a 600°C el tiempo de supervivencia de las FBGs se reduce a unos pocos minutos. Este tiempo de supervivencia es inaceptable en aplicaciones de temperaturas extremas.

Una muestra del interés por incrementar la estabilidad térmica de las FBGs son las distintas técnicas surgidas en la última década con este objetivo. Es posible aumentar la estabilidad térmica mediante la adición de distintos dopantes al núcleo de la fibra óptica durante su fabricación [BUT06], sin embargo el uso de fibras ópticas especiales supone un gran inconveniente. Más sencillo resulta el método de hidrogenación, consistente en introducir la fibra óptica ya fabricada en un contenedor con hidrógeno molecular a altas presiones, difundiendo de este modo el hidrógeno en el interior de la fibra óptica. La hidrogenación de la fibra óptica provoca un aumento de la fotosensibilidad de la fibra óptica además de un efecto

sobre la estabilidad térmica. La degradación inicial de las FBGs inscritas en fibras ópticas hidrogenadas es mucho más rápida, en cambio, a temperaturas elevadas la degradación es inferior a la observada en fibras no hidrogenadas [BAK97][LEM93][ATK93].

Otras técnicas que permiten aumentar la estabilidad térmica consisten en utilizar métodos de inscripción de FBGs basadas en pulsos de gran energía y de muy corta duración, picosegundos o femtosegundos. Los pulsos de energía permiten superar el umbral de daño del material, modificando de forma permanente el índice de refracción de las zonas expuestas a la radiación. Estas FBGs permiten alcanzar temperaturas superiores a los 1000°C antes de mostrar signos de degradación [GRO04][GRO06]. El mayor inconveniente de este tipo de FBGs es que es difícil controlar sus características espectrales. Esto se debe a que el daño producido por los pulsos de energía se localiza principalmente en la interfaz entre el núcleo y la cubierta de la fibra óptica, lo que provoca un aumento de las pérdidas en transmisión.

El tratamiento térmico o templado de materiales también se ha utilizado para aumentar la estabilidad térmica de las FBGs. Consiste en someter a los materiales a altas temperaturas antes de enfriarlos de forma controlada. Esta técnica se aplica en la industria a materiales como el acero, la cerámica o el vidrio con el fin de mejorar las propiedades físicas y mecánicas de los mismos. Como veremos a continuación, esta técnica, llevada al extremo, es la base de la formación de las RFBGs.

2.4 Redes de difracción de Bragg regeneradas

Las RFBGs se obtienen a partir de una FBG precursora durante un tratamiento térmico de alta temperatura. Los últimos estudios sugieren que el proceso por el que se obtienen las RFBGs a partir de las FBGs es de naturaleza principalmente mecánica [COO12]. En aquellas zonas expuestas a la radiación ultravioleta durante la inscripción de la FBG precursora, se libera parte del estrés interno acumulado durante la fabricación de la fibra óptica. La variación periódica de la tensión interna junto a las altas temperaturas favorecería la recristalización del material provocando un cambio del índice de refracción mucho más estable que el existente en las FBGs convencionales. Como consecuencia, las RFBGs son térmicamente mucho más estables que las FBGs convencionales, siendo capaces de resistir temperaturas cercanas al punto de fusión de la sílice [CAN08].

Durante el tratamiento térmico, la reflectividad de la FBG precursora se degrada rápidamente para posteriormente aumentar nuevamente y estabilizarse. Este proceso se conoce como regeneración y es el motivo por el cual estas redes de difracción reciben su apelativo.

La tabla 2.1 muestra un resumen de los principales métodos utilizados para la obtención de las RFBGs.

Autores	Fibra óptica	H ₂	Inscripción	T ^a regenera.	T ^a Máxima	Ref.
Pal, Fokine	GeO ₂ / F ₂	Sí	Pulsed KrF excimer laser 248 nm.	~950 °C	1202 °C	[PAL03] [FOK04] [FER06]
Lindner, Becker	GeO ₂ 14 mol%	No	Pulsed KrF excimer laser 248 nm.	~700 °C	700 °C	[LIN09]
Lindner, Becker, Canning	GeO ₂ 14 mol%	Sí	Pulsed KrF excimer laser 248 nm.	~850 °C	800 °C	[LIN11]
Zhang, Kahrizi	GeO ₂	Sí	Pulsed KrF excimer laser 248 nm.	~950 °C	1100 °C	[ZHA07]
Li, Guan	GeO ₂ / F ₂	Sí	Pulsed ArF exciplex laser 193 nm.	~1000 °C	1000 °C	[LIG09]
Bandyopadhyay, Canning	GeO ₂ / B ₂ O ₃	Sí	Pulsed ArF exciplex laser 193 nm.	~900 °C	1000 °C	[BAN08] [SHA12]
Bandyopadhyay, Canning	GeO ₂	Sí	Pulsed ArF exciplex laser 193 nm.	~900 °C	1295 °C	[CAN08]
Cook, Canning	GeO ₂ / B ₂ O ₃	No	Pulsed ArF exciplex laser 193 nm.	~850 °C	1100°C	[COO12]
Trpkovski, Collins	Er ^{3±}	Sí	CW argon-ion laser 244 nm.	~800 °C	800 °C	[TPR05]
Bandyopadhyay, Canning	GeO ₂	Sí	CW Argon-ion laser 244 nm.	~950 °C	1000 °C	[CAN09]

Tabla 2.1. Resumen de las técnicas de regeneración de FBGs.

Los estudios mostrados en la tabla anterior demuestran que es posible obtener RFBGs en fibras ópticas con distintos dopantes [FOK02][TRP05][CAN08]. Sin embargo, en muchos casos las fibras ópticas empleadas son fibras ópticas no comerciales, fabricadas en los propios grupos de investigación. Esto plantea serios inconvenientes a la hora de contrastar y comparar los datos procedentes de los diferentes estudios. Por este motivo se ha realizado un estudio exhaustivo del proceso de regeneración con fibras ópticas comerciales y de uso común en la inscripción de FBGs, cuyos procesos de fabricación están sólidamente establecidos. Las dos fibras

ópticas que emplearemos durante este estudio son la fibra óptica Fibercore PS1250/1500, y la fibra óptica Corning SMF-28.

La fibra óptica Fibercore PS1250/1500 se caracteriza por su alta fotosensibilidad. La adición en el núcleo de óxido de boro (B_2O_3) como dopante permite incrementar la proporción de óxido de germanio (GeO_2), generalmente asociado a la fotosensibilidad de las fibras ópticas, manteniendo al mismo tiempo la compatibilidad con la fibra óptica de telecomunicaciones.

La fibra Corning SMF-28 es una fibra óptica dopada únicamente con óxido de germanio, utilizada comúnmente en redes ópticas de comunicaciones. Comparada con la fibra Fibercore, esta fibra óptica presenta una fotosensibilidad baja. Sin embargo, el gran volumen de producción y la ausencia de dopantes adicionales garantizan unas características muy estables. En la tabla 2.2 se describen algunas de las propiedades de estas fibras ópticas.

Fibra óptica	Composición del núcleo	Atenuación 1550 nm	N.A	Referencias
Fibercore PS1250/1500	~10 mol% GeO_2 ~20 mol% B_2O_3	≤ 120 dB/km	0.12 - 0.14	[REG06] [FIB12]
Corning SMF-28	~3 mol% GeO_2	≤ 0.22 dB/km	0.14	[ERN07] [COR11]

Tabla 2.2. Características de las fibras ópticas utilizadas.

El láser empleado para la inscripción de las FBGs es un láser de iones de Argón autodoblado en frecuencia de radiación continua, Coherent Innova® 300C, con una longitud de onda de 244nm.

El proceso seguido para la fabricación de RFBGs durante este trabajo de tesis ha consistido en un proceso en tres fases: hidrogenación de la fibra óptica; inscripción de las FBGs precursoras; y por último un procesado térmico a alta temperatura.

Para facilitar el proceso de hidrogenación, inscripción y templado, la fibra óptica es dividida en tramos de 1 metro de longitud. Esto posibilita el tratamiento únicamente de la fibra óptica necesaria en cada momento. El resto de la fibra óptica permanece a la espera en la cámara de hidrogenación hasta el momento de ser utilizada. De esta forma se pretende conservar el nivel de difusión de hidrógeno en el interior de la fibra óptica entre procesados consecutivos.

A continuación se analizarán los procesos de regeneración en los dos tipos de fibra óptica utilizada.

2.4.1 RFBGs en Fibra óptica PS1250/1500

Después de hidrogenar la fibra óptica, se inscriben FBGs de 1cm de longitud. En primer lugar, se escoge una apodización uniforme para las FBGs, ya que permite, por comparación de los espectros ópticos resultantes, detectar posibles defectos en los procesos de inscripción y regeneración. Estas FBGs servirán de origen a la RFBGs. La figura 2.3 muestra el espectro de una de las FBGs uniformes resultantes antes del tratamiento térmico y la comparación con el espectro teórico de diseño.

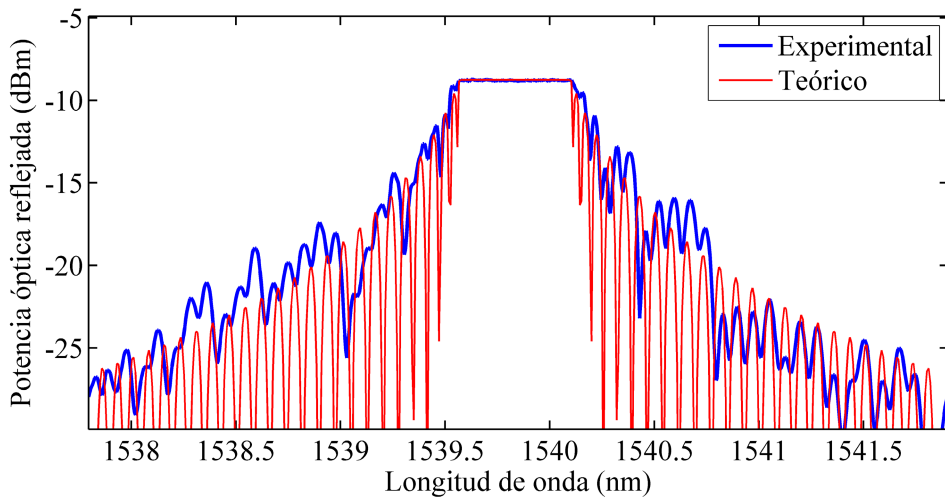


Figura 2.3. Espectro óptico experimental y teórico de una FBG uniforme de 1cm de longitud.

Debido a las temperaturas extremas que se alcanzan durante el tratamiento térmico, la fibra óptica es desprovista de todo recubrimiento antes de introducirla en un horno tubular. De esta forma se pretende evitar que la incineración del recubrimiento contamine la fibra óptica y afecte a las medidas realizadas. La posición de las FBGs dentro de la fibra óptica es conocida en todo momento y situadas en el centro del horno tubular de forma que la temperatura sea lo más uniforme posible durante todo el proceso. Por cada ciclo térmico se introducen hasta un máximo de cuatro fibras ópticas con otras tantas FBGs de forma que la temperatura experimentada sea exactamente la misma.

Durante todo el tratamiento térmico se monitoriza el espectro de las FBGs. Para representar la evolución temporal de la FBG/RFBG durante el tratamiento térmico se utilizará la relación de Nivel de Lóbulo Principal a Ruido (NLPR), que es obtenida como el cociente entre el nivel de potencia óptica a la longitud de onda de Bragg y el nivel medio de potencia óptica fuera de la banda de longitudes de onda con contenido espectral de la FBG, $\Delta\lambda$. Este parámetro permite conocer el margen disponible para la correcta detección de la longitud de onda de Bragg.

$$NLPR = \frac{P(\lambda_B)}{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n P(\lambda | \lambda \notin \Delta\lambda)} \quad (2.12)$$

En la figura 2.4 se muestra la evolución del NLPR de una de las FBGs y de la temperatura en el interior del horno tubular durante uno de los procesos de regeneración efectuados.

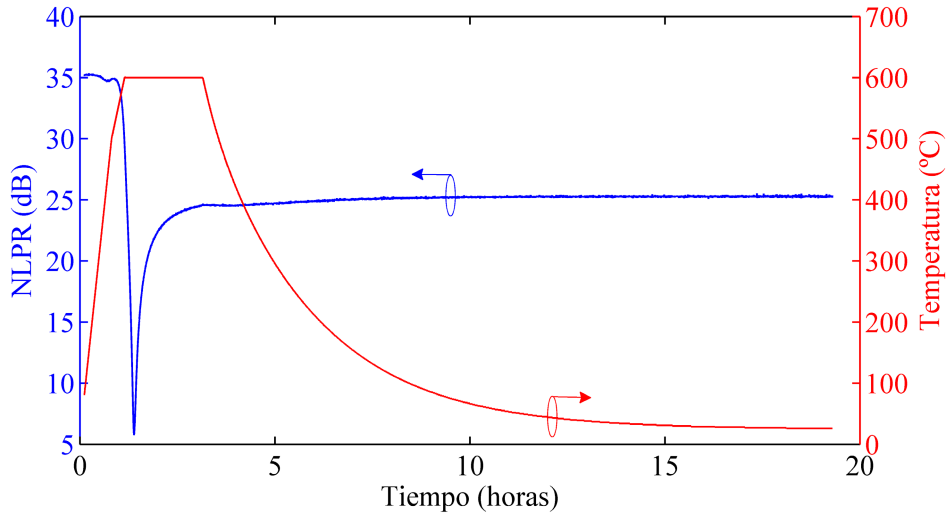


Figura 2.4. Evolución temporal de la temperatura y del NLPR de una FBG/RFBG en fibra dopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$ durante la regeneración.

En la figura anterior se pueden distinguir dos fases durante el proceso de regeneración. Una primera fase de degradación de la FBG original hasta su desaparición y una segunda fase donde se produce un aumento de la potencia óptica reflejada hasta estabilizarse.

Los procesos de regeneración en el resto de FBGs empleadas son muy similares al mostrado. Se observa que la reflectividad de la RFBG resultante es menor a la FBG origen, siendo mayor cuanto mayor sea la reflectividad de la FBG precursora. La relación entre la reflectividad inicial y final se sitúa entre el 8% y el 10% de la reflectividad inicial de la FBG precursora en los ensayos realizados en la fibra óptica Fibercore PS1250/1500.

En la figura 2.5 se comparan uno de los espectros en reflexión de la FBG original y la RFBG resultante. La modulación del índice de refracción de la FBG inicial es en este caso aproximadamente de $\Delta n = 5 \cdot 10^{-4}$. La modulación del índice de refracción de la RFBG resultante es aproximadamente $\Delta n = 5 \cdot 10^{-5}$.

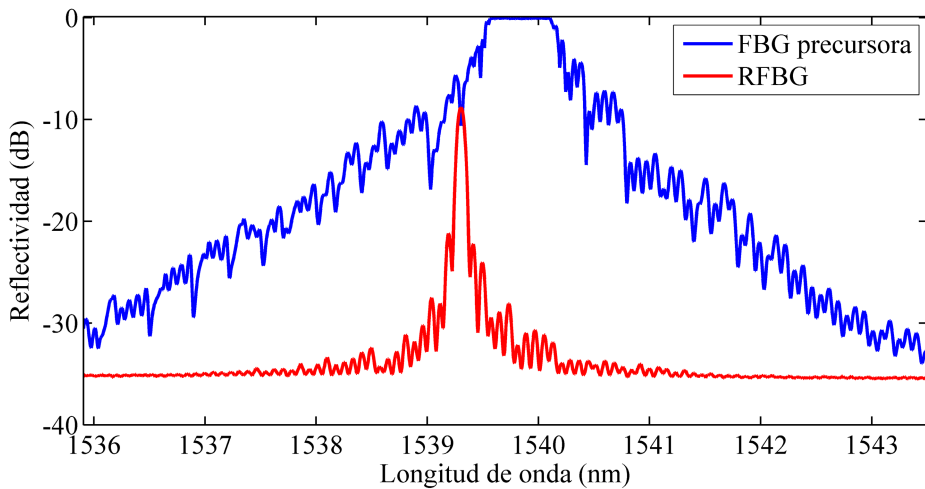


Figura 2.5. Comparación de los espectros en reflexión antes y después del proceso de regeneración de la RFBG.

Teniendo en cuenta que los espectros de la figura 2.5 han sido obtenidos en condiciones de temperatura y deformación similares, se observa que la longitud de onda de Bragg sufre un desplazamiento permanente hacia el azul. Este efecto se observa en todos los ensayos realizados. El desplazamiento de la longitud de onda de Bragg se debe tanto a la reducción del valor medio de la modulación del índice de refracción como a la liberación del estrés interno de la fibra óptica.

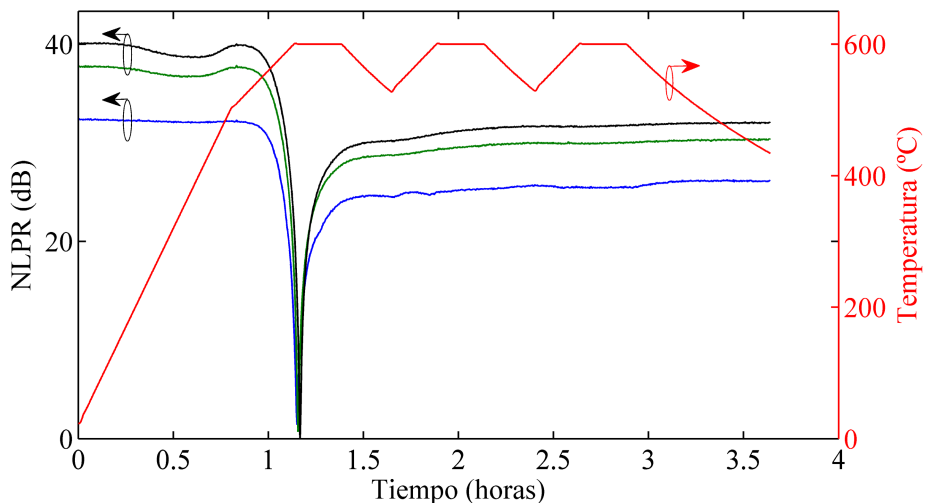


Figura 2.6. Comparación de la regeneración de tres FBGs ante ciclos de temperatura sucesivos.

Es de destacar que existe una temperatura mínima por debajo de la cual no se ha observado el proceso de regeneración en las FBGs, y que en el caso de la fibra óptica codopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$ se ha comprobado experimentalmente que es de aproximadamente 550°C . Esta temperatura de regeneración es la más baja observada hasta la fecha. Por debajo de esta temperatura mínima las FBGs sufren una degradación progresiva hasta su completa desaparición. Ciclos de temperatura consecutivos permiten estabilizar la modulación del índice de refracción de la RFBG, tal como se observa en la figura 2.6.

2.4.2 RFBGs en fibra óptica SMF-28

El proceso de hidrogenación e inscripción de FBGs empleado con la fibra óptica SMF-28 es el mismo que para la fibra codopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$. A diferencia de la fibra óptica PS1250/1500, la fibra óptica SMF-28 presenta una fotosensibilidad inicial muy baja. Al hidrogenar aumentamos la fotosensibilidad intrínseca de la fibra óptica, tanto en la fibra óptica codopada como en la fibra óptica SMF-28, de modo que, para obtener modulaciones del índice de refracción comparables a las obtenidas con la fibra óptica fotosensible, la inscripción de FBGs en la fibra óptica SMF-28 requiere de una mayor fluencia UV, que es obtenida aumentando el tiempo de exposición.

Tal como se hizo en el caso anterior, se utilizarán FBGs de 1cm de longitud y apodización uniforme para analizar los procesos de regeneración. En la figura 2.7 se muestra el espectro inicial en reflexión y transmisión de una de las FBGs en fibra óptica SMF-28 utilizada durante estos ensayos.

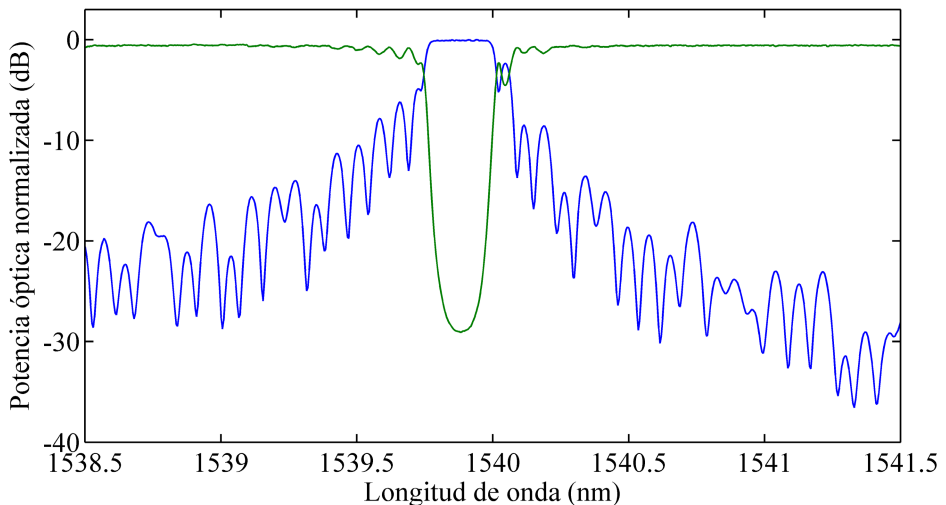


Figura 2.7. Espectro en transmisión y reflexión de una FBG uniforme de 1cm de longitud inscrita en fibra SMF-28 antes de ser regenerada.

En la figura 2.8 se muestra la evolución temporal de la temperatura en el interior del horno tubular y del NLPR durante el proceso de regeneración.

Se distinguen de nuevo dos fases. En la primera fase, al aumentar la temperatura, la FBG se degrada rápidamente. En la segunda fase podemos apreciar una fuerte regeneración que es seguida por una nueva degradación hasta la estabilización de la potencia óptica reflejada por la RFBG.

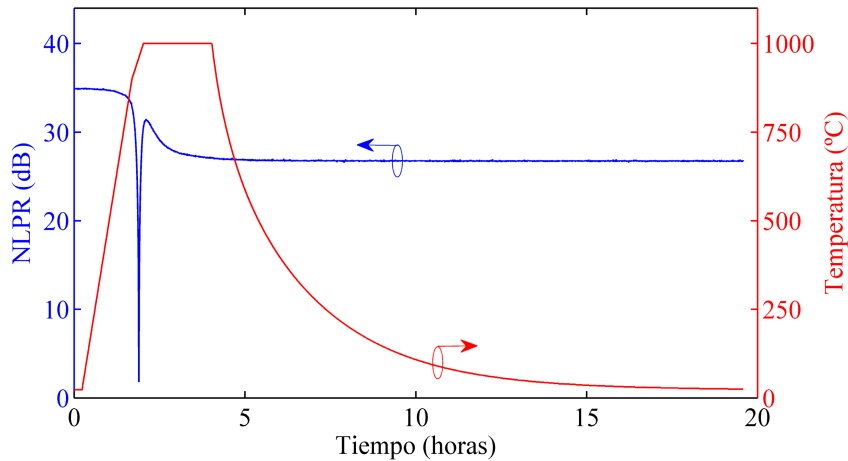


Figura 2.8. Evolución temporal de la temperatura y del NLPR de una FBG/RFBG en fibra SMF-28 durante la regeneración.

La temperatura mínima necesaria en el caso de las fibras SMF-28 es de 950°C, temperatura muy superior a la obtenida en el caso de la fibra óptica PS1250/1500. La FBG simplemente se degrada en caso de no superarse la temperatura mínima.

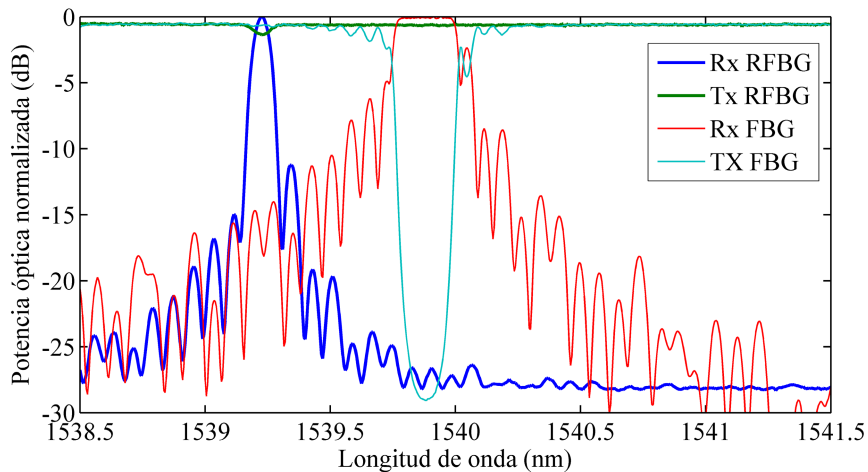


Figura 2.9. Espectro óptico en reflexión y transmisión de la FBG y RFBG con apodización uniforme a temperatura ambiente.

En el caso de la FBG representada en la figura 2.9, la modulación del índice de refracción es de $\Delta n = 2 \cdot 10^{-4}$, mientras que la modulación del índice de refracción de la RFBG resultante es de $\Delta n = 2.7 \cdot 10^{-5}$. De los ensayos realizados se obtiene que la modulación del índice de refracción en las RFBGs en fibra óptica SMF-28 se sitúa entre un 10% y un 13.5% de la modulación del índice de refracción de la FBG precursora. Estos valores son superiores a los obtenidos en el caso de la fibra PS1250/1500. También se observa un desplazamiento permanente de la longitud de onda de Bragg hacia el azul tal como ocurría con la fibra óptica fotosensible. Sin embargo, este desplazamiento es muy superior al obtenido con la fibra fotosensible y se sitúa entre los 0.57nm y 0.67nm. Esto supone que el desplazamiento de la longitud de onda de Bragg es tres veces superior al observado con anterioridad.

2.4.3 Apodización en RFBGs

Uno de los parámetros fundamentales para controlar la respuesta espectral de cualquier FBG es la apodización de la modulación del índice de refracción a lo largo de la longitud de la misma. Esta modulación del índice de refracción se puede obtener mediante el control de la fluencia UV durante la inscripción, sin embargo, esto produce, además de una variación del índice de refracción medio, que la liberación de la tensión interna no sea uniforme a lo largo de la FBG. En estas condiciones, después del proceso de regeneración, la RFBG no mantiene la apodización de la FBG precursora. El sistema de fabricación de FBGs del GCOG está basado en el método propuesto por Cole et al. [COL95]. Este método utiliza el movimiento relativo entre la máscara de fase y la fibra óptica para dividir cada exposición en dos sub-exposiciones, permitiendo introducir desfases entre ellas manteniendo en todo momento la fluencia UV. De este modo es posible controlar la apodización de la FBG sin alterar el índice de refracción medio y conservar la apodización en la RFBG resultante [GAR08].

La apodización uniforme tiene el menor ancho de lóbulo principal. No obstante, el gran número de lóbulos secundarios, cuyo nivel se reduce lentamente, provoca que la apodización uniforme no sea la más adecuada para la monitorización de altas temperaturas. Esto es debido a que el desplazamiento en longitud de onda con la temperatura en este tipo de aplicaciones, muy superior al observado en otro tipo de aplicaciones, puede producir un solapamiento de las colas de los espectros ópticos de sensores ópticos multiplexados en serie, lo que puede llegar a dificultar la detección de las longitudes de onda de Bragg de las distintas RFBGs. Para evitar este inconveniente sería conveniente utilizar apodizaciones que permitan aumentar el Nivel de Lóbulo Principal a Secundario (NLPS).

Una de las apodizaciones más utilizadas es la apodización Gaussiana por su alto NLPS. La apodización Gaussiana puede expresarse matemáticamente de la siguiente forma,

$$w(n) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\sigma \frac{n}{N/2} \right)^2 \right], \quad (2.13)$$

siendo σ un parámetro de diseño con $-(N-1)/2 \leq n \leq (N-1)/2$. A pesar de reducir enormemente el nivel de los lóbulos secundarios, la apodización Gaussiana necesita incrementar en gran medida la longitud de la FBG para obtener una reflectividad similar a una apodización uniforme. Para mitigar este inconveniente se ha estudiado la apodización Tangente Hiperbólica. Esta apodización se describe como,

$$\gamma(n) = b \left(1 - 2e^{-a \cdot \log \left(\text{abs} \left(\frac{2n}{N} \right) \right)} \right), \quad (2.14)$$

$$w(n) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tanh(\gamma(n))}{\tanh(b)} \right). \quad (2.15)$$

En las ecuaciones anteriores se observa que la apodización Tangente Hiperbólica es biparamétrica, lo que le confiere mayor flexibilidad a la hora de definir la modulación del índice de refracción. En la figura 2.10 se compara la modulación del índice de refracción para las apodizaciones propuestas.

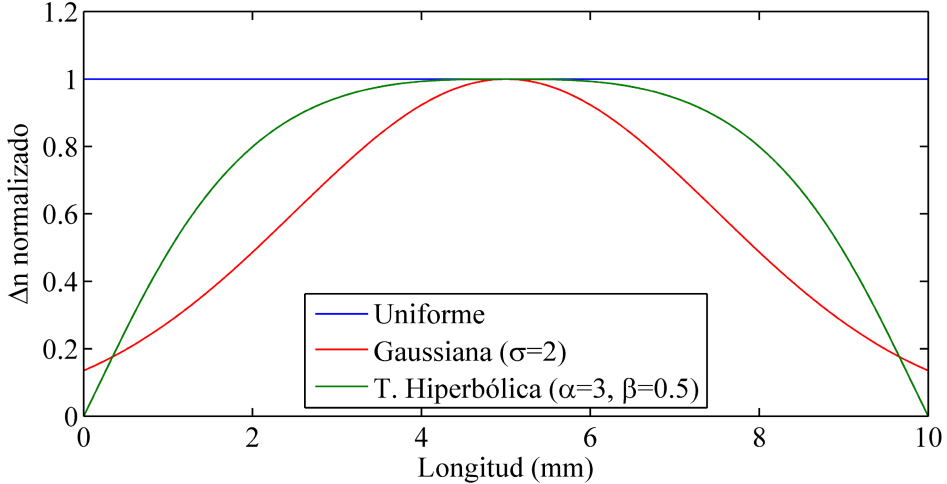


Figura 2.10. Comparación de la modulación del índice de refracción en una FBGs de 1cm con apodización uniforme, Gaussiana y Tangente hiperbólica.

Cuanto mayor sean a y b en la apodización Tangente Hiperbólica más se parece la modulación del índice de refracción al obtenido por una apodización uniforme y por tanto mayor es la reflectividad obtenida, aún a costa de disminuir el NLPS.

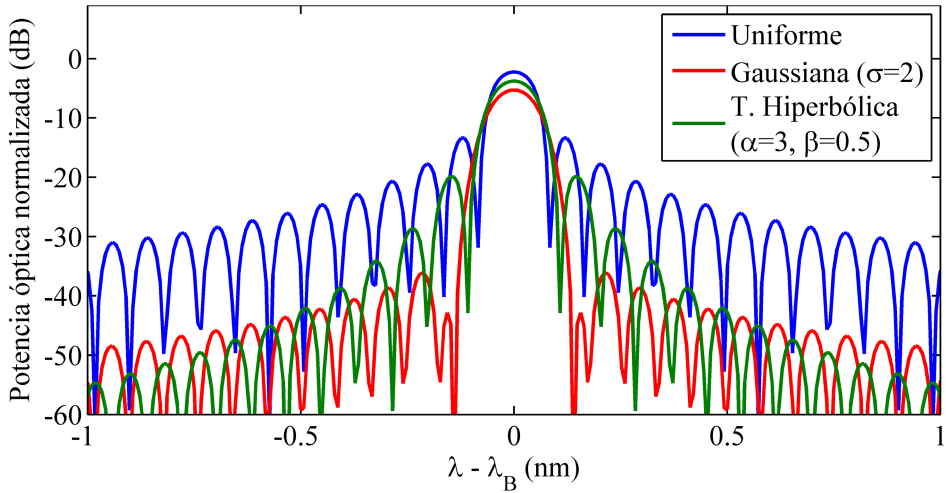


Figura 2.11. Espectro teórico en reflexión usando apodizaciones Uniforme, Gaussiana y Tangente hiperbólica.

En la figura 2.11 se muestra la comparación del espectro teórico que obtendríamos con las apodizaciones de la figura 2.10, donde se observa que los lóbulos secundarios en el caso de la apodización Tangente Hiperbólica se reducen mucho más rápidamente que en el caso de la apodización uniforme, siendo de mayor utilidad en aplicaciones de alta temperatura. Comprobaremos ahora experimentalmente la validez del método de apodización en las RFBGs.

Utilizando en este caso la fibra dopada con óxido de germanio se inscriben nuevas FBGs apodizadas manteniendo la longitud y el tiempo de exposición empleado para la obtención de las FBGs uniformes de modo que el valor máximo de la modulación del índice de refracción sea aproximadamente el mismo en todos los casos. Los parámetros de diseño tanto para las FBGs Gaussianas como las FBGs con apodización Tangente Hiperbólica son los mostrados en las figuras 2.10 y 2.11. El esquema de temperaturas empleado para la regeneración de las FBGs es el mostrado con anterioridad para las FBGs uniformes de forma que los procesos de regeneración sean comparables en todos los casos.

La figura 2.12 representa la comparación de los procesos de regeneración de tres FBGs con apodizaciones Uniforme, Gaussiana y Tangente Hiperbólica. Se observa que la evolución es la misma que la mostrada para las FBGs uniformes. Se puede resaltar la gran repetitividad del proceso de regeneración, donde la reflectividad final obtenida por las RFBGs es proporcional a la reflectividad inicial de las FBGs precursoras.

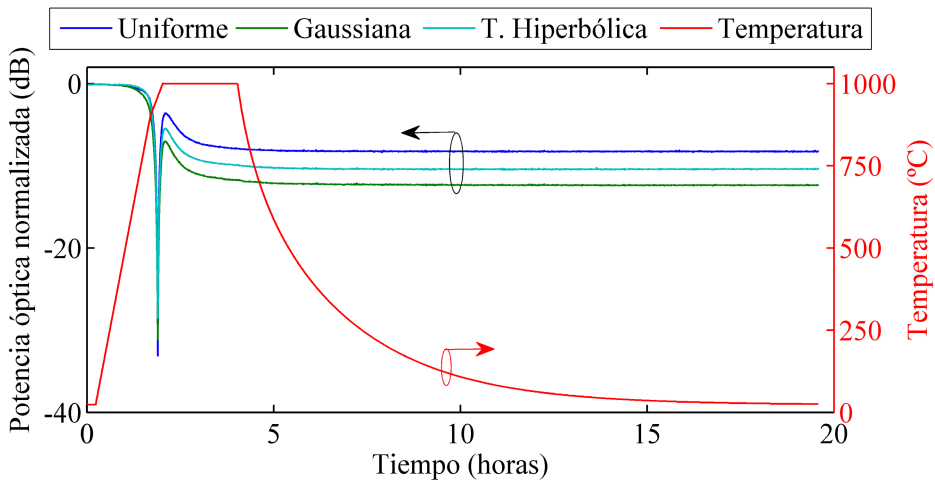


Figura 2.12. Comparación del proceso de regeneración con apodización uniforme, Gaussiana y tangente hiperbólica en fibra óptica SMF-28.

En las figuras 2.13 y 2.14 se representan la comparación de los espectros ópticos en reflexión, antes y después del proceso de regeneración, de una de las FBGs con apodización Gaussiana y otra con apodización Tangente Hiperbólica. Se puede observar que se mantiene la apodización de la FBG precursora en ambos casos. Esto se debe a que el desfase entre las dos sub-exposiciones permite mantener el cambio de índice de refracción medio prácticamente constante en la FBG precursora, de esta forma la liberación de estrés es uniforme durante el proceso de regeneración y se consigue por tanto una apodización eficiente en las RFBGs.

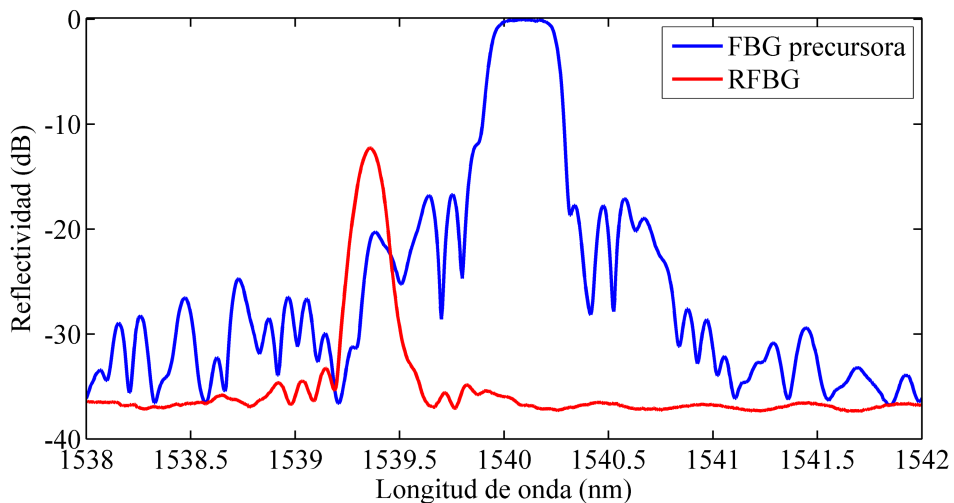


Figura 2.13. Espectro en reflexión de una FBG/RFBG de 1cm de longitud con apodización Gaussiana.

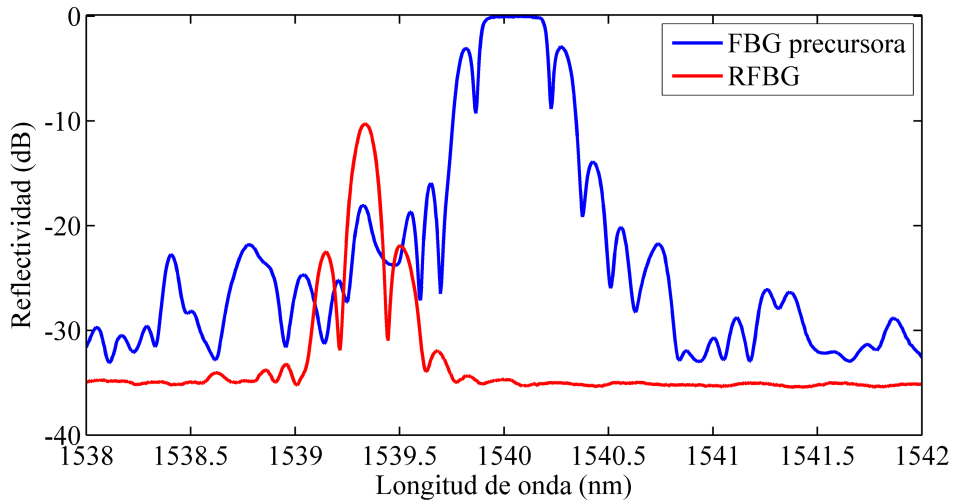


Figura 2.14. Espectro en reflexión de una FBG/RFBG de 1cm de longitud con apodización Tangente hiperbólica.

2.5 Caracterización de RFBGs

A continuación se describirán los resultados experimentales obtenidos de las RFBGs creadas en cada una de las fibras ópticas como sensores de alta temperatura. Se caracterizará la dependencia del desplazamiento en longitud de onda de la RFBG y estudiaremos la estabilidad térmica de los sensores ópticos obtenidos.

2.5.1 RFBGs en Fibra óptica PS1250/1500

Con el objetivo de caracterizar el desplazamiento de la longitud de onda con la temperatura, se han introducido RFBGs en fibra óptica PS1250/1500 en un horno tubular y se han realizado ciclos de temperatura. Los ciclos de temperatura empleados para este caso han consistido en ciclos de dos horas de duración, alternando entre periodos con temperaturas de 700°C y periodos de dos horas de reposo en el que la temperatura en el interior del horno tubular desciende libremente hasta aproximadamente los 320°C. El último ciclo a 700°C es de mayor duración, seis horas, y tiene como objetivo comprobar la estabilidad de la longitud de onda en periodos prolongados de exposición a altas temperatura.

Para cada ensayo se introducen en el horno tubular hasta cuatro RFBGs para comprobar la repetitividad de las medidas. El desplazamiento de la longitud de onda entre RFBGs distintas es prácticamente coincidente en los casos estudiados. La figura 2.15 muestra la evolución temporal de la temperatura durante el proceso de caracterización y la desviación de la longitud de Bragg medida de únicamente una de las RFBGs.

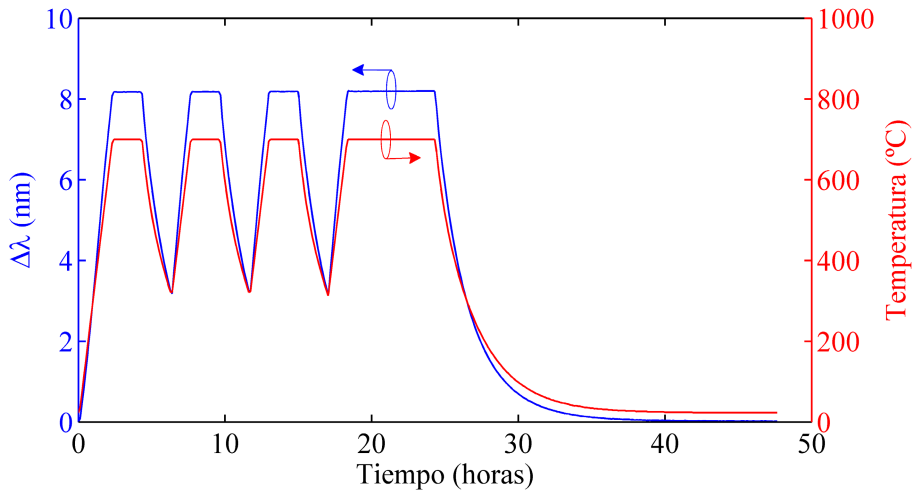


Figura 2.15. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg y la temperatura durante los ciclos de caracterización.

En la figura 2.16 se muestra el desplazamiento de la longitud de onda de Bragg de una de las RFBGs en función de la temperatura en el interior del horno tubular. El ajuste de los datos experimentales se ha realizado mediante un polinomio de tercer orden, cuyos coeficientes se muestran en la tabla 2.3. Se observa un ligero retraso temporal entre las medidas del termopar del horno, situado en el centro del horno y cerca de los elementos calefactores, y las RFBGs debido a la separación espacial entre los dos sensores. Sin embargo, estas diferencias no son significativas y se reducen disminuyendo la velocidad de calentamiento y enfriamiento del horno.

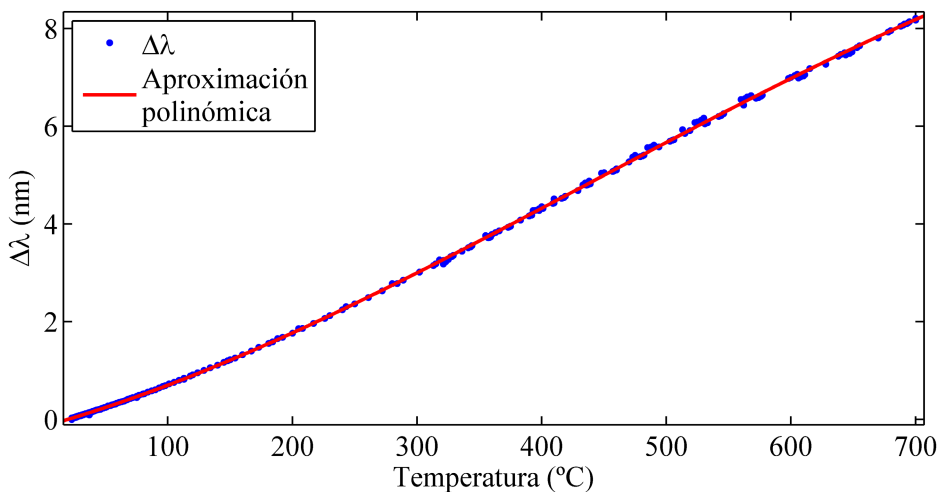


Figura 2.16. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg con la temperatura en fibra fotosensible y aproximación polinómica de tercer orden.

$\Delta\lambda_B(T) = aT^3 + bT^2 + cT + d$					
Coefficiente	a	b	c	d	R^2
Valor	$-1.089 \cdot 10^{-8}$	$1.443 \cdot 10^{-5}$	$7.138 \cdot 10^{-3}$	-0.1459	0.999952

Tabla 2.3. Coeficientes de ajuste para el desplazamiento en longitud de onda con la temperatura de RFBGs en fibra óptica PS1250/1500.

El estadístico R^2 es el coeficiente de determinación. Este estadístico es utilizado como indicador de la bondad del ajuste realizado y se define como,

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (\hat{y}_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^N (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}, \quad (2.16)$$

siendo y las observaciones del ensayo, \hat{y} las predicciones del modelo e \bar{y} la media. El coeficiente de determinación mide la proporción de variabilidad total respecto a su media siendo más próximo a 1 cuanto mayor sea la bondad del ajuste.

Con el fin de obtener el rango de operación de los sensores basados en RFBGs en fibra codopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$ se ha realizado un ensayo experimental consistente en escalones de temperatura isócronos desde los 700°C hasta los 1000°C con incrementos de 50°C .

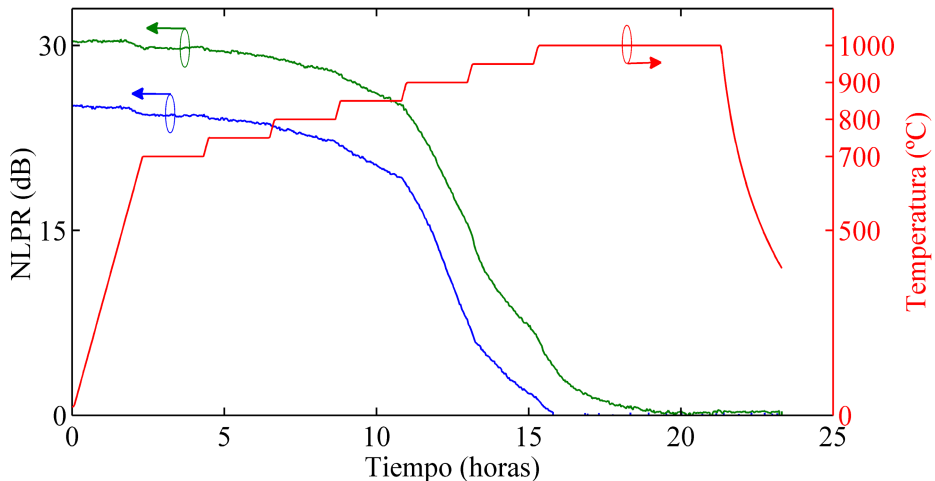


Figura 2.17. Degradación de dos RFBGs en fibra codopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$ y temperatura durante el ensayo.

El tiempo durante el cual la temperatura permanece constante es de 2 horas y las transiciones entre diferentes temperaturas son de $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$. En la figura 2.17 se muestra la variación del NLPR de dos RFBGs distintas en fibra óptica codopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$. Se observa que las RFBGs en esta fibra óptica comienzan a sufrir una rápida degradación a temperaturas superiores a los 750°C . Esta degradación es muy similar a la observada en FBGs convencionales aunque a temperaturas claramente superiores. Cuando la temperatura permanece constante se observa que la degradación del NLPR tiene una tendencia lineal. La figura 2.18 muestra las aproximaciones lineales realizadas y la figura 2.19 representa la pendiente de las sucesivas aproximaciones lineales en función de la temperatura.

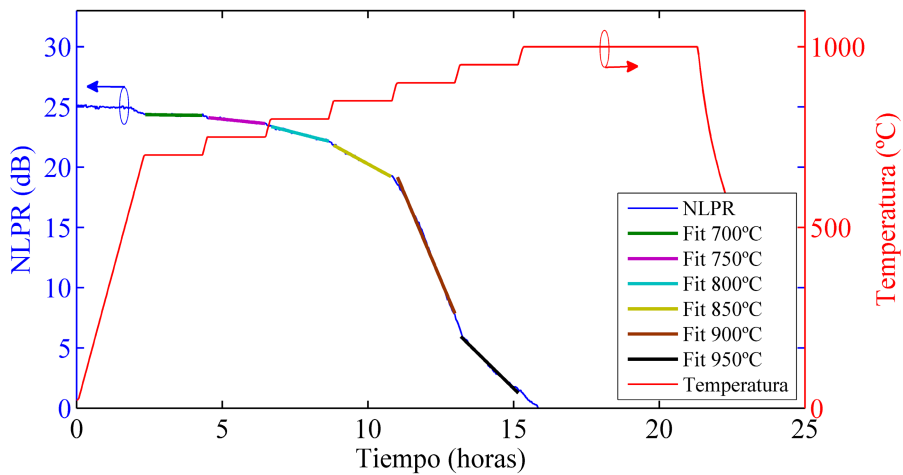


Figura 2.18. Aproximaciones lineales sucesivas realizadas en la degradación del NLPR de una RFBG en fibra codopada con $\text{GeO}_2/\text{B}_2\text{O}_3$.

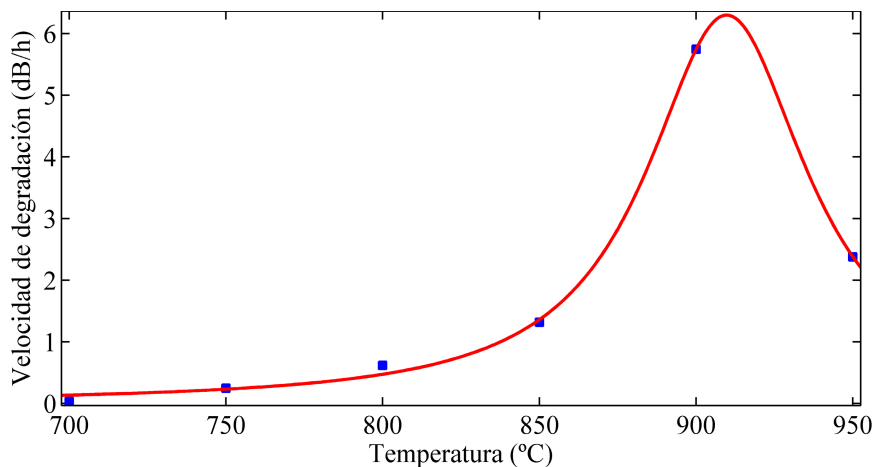


Figura 2.19. Velocidad de degradación en función de la temperatura y aproximación Lorentziana.

2.5.2 RFBGs en Fibra óptica SMF-28

El esquema de temperaturas utilizado para la caracterización del desplazamiento en longitud de onda respecto a la temperatura consiste en un primer ciclo desde temperatura ambiente hasta 1000°C con una rampa de temperatura de 5°C/min seguido de una pausa de 2 horas de estabilización. A partir de este momento se desciende hasta los 500°C, repitiéndose este esquema tres veces. El último ciclo la temperatura se mantiene constante durante 6 horas para comprobar la estabilidad de la RFBG.

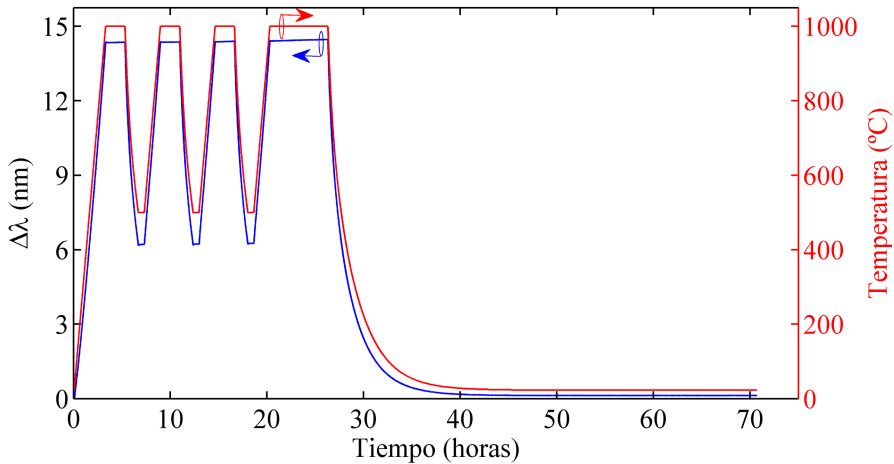


Figura 2.20. Desplazamiento en longitud de onda de una RFBG en fibra SMF-28 durante el ensayo de caracterización.

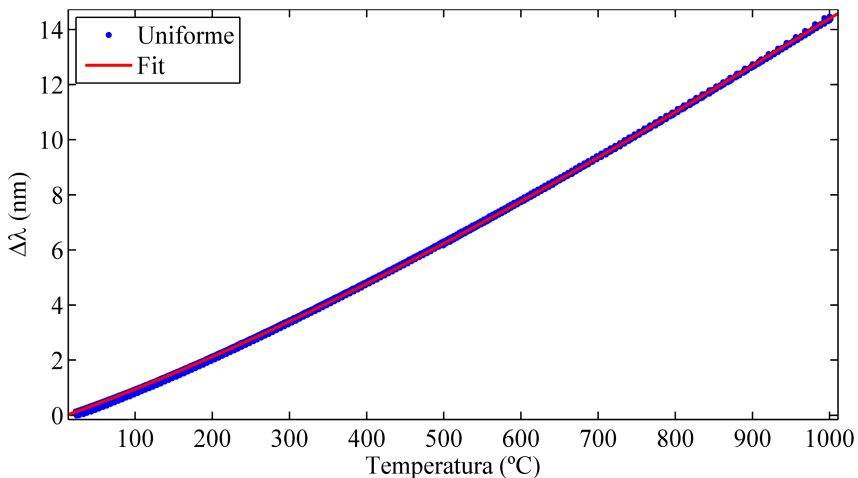


Figura 2.21. Desplazamiento en longitud de onda con la temperatura para una RFBG en fibra SMF-28 y aproximación polinómica de tercer orden.

La figura 2.21 muestra el desplazamiento en longitud de onda en función de la temperatura interna del horno, mientras que la tabla 2.4 se muestra los valores de los coeficientes de los polinomios de tercer orden utilizados para el ajuste de los datos para RFBGs con apodizaciones uniforme, Gaussiana y Tangente Hiperbólica. Se observa que los coeficientes de las RFBGs apodizadas son coincidentes en todos los casos.

$\Delta\lambda_B(T) = aT^3 + bT^2 + cT + d$					
	a	b	c	d	R ²
Uniforme	$-1.814 \cdot 10^{-9}$	$6.349 \cdot 10^{-6}$	$9.974 \cdot 10^{-3}$	-0.11075	0.999972
Gaussiana	$-1.8146 \cdot 10^{-9}$	$6.378 \cdot 10^{-6}$	$9.981 \cdot 10^{-3}$	-0.1195	0.999974
T. Hiper.	$-1.829 \cdot 10^{-9}$	$6.353 \cdot 10^{-6}$	$9.988 \cdot 10^{-3}$	-0.1185	0.999975

Tabla 2.4. Coeficientes de ajuste para el desplazamiento en longitud de onda con la temperatura en RFBGs en fibra óptica SMF-28.

En cuanto a la estabilidad térmica, en la figura 2.22 se ha representado la variación de la potencia óptica reflejada durante un ensayo con tres RFBGs distintas. Se observan pequeñas variaciones inferiores a 1dB. Estos cambios se deben a diferencias en la atenuación de la fibra óptica con la longitud de onda, ya que como se puede observar al descender la temperatura el nivel de potencia óptica reflejada es idéntico al inicial, no observándose degradación por temperatura.

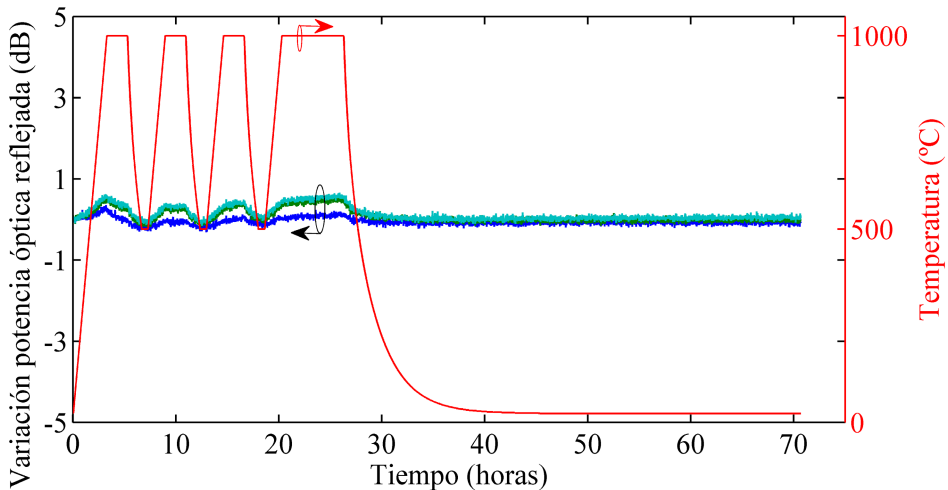


Figura 2.22. Variación de la potencia óptica reflejada para tres RFBGs en fibra óptica SMF-28.

Para establecer los límites de operación de las RFBGs en fibra SMF-28 se inscriben FBGs Gaussianas de 1cm de longitud y se regeneran. A continuación, las RFBGs resultantes se introducen en un horno capaz de superar los 1300°C. En un primer momento se eleva la temperatura hasta los 1000°C para posteriormente aplicar una rampa de temperatura de 0.3°C/min. Se monitoriza el espectro óptico de las RFBGs durante todo el proceso. En la figura 2.23 se muestran los espectros obtenidos a distintas temperaturas durante uno de los ensayos realizados. Se observa una deformación del espectro a partir de los 1225°C. Esto es debido a los gradientes de temperaturas dentro del horno. Al mismo tiempo, se observa una ligera reducción de la reflectividad de la RFBG, provocada por el ensanchamiento del espectro óptico. Sin embargo es a partir de los 1300°C, cuando al sobrepasar la temperatura de plastificación de la fibra óptica cuando se observa una mayor degradación del espectro. Al descender la temperatura esta deformación del espectro óptica es permanente.

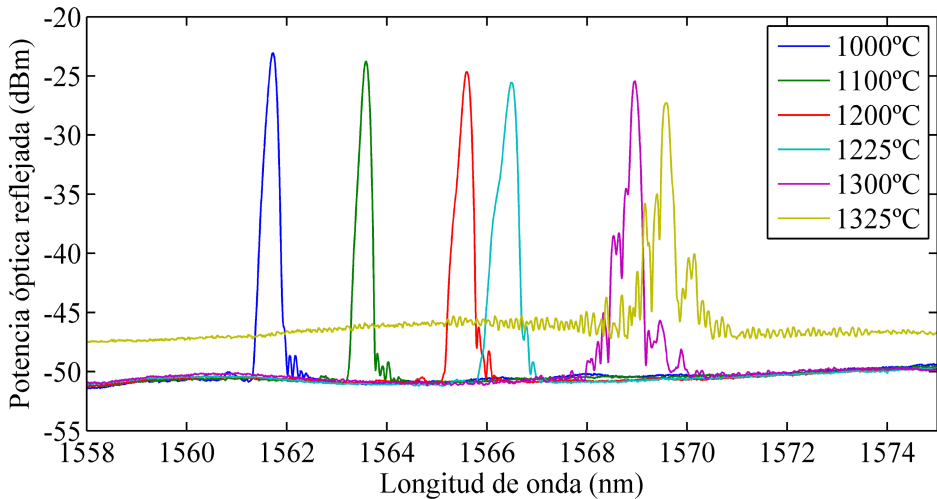


Figura 2.23. Espectros de una RFBG en fibra SMF-28 a distintas temperaturas.

Para obtener una estimación del tiempo de supervivencia de las RFBGs a altas temperaturas se realizan más ensayos térmicos con diferentes rampas de temperatura de 3°C/min y 0.3°C/min y se analiza la degradación de la modulación del índice de refracción. La figura 2.24 muestra la degradación del producto del coeficiente de acoplamiento y la longitud, κL , de dos RFBGs para las rampas de temperatura empleadas. Haciendo uso de las relaciones mostradas anteriormente de la degradación térmica de las FBGs se obtiene un factor de frecuencia $\nu_0 = 10^{18}$ y una energía de activación de 6.5eV. Utilizando la definición de la energía de activación de la ecuación 2.11, para una temperatura constante de 850°C, el tiempo de supervivencia, que es aquel necesario para obtener la mayor degradación por causas exclusivamente térmicas, sería de aproximadamente 4000 años. Este valor, tiene en

cuenta que la degradación para temperaturas inferiores a la propia temperatura de regeneración es despreciable. Al aumentar la temperatura, el tiempo de supervivencia se reduce significativamente. A 1000°C el tiempo de supervivencia es de 17 años, mientras que a 1050°C el tiempo necesario para degradar completamente las RFBGs es ligeramente inferior a dos años.

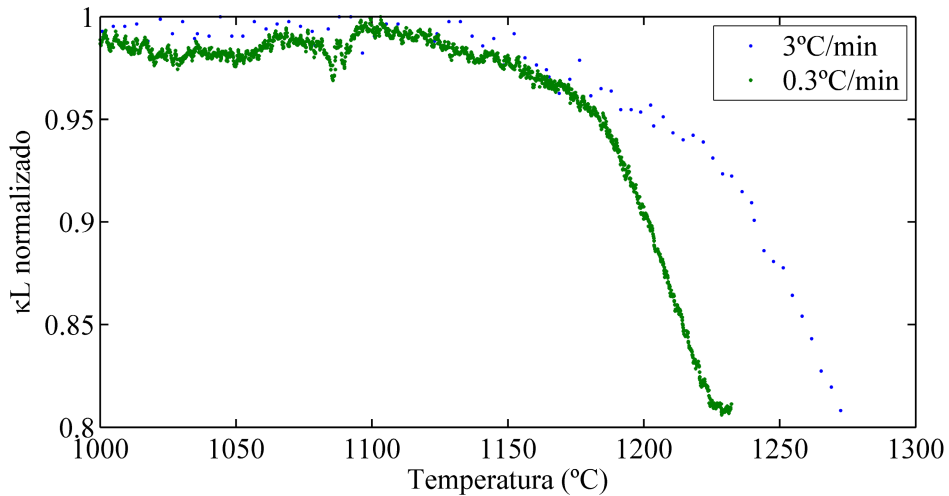


Figura 2.24. Degradación con la temperatura del producto del coeficiente de acoplamiento por la longitud.

2.6 Conclusiones

En este capítulo se ha mostrado el desarrollo de sensores ópticos para la medida de temperaturas extremas. Las FBGs convencionales presentan una fuerte degradación a medida que aumenta la temperatura por lo que no son adecuadas para este tipo de aplicaciones. A pesar de que existen distintas técnicas que permiten aumentar el rango de temperaturas de operación, como la hidrogenación, la inclusión de distintos dopantes o la utilización de láseres pulsados para la inscripción de FBGs, estos métodos presentan grandes inconvenientes.

Las RFBGs son dispositivos ópticos obtenidos a partir de una FBG precursora mediante el tratamiento térmico a altas temperaturas. Durante este tratamiento térmico la FBG inicial sufre una degradación progresiva hasta su práctica desaparición, a partir de este momento se produce una transformación en el material de la fibra óptica, de forma que aumenta nuevamente la reflectividad. Este proceso es conocido como regeneración y está producido por las altas temperaturas y la liberación de la tensión interna de la propia fibra óptica durante el proceso de inscripción. Durante este capítulo, se ha estudiado el proceso de regeneración para dos tipos de fibras ópticas comerciales distintas, una fibra óptica fotosensible,

codopada con GeO_2 y B_2O_3 , y una fibra estándar de telecomunicaciones, dopada únicamente GeO_2 . Se ha observado que este proceso de regeneración es sensible a la composición de la fibra óptica y los métodos empleados en su fabricación. Una de las principales diferencias encontradas ha sido la temperatura mínima necesaria para desencadenar el proceso de regeneración. Mientras que para la fibra óptica estándar la regeneración requiere temperaturas de 950°C aproximadamente, la fibra óptica codopada con GeO_2 y B_2O_3 es de 550°C , temperatura muy inferior a la obtenida en la fibra estándar y que es la menor temperatura reportada hasta la fecha. También se ha observado que en ambas fibras ópticas la reflectividad final de la RFBG resultante está directamente relacionada con la reflectividad inicial de la FBG, pero que a su vez ésta depende de las condiciones de inscripción y regeneración. Debido a la dependencia con la liberación de la tensión interna de la fibra óptica durante el proceso de inscripción, se ha teniendo en cuenta las características del sistema de inscripción de FBGs utilizado para conseguir una apodización real de la modulación del índice de refracción en las RFBGs. El método de apodización está basado en la descomposición de las sucesivas exposiciones en dos sub-exposiciones, de forma que mediante el desfase entre ambas se consigue la modulación del índice de refracción. Esto garantiza que la liberación de estrés es uniforme a lo largo de la FBG inicial y en consecuencia la apodización se mantiene en la RFBG.

A continuación se ha caracterizado el desplazamiento en longitud de onda de Bragg con la temperatura en ambos tipos de fibras ópticas, utilizado para ello ciclos de temperatura. Los resultados experimentales muestran una gran repetitividad y se observa que el desplazamiento en longitud de onda con la temperatura se puede aproximar mediante polinomios de tercer orden. En cuanto a la estabilidad térmica de las RFBGs, se ha observado que en el caso de las RFBGs en fibra codopada con GeO_2 y B_2O_3 que, a temperaturas superiores a los 750°C , éstas sufren una degradación similar a las FBGs convencionales pero a temperaturas más elevadas. En cuanto a las RFBGs en fibra SMF-28 es necesario aplicar temperaturas superiores a 1100°C para observar una ligera degradación en la reflectividad, permitiendo alcanzar temperaturas hasta 1300°C . Temperaturas superiores provocan la deformación permanente del espectro óptico de la RFBG al superar la temperatura de plastificación de la sílice. Estos resultados nos indican que en aplicaciones con temperaturas inferiores a 750°C es conveniente la utilización de RFBGs en fibra codopada con GeO_2 y B_2O_3 , ya que la energía necesaria para la inscripción y posterior regeneración es muy inferior. Por el contrario, aplicaciones con temperaturas superiores a los 750°C es necesario utilizar RFBGs en fibra SMF-28.

Referencias

- [ATK93] R. M. Atkins, P. J. Lemaire, T. Erdogan, V. Mizrahi, "Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germano-silicate glasses," *Electronics letters*, vol. 29, no. 14, pp. 1234-1235. 1993.
- [BAK97] S. R. Baker, H. N. Rourke, V. Baker, D. Goodchild, "Thermal decay of fiber Bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber," *Journal of lightwave technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1470-1477. 1997.
- [BAN08] S. Bandyopadhyay, J. Canning, M. Stevenson, K. Cook, "Ultrahigh temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm," *Optics Letters*, vol. 33, p. 1917. 2008.
- [BAN11] S. Bandyopadhyay, J. Canning, P. Biswas, M. Stevenson, and K. Dasgupta, "A study of regenerated gratings produced in germano-silicate fibers by high temperature annealing," *Optics Express*, vol. 19, no. 2, pp. 1198-1206. 2011.
- [BUT06] O.V. Butov, E.M. Dianov, K.M. Golan, "Nitrogen-doped silica-core fibres for Bragg grating sensors operating at elevated temperatures," *Measurement Science and Technology*, vol. 17, no. 5, p. 975. 2006.
- [CAN08] J. Canning, M. Stevenson, S. Bandyopadhyay, K. Cook, "Extreme Silica Optical Fibre Gratings," *Sensors*, vol. 8, pp. 6448-6452. 2008.
- [CAN09] J. Canning, M. Stevenson, J. Fenton, M. Aslund, S. Bandyopadhyay, "Strong regenerated gratings," *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 68. 2009.
- [COL95] M.J. Cole, W.H. Loh, R.I. Laming, M.N. Zervas, S. Barcelos, "Moving fibre/phase mask scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask", *Electronics Letters*, vol. 31, no. 17, pp. 1488-1490. 1995.

- [COO12] K. Cook, L. Shao, and J. Canning, "Regeneration and helium: regenerating Bragg gratings in helium-loaded germanosilicate optical fibre," *Optical Materials Express*, vol. 2, no. 12, pp. 1733-1742. 2012.
- [COR11] www.corning.com
- [ERD94] T. Erdogan, V. Mizrahi, P.J. Lemaire, D. Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings," *Journal of Applied Physics*, vol. 76, p. 73. 1994.
- [ERD97] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294. 1997.
- [ERN07] T. Ernst, D.N. Nikogosyan, "Single-quantum mechanism of Bragg grating inscription in a Ge/B codoped fibre by high-intensity 264 nm femtosecond pulses," *Measurement Science and Technology*, vol. 18, no. 1. 2007.
- [FER06] A. Fernandez, B. Brichard, F. Berghmans, H. Rabii, M. Fokine, M. Popov, "Chemical composition fiber gratings in a high mixed gamma neutron radiation field," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, p. 1607–1613. 2006.
- [FIB12] www.fibercore.com
- [FOK02] M. Fokine, "Formation of thermally stable chemical composition gratings in optical fibers," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 19, no. 8, pp. 1759–1765. 2002.
- [FOK04] M. Fokine, "Underlying mechanisms, applications, and limitations of chemical composition gratings in silica based fibers," *Journal of Non Crystalline Solids*, vol. 349, pp. 98-104. 2004.
- [GAR08] R. García-Olcina, "Sistema de fabricación de altas prestaciones de redes de difracción de bragg en fibra y aplicaciones al campo de los sensores ópticos y a los sistemas de comunicaciones ópticas", Tesis doctoral, ETSIT, UPV, Valencia. 2008.

- [GRA00] K.T.V Grattan, B.T Meggitt, "Optical fiber sensor technology: advanced applications, bragg gratings and distributed sensors", Kluwer Academic. 2000.
- [GRO04] D. Grobnic, S.J. Mihailov, C.W. Smelser, H. Ding, "Sapphire Fiber Bragg Grating Sensor Made Using Femtosecond Laser Radiation for Ultrahigh Temperature Applications," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 16, no. 11, pp. 2505-2507. 2004.
- [GRO06] D. Grobnic, C. Smelser, S. Mihailov, R. Walker, "Long-term thermal stability tests at 1000° C of silica fibre Bragg gratings made with ultrafast laser radiation," Measurement Science and Technology, vol. 17, no. 5, p. 1009. 2006.
- [HIL97] K.O. Hill, G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview," Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 8, pp. 1263-1276. 1997.
- [JOS07] R. Joseph, N.K. Viswanathan, S. Asokan, K.V. Madhav, B. Srinivasan, "Predicting thermal stability of fibre Bragg gratings -- isothermal annealing within isochronal annealing," Electronics Letters, vol. 43, no. 24, p.1341-1342. 2007.
- [KAN97] S. Kannan, J.Z.Y. Guo, P.J. Lemaire, "Thermal stability analysis of UV-induced fiber Bragg gratings," Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no.8, pp. 1478-1483. 1997.
- [KER97] A.D. Kersey, M.A. Davis, H.J. Patrick, M. LeBlanc, K.P. Koo, C.G. Askins, M.A. Putnam, E.J. Friebeleet, "Fiber grating sensors," Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 8, pp. 1442-1463. 1997.
- [KRO00] D.A. Krohn, "Fiber optic sensors: fundamentals and applications", Instrumentation, Systems, and Automation Society. 2000.
- [LEM93] P.J. Lemaire, R.M. Atkins, V. Mizrahi, W.A. Reed, "High pressure H2 loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO2 doped optical fibres," Electronics letters vol. 29, no. 13, p. 1191. 1993

- [LIG09] G.Y. Li, B.O. Guan, “The strain response of chemical composition gratings at high temperatures,” *Measurement Science and Technology*, vol. 20, p. 025204. 2009.
- [LIN09] E. Lindner, C. Chojetzki, S. Brückner, M. Becker, M. Rothhardt and H. Bartelt, “Thermal regeneration of fiber Bragg gratings in photosensitive fibers,” *Optics Express*, vol. 17, pp. 12523-12531. 2009.
- [LIN11] E. Lindner, J. Canning, C. Chojetzki, S. Brückner, M. Becker, M. Rothhardt, H. Bartelt, “Post-hydrogen-loaded draw tower fiber Bragg gratings and their thermal regeneration,” *Applied Optics*, vol. 50, no. 17, pp. 2519-2522. 2011.
- [OTH99] A. Othonos, K. Kalli, “Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing”, Artech House. 1999.
- [PAL03] S. Pal, J. Mandal, T. Sun, K. Grattan, M. Fokine, F. Carlsson, P. Fonjallaz, S. Wade, S. Collins, “Characteristics of potential fibre Bragg grating sensor-based devices at elevated temperatures,” *Measurement Science and Technology*, vol. 14, p. 1131–1136. 2003.
- [PAT95] H. Patrick, S.L. Gilbert, A. Lidgard, M.D. Gallagher, “Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber,” *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 5, pp. 2940-2945. 1995.
- [RAT00] J. Rathje, M. Kristensen, J.E. Pedersen, “Continuous anneal method for characterizing the thermal stability of ultraviolet Bragg gratings,” *Journal of Applied Physics*, vol. 88, p. 1050. 2000.
- [RAZ00] D. Razafimahatratra, P. Niay, M. Douay, B. Poumellec, I. Riant, “Comparison of isochronal and isothermal decays of Bragg gratings written through continuous-wave exposure of an unloaded germano-silicate fiber,” *Applied Optics*, vol. 39, pp. 1924–1933. 2000.
- [REG06] G. Rego, O. Ivanov, P. Marques, “Demonstration of coupling to symmetric and antisymmetric cladding modes in arc-induced long-period fiber gratings,” *Optics Express*, vol. 14, no. 21, pp. 9594-9599. 2006.

- [SHA12] L. Shao, T. Wang, J. Canning, K. Cook, H. Tam, "Bulk regeneration of optical fiber Bragg gratings," *Applied Optics*, vol. 51, no. 30, pp. 7165-7169. 2012.
- [TRP05] S. Trpkovski, D.J. Kitcher, G.W. Baxter, S.F. Collins, S.A. Wade, "High-temperature-resistant chemical composition Bragg gratings in Er³⁺ doped optical fiber," *Optics Letters*, vol. 30, no. 6, p. 607. 2005.
- [VAS05] S. A. Vasil'ev, O. I. Medvedkov, I. G. Korolev, A. S. Bozhkov, A. S. Kurkov, E. M. Dianov, "Fibre gratings and their applications," *Quantum Electronics*, vol. 35, no.12, pp. 1085-1103. 2005.
- [WAN13] T. Wang, L. Shao, J. Canning, K. Cook, "Regeneration of fiber Bragg gratings under strain," *Applied Optics*, vol. 52, no. 10, pp. 2080-2085. 2013.
- [WIL95] D.L. Williams, R.P. Smith, "Accelerated lifetime tests on UV written intra-core gratings in boron germania codoped silica fibre," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 24, pp. 2120-2121. 1995.
- [ZHA07] B. Zhang, M. Kahrizi, "High-temperature resistance fiber Bragg grating temperature sensor fabrication," *IEEE sensors journal*, vol. 7, no. 4, pp. 586-591. 2007.

3

MULTIPLEXACIÓN DE SENSORES ÓPTICOS BASADOS EN INTERFERÓMETROS MODALES EN FIBRA ÓPTICA

Resumen: Interferómetros y cavidades ópticas presentan una respuesta en el espectro óptico periódica. Este hecho dificulta su uso en el ámbito de los sensores ópticos debido a la complejidad para multiplexar los distintos dispositivos. Con el objetivo de solventar este inconveniente, se ha desarrollado una técnica que nos permite multiplexar dispositivos ópticos cuyo espectro óptico presente este tipo de respuesta. Este es el caso de los interferómetros modales sobre los que se ha realizado el estudio matemático y experimental. En este capítulo se mostrarán los conceptos básicos de los interferómetros modales, su principio de funcionamiento, su estructura y su aplicación en el campo de los sensores ópticos. A continuación, se obtendrán las expresiones teóricas que nos permitirá multiplexar los interferómetros modales en función de su ubicación dentro de la red óptica y se validarán las expresiones obtenidas con medidas experimentales. Finalmente, se expondrán las conclusiones obtenidas de este estudio.

Abstract: Interferometers and optical cavities exhibit a periodic spectral response. This hinders the use of these devices in optical sensing applications due to the complexity of multiplexation. With the aim to solve this important issue, a technique to multiplex devices that present this optical spectrum has been developed. This is the case of modal interferometers on which has been carried out the mathematical and experimental study. At the beginning of this chapter the basic concepts of modal interferometers are explained and their structure and application for optical sensing are described. Next, the theoretical expressions needed to multiplex the modal interferometers are obtained depending on the location of the devices in the optical network, validating the theoretical results with experimental measurements. Finally, the conclusions of this study are exposed.

3.1 Introducción

Los interferómetros se encuentran entre los dispositivos fotónicos más empleados para el diseño y fabricación de sensores ópticos. Se caracterizan principalmente por su reducido tamaño, su sencillez de construcción y por su gran sensibilidad a parámetros externos, lo que permite su uso como sensores ópticos en multitud de aplicaciones. Sin embargo, la multiplexación de estos dispositivos por lo general requiere esquemas complejos de detección [BRO85][SAK87][BLO87]. Esto se convierte en muchas ocasiones en un obstáculo importante, limitando su uso a aplicaciones donde no se requiera un número elevado de dispositivos. Sería por tanto deseable poder utilizar esquemas de multiplexación compatibles con las unidades de interrogación existentes, basadas en la obtención y análisis del espectro óptico de los sensores ópticos. No obstante, la respuesta que presentan estos dispositivos, con un espectro óptico periódico en un rango muy amplio de longitudes de onda, dificulta en gran medida la multiplexación por división en longitud de onda sin utilizar otros elementos ópticos adicionales [CRA01]. Para evitarlo, se recurrirá al análisis de la transformada de Fourier del espectro óptico [CHI10].

3.2 Principio de funcionamiento

Los interferómetros basan su funcionamiento en dividir la luz de forma que pueda propagarse por caminos ópticos distintos. Al recombinar la luz nuevamente se produce una interferencia que dependerá de la diferencia de fases acumulada en los caminos ópticos. Parámetros externos como la deformación o la temperatura, entre otros, modifican las condiciones de propagación de la luz en los caminos ópticos, provocando que la diferencia de fases cambie. Esto permite la fabricación de interferómetros extremadamente sensibles a distintos parámetros externos [BOC09][COV09][WAN07][SHI08].

De entre los interferómetros en fibra óptica, los interferómetros modales se valen de los modos no guiados o los modos de orden superior en una fibra multimodo como caminos ópticos distintos. Esto permite obtener interferómetros muy compactos al mismo tiempo que se incrementa la sensibilidad a parámetros externos respecto a otras tecnologías de sensores ópticos [VIL07a]. Para excitar estos modos en la fibra óptica se utilizan distintas técnicas, como el adelgazamiento de la fibra óptica [VIL06][GUB09] o el colapso de los capilares en fibras ópticas de cristal fotónico (Photonic Crystal Fibre, en adelante PCF) [VIL07a][ARE09].

En la figura 3.1 se muestra la estructura y construcción de un interferómetro modal como los que se utilizarán a lo largo de todo este capítulo.

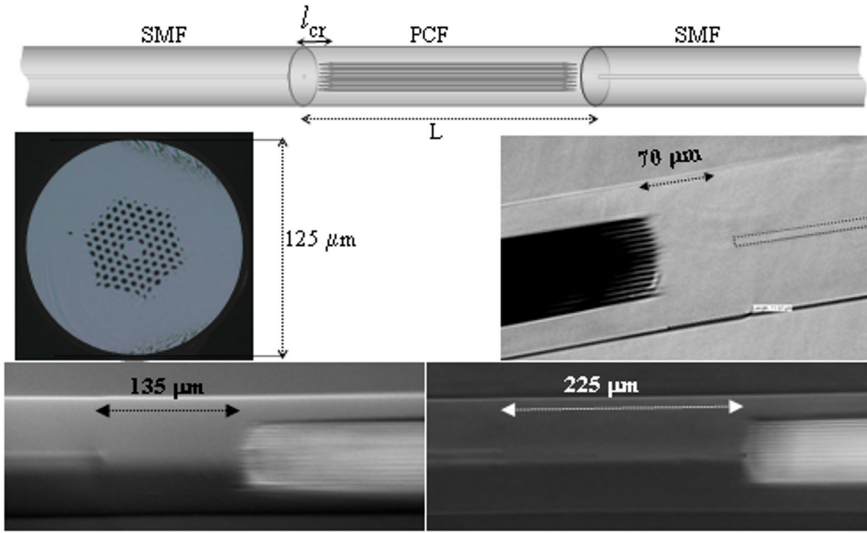


Figura 3.1. Estructura y construcción de un interferómetro modal. [BAR10]

La estructura básica de los interferómetros modales consiste en la unión de un tramo de PCF multimodo entre dos fibras ópticas monomodo (*Single Mode Fibre* o SMF). Nos referiremos a éstos dispositivos como *Photonic Crystal Fibre Interferometers* (en adelante PCFI). La fibra óptica microestructurada del PCFI tiene la ventaja de no necesitar dopantes para guiar la luz, además de no presentar efectos de degradación por temperatura como los que sufren las FBGs, por lo que en ambientes con altas temperaturas o ambientes químicos las características de la fibra óptica son estables. Los dispositivos físicos utilizados para realizar el estudio de la multiplexación desarrollado durante este capítulo han sido diseñados y fabricados en colaboración con el *Institut de Ciències Fotòniques de Catalunya (ICFO)*.

Debido a la estructura de los PCFI, en la unión entre la PCF y las SMF se produce un colapso de la estructura periódica. Esto provoca que la luz incidente sufra un ensanchamiento del campo modal. De este modo se excitan los modos de orden superior en la PCF. Un proceso similar se produce en la SMF de salida, provocando que los modos propagados en la PCF se recombinen en un único modo guiado. En el caso más simple la PCF permite la propagación de únicamente dos modos. En este caso, dado que la velocidad de propagación es ligeramente diferente entre los dos modos propagados, a la salida se obtiene una función de transferencia que se puede expresar como [LIQ05],

$$h(\lambda) = I_1(\lambda) + I_2(\lambda) + 2\sqrt{I_1(\lambda) \cdot I_2(\lambda)} \cos(\delta\phi). \quad (3.1)$$

siendo λ la longitud de onda de la fuente óptica, I_1 e I_2 las intensidades ópticas de los modos propagados, proporcionales al módulo al cuadrado de la amplitud

compleja del campo eléctrico promediada temporalmente, y $\delta\phi$ la diferencia de fases de los dos modos propagados en la PCF. Esta diferencia de fases vendrá determinada por la siguiente expresión,

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{eff} L, \quad (3.2)$$

donde L es la longitud del tramo de fibra multimodo y Δn_{eff} es la diferencia en los índices de refracción efectivos de los dos modos propagados. De las ecuaciones (3.1) y (3.2) se advierte un comportamiento sinusoidal en la función de transferencia. Los máximos se obtienen cuando se cumple la condición $\delta\phi = 2\pi m$ con m entero. El *Free Spectral Range* (FSR) es la diferencia entre dos máximos consecutivos en la función de transferencia. Si el rango de longitudes de onda de estudio es mucho menor a la longitud de onda central consideraremos constante el FSR. En este caso su valor se puede aproximar por la siguiente expresión,

$$FSR = \frac{\lambda^2}{\Delta n_{eff} L}. \quad (3.3)$$

Se puede observar que es posible modificar el FSR cambiando la longitud de la PCF o la diferencia de índices de refracción. Una vez construido, cualquier cambio en Δn_{eff} o L también modificará la diferencia de fases, lo que en la práctica supone un desplazamiento del espectro óptico. La figura 3.2 muestra este desplazamiento en el espectro óptico de un PCFI con un FSR de 11.1nm al que se le han fijado sus extremos entre dos plataformas de traslación micrométricas y posteriormente ha sido sometido a deformaciones.

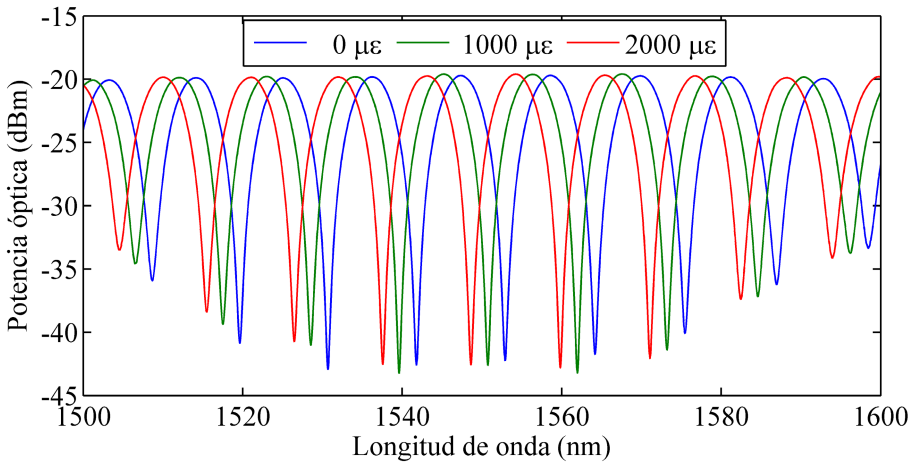


Figura 3.2. Desplazamiento del espectro óptico al aplicar deformaciones sobre un PCFI con un FSR de 11.1nm.

3.3 Multiplexación de interferómetros

Dependiendo de la disposición de los PCFI en la red óptica distinguiremos entre: multiplexación en paralelo; multiplexación en serie; y la combinación de las anteriores, a la que llamaremos multiplexación híbrida.

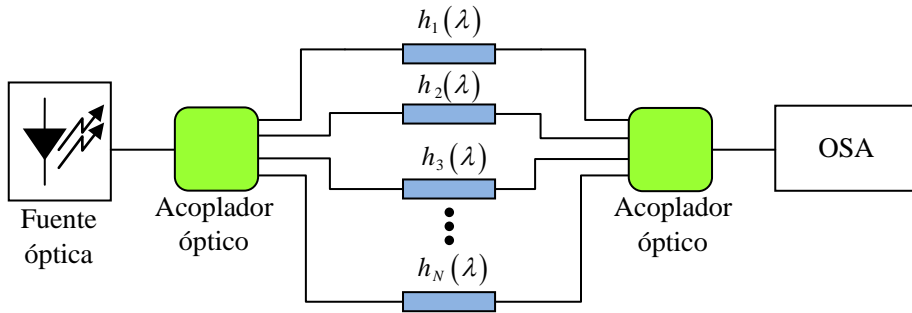


Figura 3.3. Esquema de multiplexación en paralelo.

El esquema de multiplexación en paralelo se muestra en la figura 3.3. La luz procedente de una fuente óptica, bien una fuente ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) o bien un láser sintonizable, se distribuye mediante un acoplador óptico en árbol a cada uno de los N brazos ópticos, donde se encuentran los PCFI. La función de transferencia de los PCFI la denotaremos por $h_i(\lambda)$. Las salidas de los PCFI se combinan con otro acoplador óptico en árbol hacia el analizador de espectros óptico (*Optical Spectrum Analyzer*, OSA).

Esta configuración permite introducir un gran número de sensores ópticos. Sin embargo, la necesidad de acopladores en árbol hace que esta disposición de los PCFI sea muy rígida por la necesidad de un brazo del acoplador óptico por cada PCFI presente en la red óptica. Esto puede suponer un gran inconveniente en determinadas aplicaciones por el cableado necesario.

El segundo de los esquemas de multiplexación que se considerará es el esquema de multiplexación en serie, que se muestra en la figura 3.4.

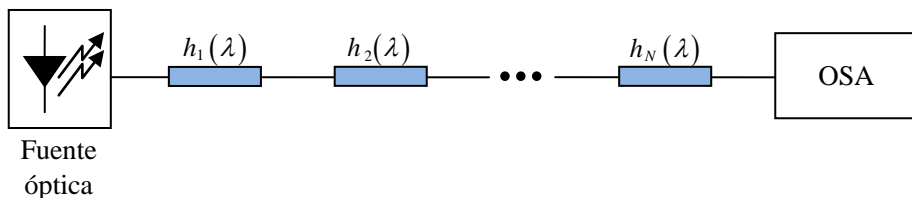


Figura 3.4. Esquema de multiplexación en serie.

En este esquema, la señal óptica procedente de la fuente óptica es filtrada por todos los PCFI antes de alcanzar el analizador de espectros ópticos. La multiplexación en serie no requiere de componentes ópticos adicionales. Sin embargo, las pérdidas de inserción de los PCFI provocan que la potencia óptica decaiga a medida que pasamos por cada uno de los dispositivos, limitando por tanto el número de PCFI que pueden colocarse de este modo.

El último esquema de multiplexación que se estudiará es una combinación de los dos esquemas anteriores y que se ha denominado como multiplexación híbrida. El esquema es el mostrado en la figura 3.5. Combina las características de los esquemas de multiplexación anteriores.

El esquema de multiplexación híbrido contempla múltiples ramas en paralelo con múltiples PCFI en cada uno de ellas. Esta característica permite una mayor flexibilidad a la hora de distribuir los PCFI. De esta forma, si se redimensiona la red de sensores, se pueden añadir elementos en serie sin necesidad de cambiar el número de brazos de los acopladores ópticos en árbol.

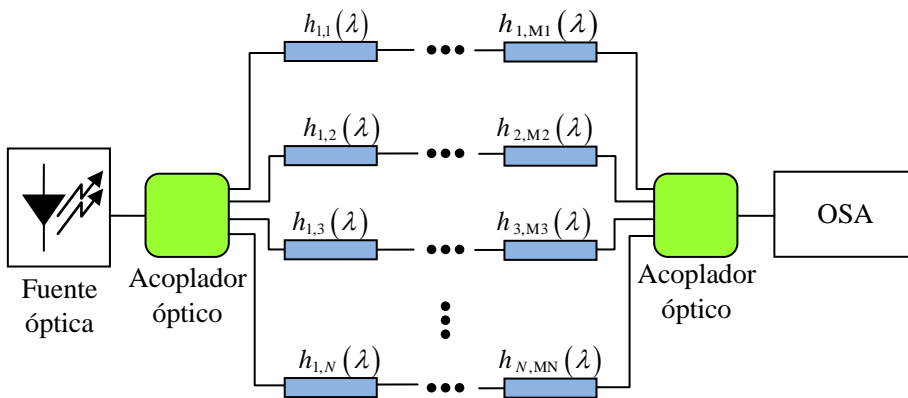


Figura 3.5. Esquema de multiplexación híbrida.

A continuación se analizarán matemática y experimentalmente los esquemas de multiplexación anteriores. Durante el desarrollo matemático probaremos que la elección del FSR de los PCFI está sometida a restricciones que dependerá del esquema de multiplexación empleado.

Para evitar la fabricación de interferómetros diferentes para cada uno de los esquemas de multiplexación, los interferómetros físicos se han construido de forma que cumplan las condiciones impuestas en todos y cada uno de los esquemas de multiplexación. En este sentido, como se demostrará, el caso más restrictivo es el caso serie, cuyo proceso de selección se describe con detalle más adelante.

3.4 Multiplexación en paralelo

Antes de proceder a analizar el comportamiento de múltiples PCFI en la red óptica se ha modelado matemáticamente la función de transferencia de un único PCFI para posteriormente hacer lo propio en el caso de múltiples PCFI. Se deducirán de este modo las características que deben cumplir los PCFI para poder multiplexarlos sin que exista interferencia entre ellos.

La función de transferencia de los PCFI se obtiene como el espectro óptico de los PCFI normalizado por el espectro óptico de la fuente óptica empleada. Matemáticamente la función de transferencia puede ser definida por un periodo o frecuencia y una fase, que determina el desplazamiento en el espectro óptico. De este modo, la función de transferencia de un único PCFI se puede describir como,

$$h(\lambda) = \begin{cases} A + B \cos(2\pi\nu_0\lambda + \phi) & \lambda_0 - a/2 < \lambda \leq \lambda_0 + a/2 \\ 0 & \text{resto} \end{cases} \quad (3.4)$$

En la ecuación anterior, a es el rango de longitudes de onda, λ es la longitud de onda, siendo λ_0 la longitud de onda central y $\nu_0 = 1/FSR$ es la frecuencia espacial. La constante A es el nivel medio y B la amplitud de la senoide, siendo ϕ la fase inicial.

Cuando existe un único PCFI en la red óptica, el desplazamiento en el espectro se puede obtener directamente de la observación de la posición de los máximos o mínimos del espectro óptico. Cuando hay múltiples PCFI en paralelo, dado que se ha considerado que la diferencia de caminos entre los brazos ópticos es mayor que la longitud de coherencia de la fuente óptica, el espectro a la salida tendrá la siguiente expresión [CAP13],

$$h_T(\lambda) = \sum_{i=1}^N h_i(\lambda) \quad (3.5)$$

En la figura 3.6 se muestra una simulación del espectro óptico que se obtendría de la multiplexación en paralelo de tres PCFI con FSRs de 0.1nm^{-1} , 0.12nm^{-1} y 0.14nm^{-1} . Cada una de las líneas representadas se corresponde con el espectro óptico resultante de introducir en el PCFI de menor frecuencia espacial una fase aleatoria, manteniendo la fase del resto de PCFIs constantes. Se puede apreciar que, a pesar de modificar únicamente la fase de uno de los PCFI, a partir de la observación directa, no es sencillo identificar las frecuencias espaciales y el desplazamiento del espectro óptico de los PCFI de forma individual. En aquellos casos en que el número de dispositivos es elevado, se aprovecha la periodicidad de los espectros, y se recurre al análisis de la transformada de Fourier del espectro óptico para poder

determinar tanto las frecuencias espaciales de los PCFI como el desfase o desplazamiento en el espectro óptico.

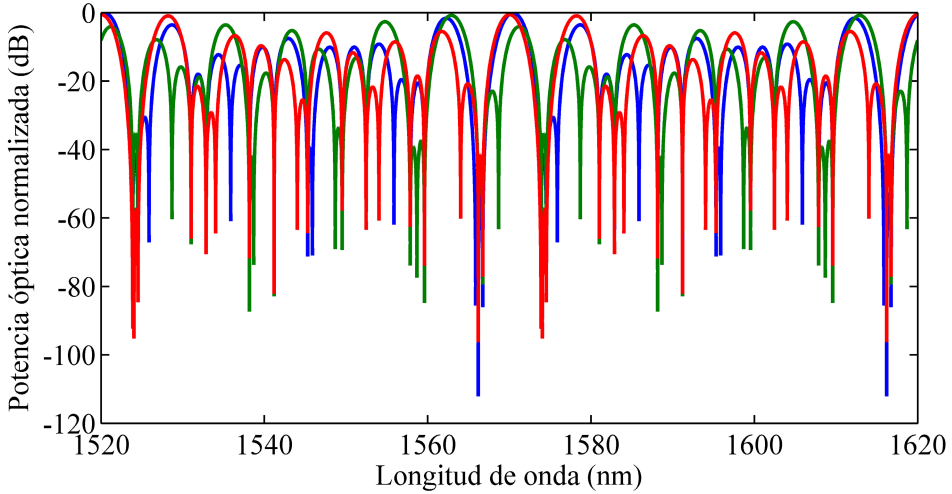


Figura 3.6. Espectro óptico teórico de tres PCFI multiplexados en paralelo.

Para un único PCFI, de forma análoga a una señal sinusoidal temporal, la transformada de Fourier de la función de transferencia definida en (3.4), una vez sustraído el nivel medio, vendrá determinada por,

$$H(\nu) = \mathcal{F}\{h(\lambda)\} = \int_{-\infty}^{\infty} h(\lambda) e^{-j2\pi\nu\lambda} d\lambda, \quad (3.6)$$

$$H(\nu) = B \frac{a}{2} \operatorname{sinc}((\nu - \nu_0)a) (\cos(\phi) + j \sin(\phi)) + B \frac{a}{2} \operatorname{sinc}((\nu + \nu_0)a) (\cos(\phi) - j \sin(\phi)) \quad (3.7)$$

Se puede descomponer la transformada de Fourier en módulo y fase,

$$H(\nu) = |H(\nu)| e^{j\angle H(\nu)}, \quad (3.8)$$

siendo el módulo,

$$|H(\nu)| = B \frac{a}{2} \sqrt{\operatorname{sinc}^2((\nu - \nu_0)a) + \operatorname{sinc}^2((\nu + \nu_0)a) + \dots + 2 \operatorname{sinc}((\nu - \nu_0)a) \operatorname{sinc}((\nu + \nu_0)a) \cos(2\phi)}, \quad (3.9)$$

y la fase,

$$\angle H(\nu) = \arctan \left(\frac{\text{Im}\{H(\nu)\}}{\text{Re}\{H(\nu)\}} \right), \quad (3.10)$$

$$\angle H(\nu) = \arctan \left(\frac{\sin(\phi) \left[\frac{\sin(\pi(\nu - \nu_0)a}{\pi(\nu - \nu_0)a} - \frac{\sin(\pi(\nu + \nu_0)a}{\pi(\nu + \nu_0)a} \right]}{\cos(\phi) \left[\frac{\sin(\pi(\nu - \nu_0)a}{\pi(\nu - \nu_0)a} + \frac{\sin(\pi(\nu + \nu_0)a}{\pi(\nu + \nu_0)a} \right]} \right). \quad (3.11)$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones anteriores, a la frecuencia espacial propia del interferómetro, $\nu = \nu_0$, el valor que toma la fase de la transformada de Fourier es $\angle H(k) = \phi$, recuperando de este modo el desplazamiento del espectro óptico.

En el caso de múltiples PCFI en paralelo la transformada de Fourier de la función de transferencia tendrá la siguiente expresión,

$$H_T(\nu) = \sum_{i=1}^N H_i(\nu). \quad (3.12)$$

Si siguiendo con la simulación anterior con tres PCFI multiplexados en paralelo, en la figura 3.7 se muestra la fase de la transformada de Fourier del espectro óptico de la figura 3.6. Se pueden advertir los cambios en la fase a la frecuencia espacial de 0.1 nm^{-1} . A las frecuencias espaciales de los restantes PCFI, con frecuencias espaciales de 0.12 nm^{-1} y 0.14 nm^{-1} , podemos observar que la fase se mantiene.

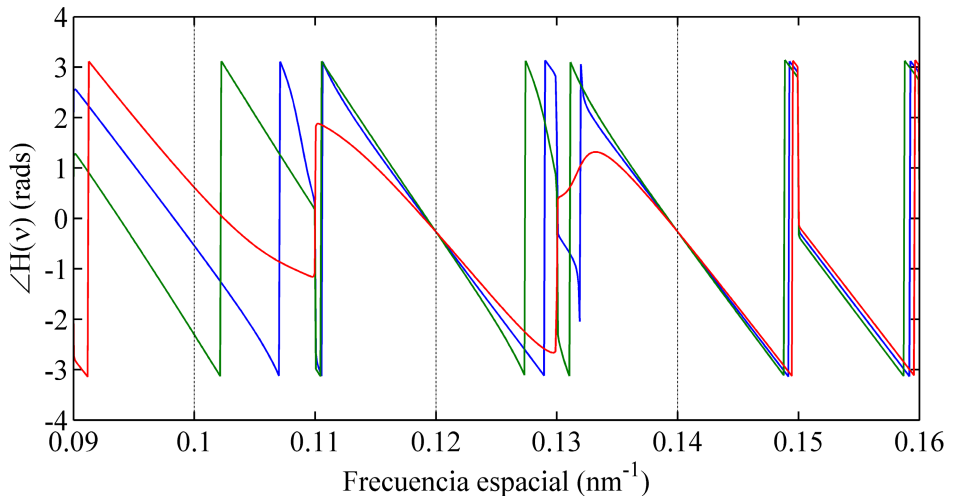


Figura 3.7. Fase de la FFT de tres PCFI ideales multiplexados en paralelo.

A partir de las ecuaciones (3.11) y (3.12) se deduce que para recuperar la fase de forma individual es necesario que, a la frecuencia espacial de cada uno de los PCFI, la contribución del resto de los PCFI a la fase se anule. Esto se puede conseguir forzando a que los nulos del módulo de la transformada de Fourier coincidan, para lo cual basta con escoger el FSR de los PCFI como submúltiplos del rango de longitudes de onda, es decir, $FSR = a/k$, con $k \in \mathbb{N}$. O de otro modo, definiendo la frecuencia base como la inversa del rango de longitudes de onda, $\nu_B = 1/a$, la frecuencia espacial de todos los PCFI tiene que ser un múltiplo de esta frecuencia base.

A continuación se comprobará de forma experimental los resultados teóricos obtenidos, para lo cual se han utilizado un total de cuatro interferómetros modales. En este caso, se ha empleado una fuente láser sintonizable con una potencia óptica de salida constante en todo el rango de longitudes de onda, por lo que la función de transferencia y el espectro óptico difieren únicamente en una constante. Utilizaremos un rango de longitudes de onda $a = 100\text{nm}$. La frecuencia base es por tanto $\nu_B = 0.01\text{nm}^{-1}$. Las frecuencias espaciales de los PCFI de diseño son las siguientes: 0.09nm^{-1} , 0.14nm^{-1} , 0.2nm^{-1} , y 0.22nm^{-1} . Estas frecuencias espaciales corresponden a PCFIs con FSRs de 11.1nm , 7.14nm , 5nm y 4.54nm , respectivamente. Consideraremos en este momento que esta elección concreta de las frecuencias espaciales de los PCFI no responde a otro criterio más que el de ser múltiplos de la frecuencia base. En la figura 3.8 se representa el espectro óptico de los cuatro PCFI utilizados.

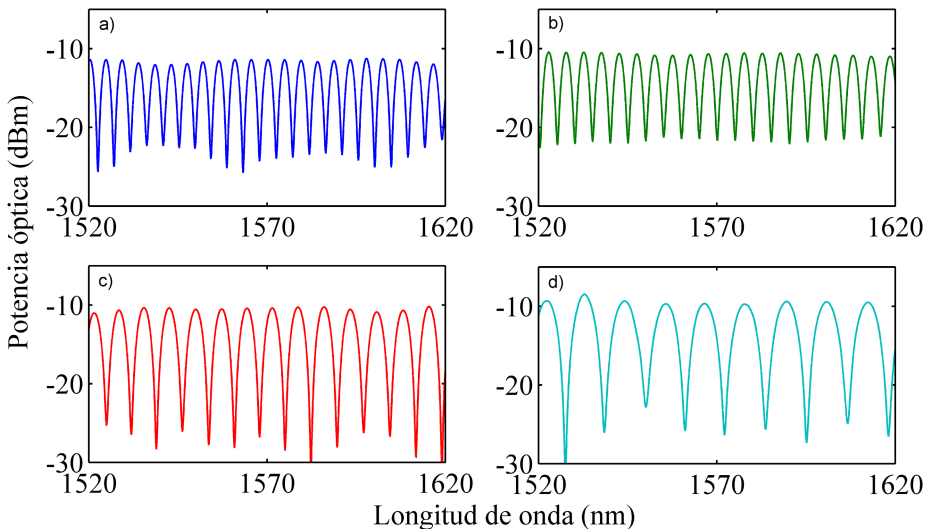


Figura 3.8 Espectro óptico de cuatro PCFI con frecuencias espaciales de a) 0.2179nm^{-1} , b) 0.1997nm^{-1} , c) 0.1393nm^{-1} y d) 0.09nm^{-1} .

En la figura 3.9, se ha representado sobre la misma gráfica el módulo de la transformada de Fourier del espectro óptico de cada uno de los cuatro PCFI obtenidos de forma individual. La frecuencia espacial de los cuatro PCFI una vez fabricados, ha sido medida a partir de la media del FSR del espectro óptico en todo el rango de longitudes de onda, siendo de 0.09nm^{-1} , 0.1393nm^{-1} , 0.1997nm^{-1} y 0.2179nm^{-1} . Si bien las frecuencias espaciales de los interferómetros modales son muy próximas a las de diseño, es imposible evitar una cierta desintonización durante la fabricación. Esta desintonía en la práctica supone una fuente de error en la determinación de la fase de los PCFI.

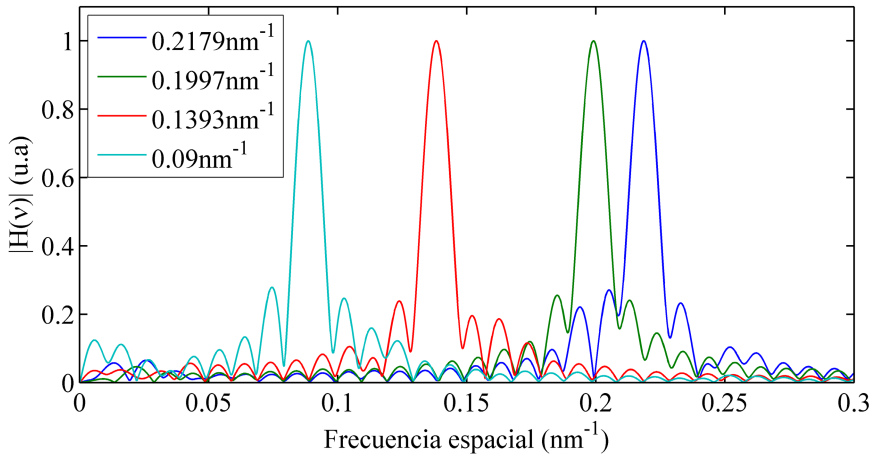


Figura 3.9. Espectro en el dominio de la frecuencia espacial de los cuatro interferómetros modales utilizados sin multiplexar.

Para poder desplazar el espectro óptico, los PCFI son sometidos a deformación mecánica. En una mesa óptica se instalan los cuatro PCFI de forma que uno de los extremos es adherido a un soporte fijo, mientras el otro extremo se fija a una plataforma de traslación micrométrica, tal como muestra la figura 3.10.

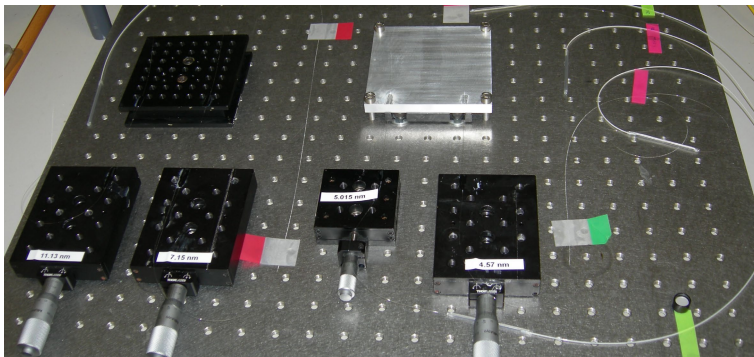


Figura 3.10. Montaje experimental utilizado para la multiplexación de cuatro interferómetros modales.

El espectro en el dominio de la frecuencia espacial de los PCFI en paralelo se muestra en la figura 3.11. Se puede observar que el módulo de la transformada de Fourier coincide con lo esperado, de acuerdo a los resultados teóricos obtenidos.

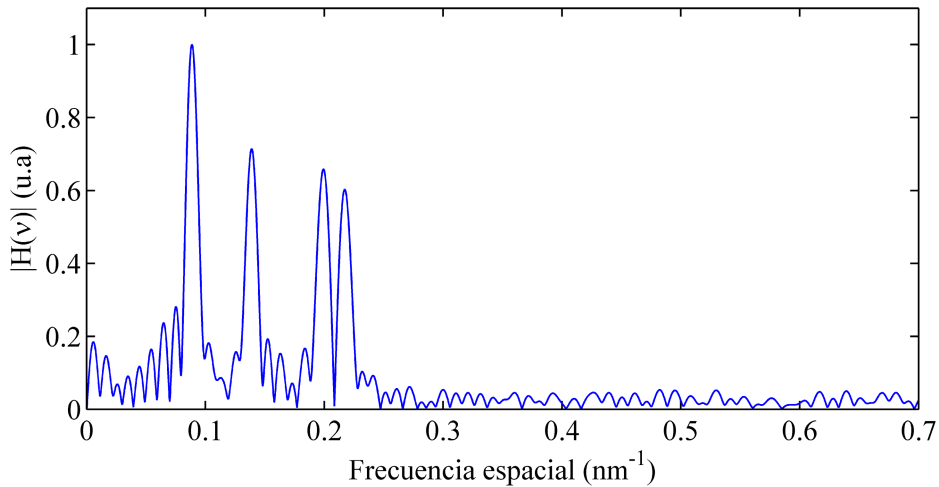


Figura 3.11. Análisis en el dominio de la frecuencia espacial del espectro óptico de cuatro interferómetros modales multiplexados en paralelo.

Sobre los PCFI multiplexados en paralelo se han inducido deformaciones a cada uno de ellos. Se muestra en la figura 3.12 la evolución de la fase de la transformada de Fourier al inducir deformaciones cada vez mayores sobre el PCFI con frecuencia espacial de 0.2nm^{-1} mientras el resto de PCFIs permanecen invariantes.

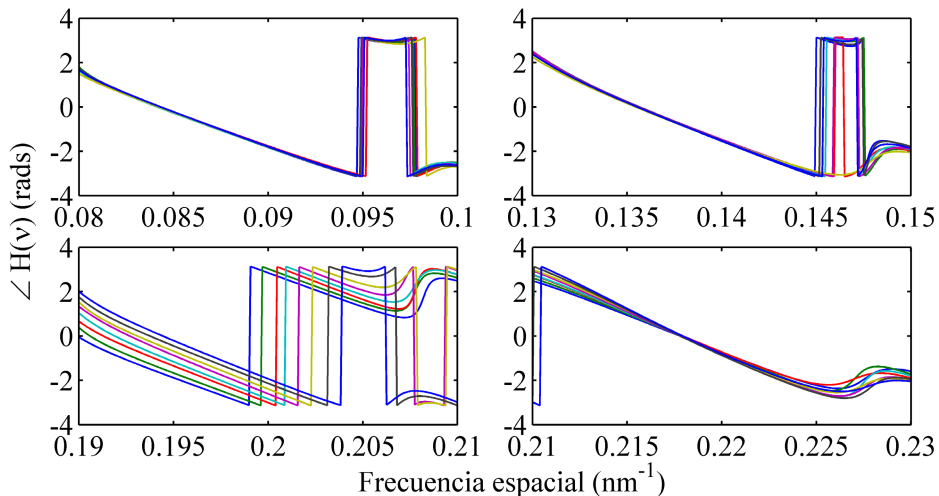


Figura 3.12. Evolución de la fase de la transformada de Fourier ante la deformación del PCFI con FSR de 5nm para multiplexación en paralelo.

En la figura anterior, cada una de las cuatro gráficas está centrada a las correspondientes frecuencias espaciales de los PCFI para poder observar con mayor claridad los cambios de fase que se producen. Las líneas representadas corresponden a desplazamientos constantes del posicionador micrométrico. Se pueden observar los cambios en la fase del PCFI con frecuencia espacial de 0.2nm^{-1} , mientras que a las frecuencias propias de los restantes PCFI los cambios de la fase son despreciables. Observando el cambio de fase en función de la deformación aplicada sobre el PCFI, se aprecia en la figura 3.13 una dependencia lineal. La pendiente de esta recta será la sensibilidad a la deformación del PCFI como sensor óptico. La sensibilidad es independiente del esquema de multiplexación empleado. Sin embargo, depende del FSR o frecuencia espacial del PCFI, siendo mayor la sensibilidad cuanto menor es el FSR, tal como indica la siguiente ecuación [BAR10],

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{FSR} \Delta\lambda = 2\pi\nu_i \Delta\lambda. \quad (3.13)$$

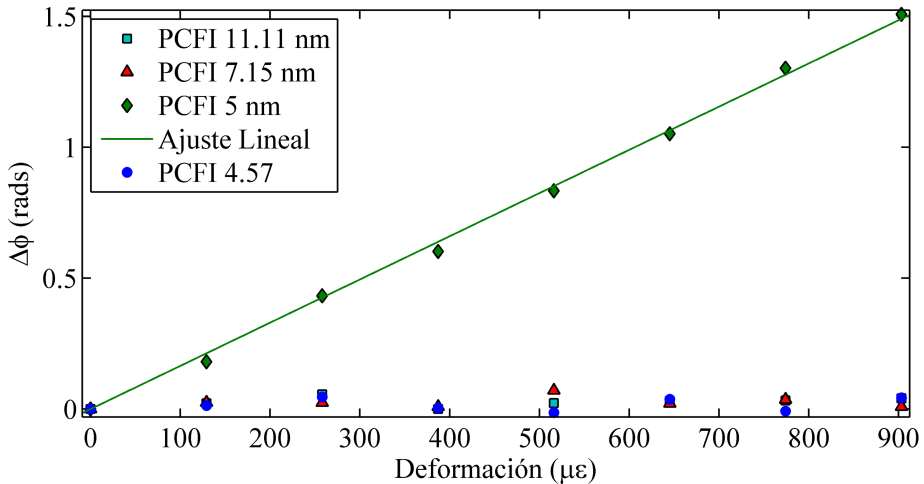


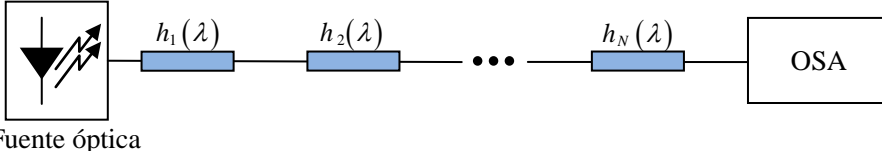
Figura 3.13. Variación de la fase inicial con la deformación del PCFI de frecuencia espacial 0.2nm^{-1} para multiplexación en paralelo.

Una consecuencia de la dependencia de la sensibilidad con el FSR es que, cuanto mayor sea la sensibilidad menor es el rango de medida en que podemos determinar de forma unívoca el cambio de fase. En caso de cambios de fase superiores a 2π será necesario un seguimiento de la fase.

Del mismo modo se han obtenido figuras similares para la deformación de cada uno de los cuatro PCFI, siendo el resultado similar al ya mostrado. El error de fase máximo medido durante las medidas experimentales es de 0.14 radianes. Este error se debe principalmente a las pequeñas variaciones en el FSR respecto a los valores teóricos de diseño.

3.5 Multiplexación en serie

Se muestra de nuevo el esquema de multiplexación en serie que se mostró con anterioridad.



Fuente óptica

Figura 3.14. Esquema de multiplexación en serie.

Suponiendo que las pérdidas de retorno son lo suficientemente elevadas, y por tanto no se forman nuevas cavidades ópticas entre los dispositivos, se puede demostrar que, a la salida del último interferómetro, el espectro óptico resultante será el producto de cada una de las respuestas individuales de los PCFI,

$$h_T(\lambda) = \prod_{i=1}^N h_i(\lambda). \quad (3.14)$$

Y teniendo en cuenta las propiedades de la transformada de Fourier,

$$H_T(\nu) = H_1(\nu) * H_2(\nu) * \dots * H_N(\nu). \quad (3.15)$$

Con el objetivo de analizar las diferencias entre la multiplexación en serie y la multiplexación en paralelo, se han particularizado las expresiones anteriores para dos PCFI con FSRs y fases distintos,

$$h_1(\lambda) = \begin{cases} A_1 + B_1 \cos(2\pi\nu_1\lambda + \phi_1) & \lambda_0 - a/2 < \lambda \leq \lambda_0 + a/2 \\ 0 & \text{resto} \end{cases} \quad (3.16)$$

$$h_2(\lambda) = \begin{cases} A_2 + B_2 \cos(2\pi\nu_2\lambda + \phi_2) & \lambda_0 - a/2 < \lambda \leq \lambda_0 + a/2 \\ 0 & \text{resto} \end{cases}$$

Se ha obtenido de forma analítica la transformada de Fourier para los dos PCFI en serie, llegando a la siguiente expresión,

$$H_T(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} A_1 A_2 e^{-j2\pi\nu\lambda} d\lambda + \int_{-\infty}^{\infty} A_1 B_2 \cos(2\pi\nu_2\lambda + \phi_2) e^{-j2\pi\nu\lambda} d\lambda + \int_{-\infty}^{\infty} A_2 B_1 \cos(2\pi\nu_1\lambda + \phi_1) e^{-j2\pi\nu\lambda} d\lambda + \int_{-\infty}^{\infty} B_1 B_2 \cos(2\pi\nu_1\lambda + \phi_1) \cos(2\pi\nu_2\lambda + \phi_2) e^{-j2\pi\nu\lambda} d\lambda \quad (3.17)$$

En la ecuación (3.17), la primera de las integrales define un nivel medio y puede ser filtrado fácilmente. Las dos siguientes integrales representan las transformadas de Fourier de cada uno de los PCFI. La última integral representa los productos de intermodulación. En la figura 3.15 se muestra el módulo de la transformada de Fourier de la simulación de dos PCFI en serie, donde se puede observar las frecuencias espaciales de los dos PCFI junto a dos nuevas frecuencias espaciales, que son combinación lineal de las frecuencias espaciales de los PCFI, debidas a los productos de intermodulación.

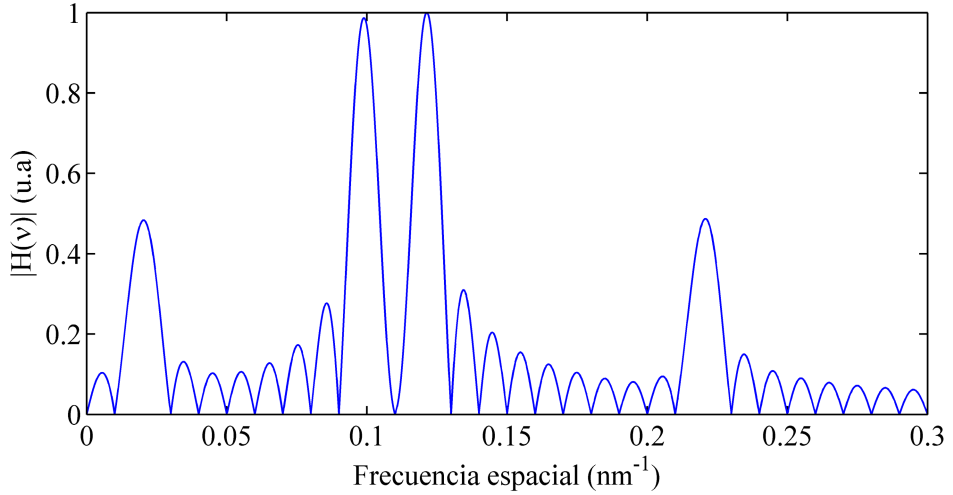


Figura 3.15. Módulo de la FFT normalizado de dos PCFI ideales en serie.

La contribución a la fase total de los productos de intermodulación se puede expresar como,

$$\angle H(k) = \arctan \left(\frac{\text{Im}\{H_{PCFI}(v)\} + \text{Im}\{H_{INTERM}(v)\}}{\text{Re}\{H_{PCFI}(v)\} + \text{Re}\{H_{INTERM}(v)\}} \right), \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}\{H_{INTERM}(v)\} = & \sin(\phi_1 + \phi_2) \frac{\sin(\pi a(v - v_1 - v_2))}{\pi(v - v_1 - v_2)} - \\ & \sin(\phi_1 - \phi_2) \frac{\sin(\pi a(v - v_1 + v_2))}{\pi(v - v_1 + v_2)} + \\ & \sin(\phi_1 - \phi_2) \frac{\sin(\pi a(v + v_1 - v_2))}{\pi(v + v_1 - v_2)} - \\ & \sin(\phi_1 + \phi_2) \frac{\sin(\pi a(v + v_1 + v_2))}{\pi(v + v_1 + v_2)} \end{aligned}, \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re}\{H_{INTERM}(\nu)\} &= \cos(\phi_1 + \phi_2) \frac{\sin(\pi a(\nu - \nu_1 - \nu_2))}{\pi(\nu - \nu_1 - \nu_2)} - \\
&\quad \cos(\phi_1 - \phi_2) \frac{\sin(\pi a(\nu - \nu_1 + \nu_2))}{\pi(\nu - \nu_1 + \nu_2)} - \\
&\quad \cos(\phi_1 - \phi_2) \frac{\sin(\pi a(\nu + \nu_1 - \nu_2))}{\pi(\nu + \nu_1 - \nu_2)} + \\
&\quad \cos(\phi_1 + \phi_2) \frac{\sin(\pi a(\nu + \nu_1 + \nu_2))}{\pi(\nu + \nu_1 + \nu_2)}
\end{aligned} \tag{3.20}$$

Examinando las ecuaciones anteriores se puede concluir que, al igual que en el caso paralelo, las frecuencias espaciales de los PCFI deben ser múltiplos de la frecuencia base. También se advierte que, en las frecuencias espaciales de los productos de intermodulación, la fase varía en función de la fase de los PCFI involucrados en el término de intermodulación. Por tanto, para poder recuperar la fase de los PCFI sin interferencia, se deben evitar que la frecuencia espacial de cualquier producto de intermodulación coincida con la frecuencia espacial de uno de los PCFI de la red óptica.

El análisis realizado con dos PCFI puede generalizarse a N PCFI en serie, y se obtiene que cuanto mayor sea el número de PCFI, mayor será el número de productos de intermodulación. De este modo, cuando el número de PCFI es elevado, la elección de las frecuencias espaciales para que cumplan los requisitos expresados anteriormente se vuelve muy compleja. Se pueden emplear series numéricas que cumplan estos requisitos [BRO85] o identificarlas de forma incremental mediante cálculo numérico. Usar series numéricas tiene la ventaja de su sencillez. En cambio, usar el cálculo numérico permite la inclusión de otros criterios impuestos por el proceso de fabricación, como por ejemplo la separación mínima entre frecuencias espaciales o la longitud máxima y mínima de los interferómetros.

En la figura 3.16 se muestra el diagrama de flujo empleado para la obtención de las frecuencias espaciales de los PCFI mediante cálculo numérico. Se parte de dos frecuencias espaciales que cumplan los requisitos anteriores, algo sencillo ya que solo tenemos dos productos de intermodulación. Por razones de fabricación se ha evitado escoger frecuencias espaciales muy bajas o muy altas ya que requerirían de tramos de PCF muy grandes o muy pequeños, respectivamente. Debido a que las frecuencias espaciales son múltiplos de la frecuencia base, cualquier combinación lineal de éstas también lo será. De este modo se puede simplificar enormemente la convolución, reemplazando el módulo de la transformada de Fourier, descrito por la ecuación 3.8, por tres deltas situadas a las frecuencias espaciales correspondientes al PCFI más otra que emula el nivel medio. Después de esta primera convolución

tendremos deltas situadas a las frecuencias espaciales de los PCFI y a la de los productos de intermodulación. El resto de las frecuencias espaciales múltiplo de la frecuencia base son potenciales frecuencias espaciales para un nuevo PCI.

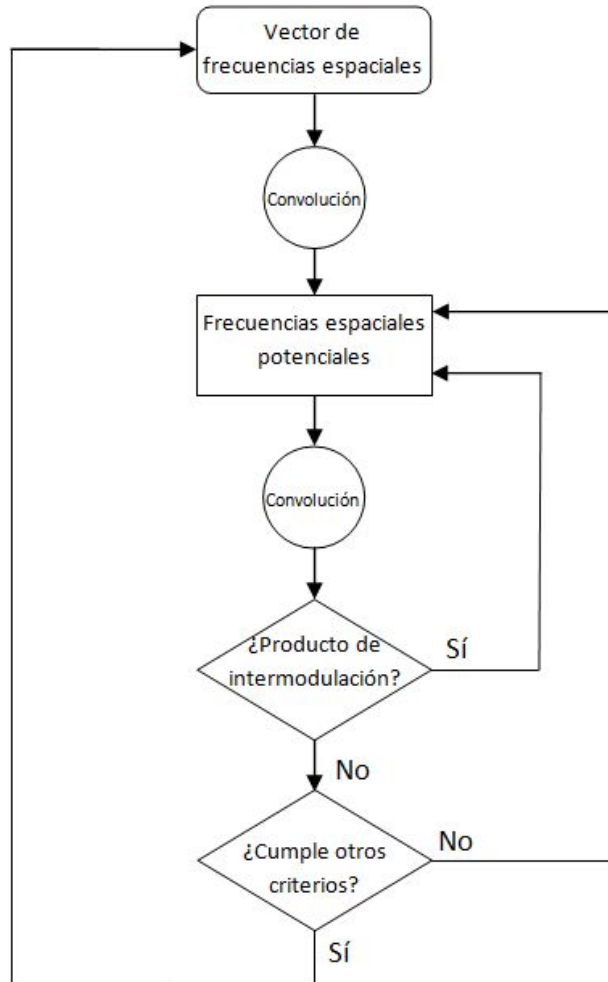


Figura 3.16. Diagrama de flujo para la elección de frecuencias espaciales para los PCFI.

De cada una de las potenciales frecuencias espaciales se crearán de nuevo tres deltas en el dominio transformado y se volverá a realizar la convolución. No obstante, como la inclusión de un nuevo PCFI añade nuevos productos de intermodulación, es necesario analizar el resultado. Si las frecuencias espaciales de los productos de intermodulación recaen en cualquiera de las frecuencias espaciales ya seleccionadas anteriormente entonces esta nueva frecuencia espacial no es apta para

la ubicación de un nuevo PCFI por lo que sería descartada. Si por el contrario los productos de intermodulación no coinciden con las frecuencias espaciales ya escogidas entonces es una frecuencia espacial válida y se pasaría a evaluar otros posibles requisitos como mencionamos con anterioridad. Si la frecuencia espacial cumple todos los requisitos entonces se añadiría al vector de frecuencias espaciales. El proceso se repetiría hasta conseguir el número deseado de frecuencias espaciales o agotar todas las potenciales frecuencias espaciales disponibles. Llegados al caso de agotar todas las posibles frecuencias espaciales, existe la posibilidad de aumentar el rango de longitudes de onda, lo que reduce el valor de la frecuencia base. Esto provoca un aumento del número de potenciales frecuencias espaciales al muestrear de forma más fina el dominio transformado. Si no es posible aumentar el rango de longitudes de onda, será necesario recurrir a otro esquema de multiplexación como la multiplexación en paralelo o la multiplexación híbrida.

A continuación se muestran los resultados experimentales obtenidos de la multiplexación en serie de los PCFI. Se puede comprobar que las frecuencias espaciales 0.09nm^{-1} , 0.14nm^{-1} , 0.2nm^{-1} , y 0.22nm^{-1} , que ya se utilizaron también para el caso paralelo, cumplen los requisitos mencionados con anterioridad para el caso de multiplexación en serie.

La figura 3.17 muestra uno de los espectros ópticos obtenidos de multiplexar los cuatro PCFI en serie.

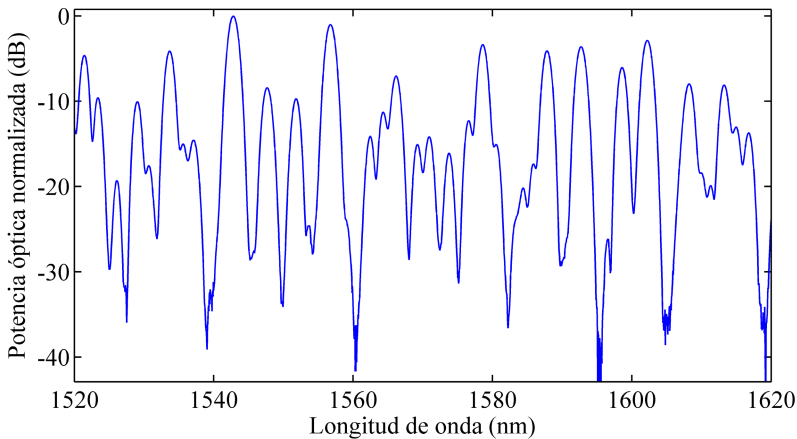


Figura 3.17. Espectro óptico normalizado en potencia óptica de cuatro interferómetros modales multiplexados en serie.

En la transformada de Fourier del espectro óptico, mostrada en la figura 3.18, se puede distinguir con claridad la frecuencia espacial de los cuatro PCFI utilizados, así como algunos de los productos de intermodulación.

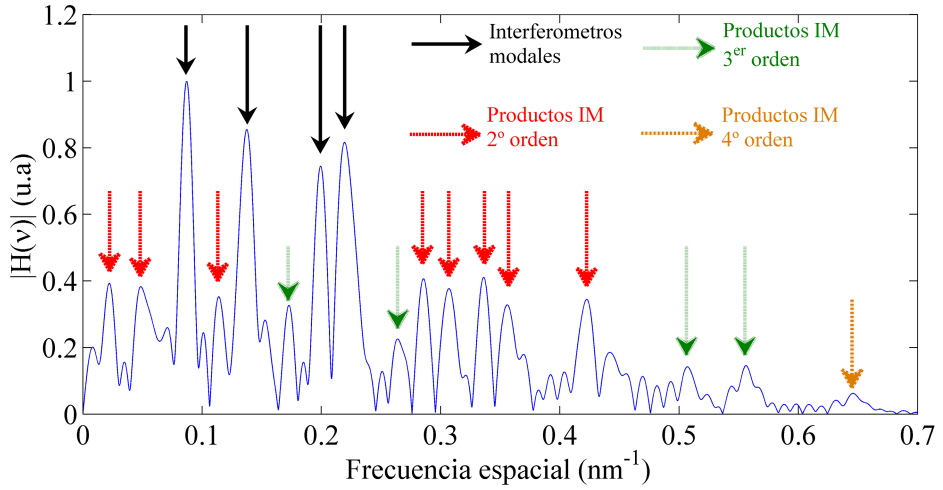


Figura 3.18. Análisis en el dominio de la frecuencia espacial del espectro óptico de cuatro interferómetros modales multiplexados en serie.

Tal y como se hizo para el caso paralelo, si se inducen deformaciones sobre uno de los PCFI al mismo tiempo que se mantiene el resto invariantes se obtiene el resultado de la figura 3.19.

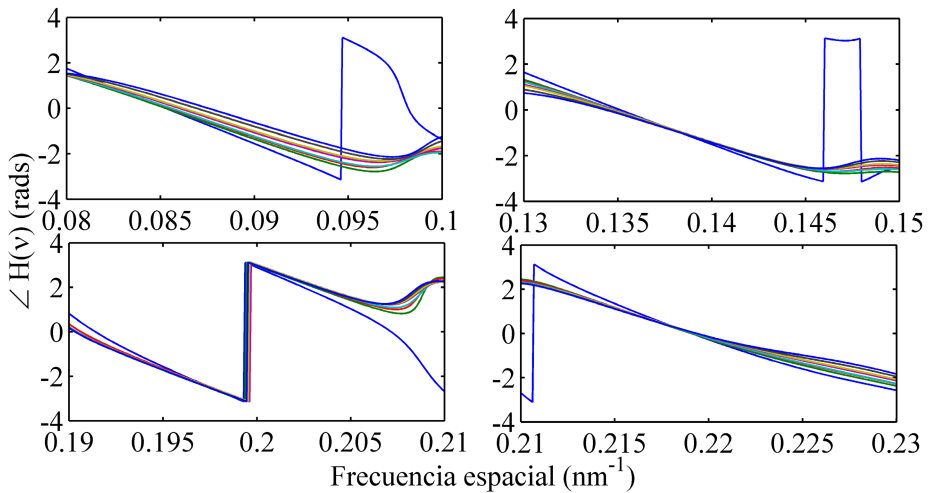


Figura 3.19. Evolución de la fase de la transformada de Fourier con la deformación del PCFI 0.09nm^{-1} para multiplexación en serie.

Al igual que en la multiplexación en paralelo cada una de las gráficas está centrada en cada una de las cuatro frecuencias espaciales correspondientes a los PCFI para ver con mayor claridad el cambio en la fase. En este caso, sin embargo, se muestra

el resultado de deformar el PCFI con frecuencia espacial más baja, observando de nuevo que la fase de los demás PCFI no varía.

Se representa ahora la variación de fase en función de la deformación aplicada al PCFI con frecuencia espacial 0.09nm^{-1} , en la figura 3.20, y el PCFI con frecuencia espacial 0.22nm^{-1} , en la figura 3.21.

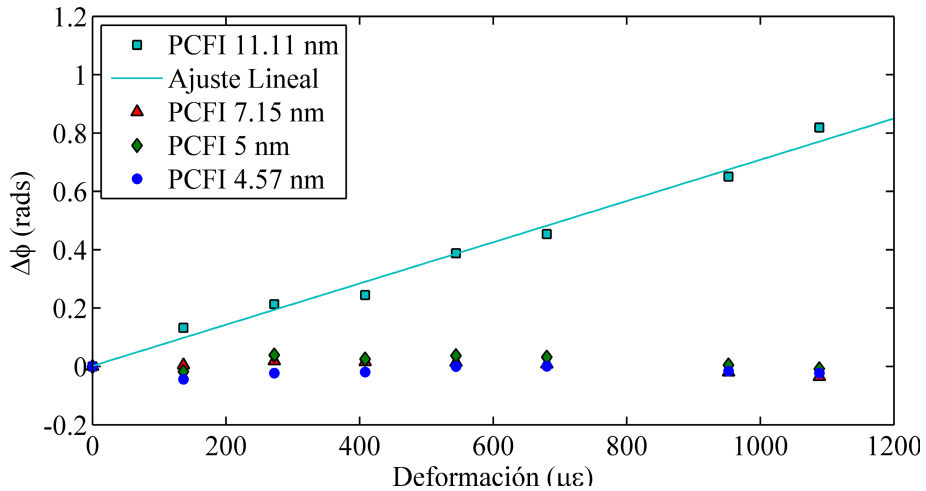


Figura 3.20. Variación de la fase inicial del PCFI 0.09nm^{-1} con la deformación para multiplexación en serie.

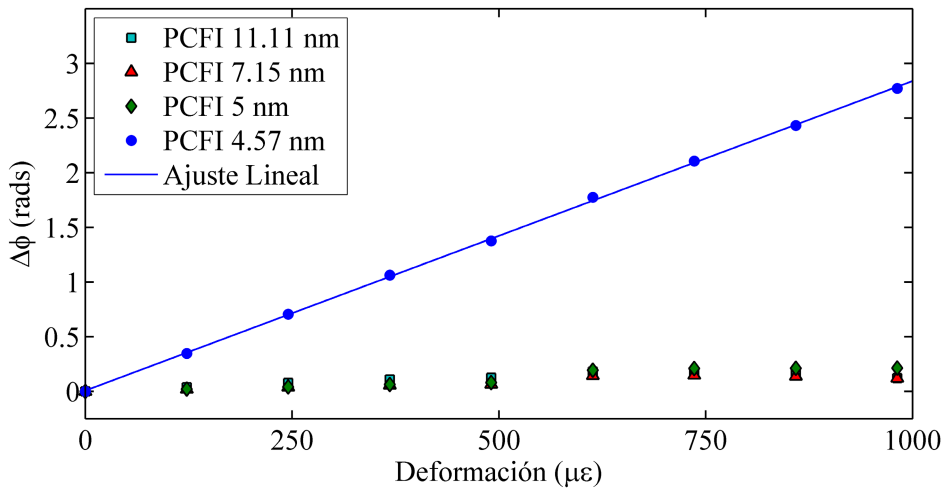


Figura 3.21. Variación de la fase inicial del PCFI 0.22nm^{-1} con la deformación para multiplexación en serie.

Se observa de nuevo la relación lineal que existe entre la deformación y el cambio de fase. Se repite el mismo proceso para cada uno de los PCFI con resultados simi-

lares. De acuerdo a los resultados teóricos obtenidos, la sensibilidad no depende del esquema de multiplexación. Esto se observa en la tabla 3.1, donde el valor de sensibilidad obtenido para los PCFI es prácticamente coincidente en ambos esquemas de multiplexación. No obstante, sí se observa que el error de fase máximo obtenido para la multiplexación serie es de 0.2 radianes, que es superior al obtenido con la multiplexación en paralelo. Esta diferencia en el error de fase se debe principalmente a la contribución de los términos de intermodulación.

Multiplexación	Máx. error de fase	Frecuencia espacial, ν_i			
		0.09nm^{-1}	0.14nm^{-1}	0.2nm^{-1}	0.22nm^{-1}
Serie	0.2	$9.69 \cdot 10^{-4}$	$1.668 \cdot 10^{-3}$	$1.981 \cdot 10^{-3}$	$2.824 \cdot 10^{-3}$
Paralelo	0.14	$9.08 \cdot 10^{-4}$	$1.651 \cdot 10^{-3}$	$1.902 \cdot 10^{-3}$	$2.831 \cdot 10^{-3}$

Tabla 3.1. Pendiente de la aproximación lineal expresada en $rad/\mu\epsilon$, en los cuatro PCFI para la multiplexación en serie y en paralelo.

3.6 Multiplexación híbrida

La multiplexación híbrida es una combinación de los casos serie y paralelo. Se muestra nuevamente el esquema representado con anterioridad.

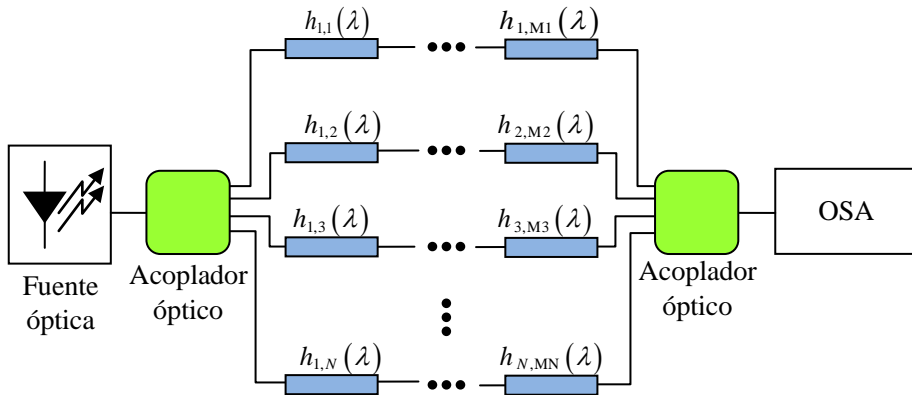


Figura 3.22. Esquema de multiplexación híbrida.

La diferencia principal con la multiplexación en paralelo es que se permite más de un dispositivo en cada brazo del acoplador óptico en árbol. Se supondrá que cada brazo del acoplador óptico en árbol puede tener un número diferente de dispositivos

(M1,M2,...MN) conectados en serie. De este modo el espectro óptico a la entrada del analizador de espectros óptico se puede expresar como,

$$h_T(\lambda) = \sum_{i=1}^N \left(\prod_{j=1}^{M_i} h_{i,j}(\lambda) \right). \quad (3.21)$$

La transformada de Fourier del espectro óptico tendrá la siguiente expresión,

$$H_T(\nu) = \sum_{i=1}^N H_{T_i}(\nu), \quad (3.22)$$

siendo $H_{T_i}(\nu)$ la transformada de Fourier de cada uno de los brazos ópticos,

$$H_{T_i}(\nu) = H_{i,1}(\nu) * H_{i,2}(\nu) * \dots * H_{i,M_i}(\nu). \quad (3.23)$$

Con este esquema de multiplexación se evita la aparición de productos de intermodulación entre dispositivos presentes en distintos brazos del acoplador óptico en árbol, no así los productos de intermodulación entre dispositivos del mismo brazo. Si se considera ahora la simulación de cuatro PCFI, con las frecuencias espaciales de los PCFI utilizados en los ensayos experimentales anteriores. Se comprobó con anterioridad que estas frecuencias cumplen con las condiciones establecidas en el caso serie, y por tanto, la combinación dos a dos de los PCFI no influirá en el resultado, únicamente en la frecuencia espacial de los productos de intermodulación. En la simulación los PCFI con frecuencias espaciales de 0.09nm^{-1} y 0.2nm^{-1} se encuentran en uno de los brazos de un acoplador óptico de dos brazos y los PCFI con frecuencias espaciales de 0.14nm^{-1} y 0.22nm^{-1} en el otro brazo.

La figura 3.23 muestra el módulo de la transformada de Fourier obtenido de la simulación y la figura 3.24 el módulo de la transformada de Fourier obtenido a partir de las medidas experimentales.

Las diferencias observadas en la amplitud del módulo de la transformada de Fourier se deben principalmente a las pérdidas de inserción y a la diferente relación entre el máximo y el mínimo de los espectros de los PCFI. En comparación con el caso serie se advierte una importante reducción del número de productos de intermodulación. Esto facilita en gran medida la elección de las frecuencias espaciales de los PCFI.

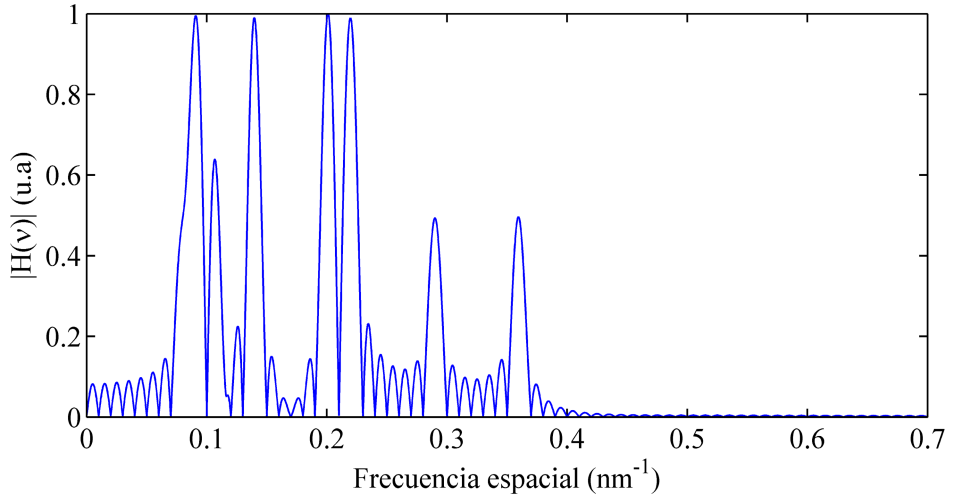


Figura 3.23. Módulo de la transformada de Fourier normalizado de cuatro PCFI teóricos multiplexados de forma híbrida.

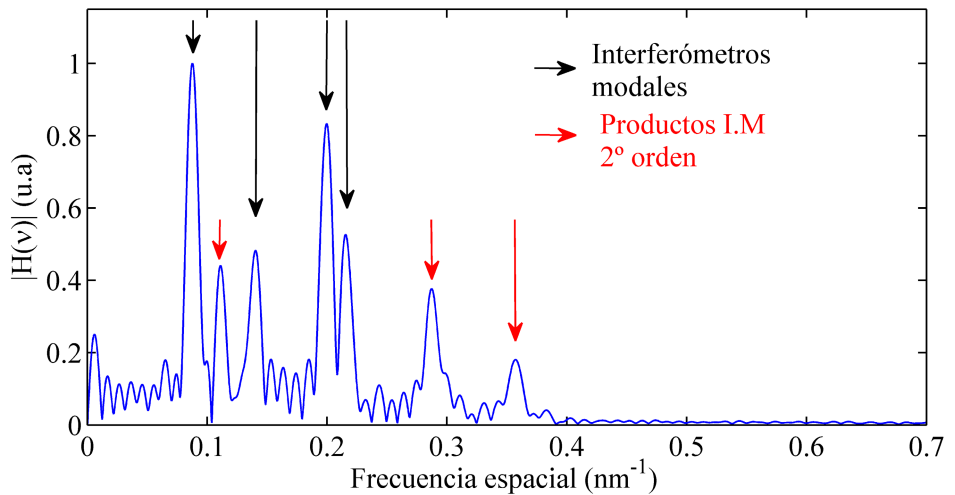


Figura 3.24. Análisis en el dominio de la frecuencia espacial del espectro óptico de cuatro interferómetros modales en configuración híbrida.

En la figura 3.25 se representa la evolución de la fase de la transformada de Fourier al inducir deformaciones en el PCFI de frecuencia espacial 0.09nm^{-1} .

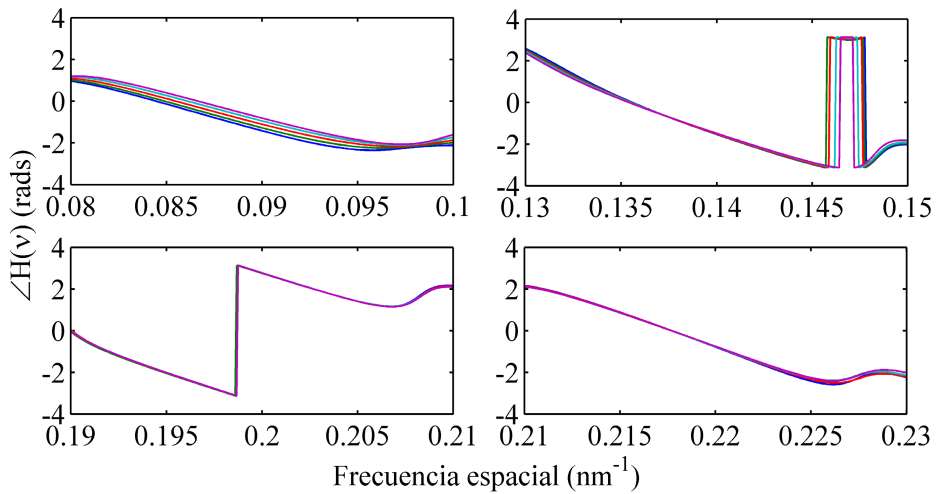


Figura 3.25. Evolución de la fase de la transformada de Fourier con la deformación del PCFI 0.09nm^{-1} para un esquema de multiplexación híbrido.

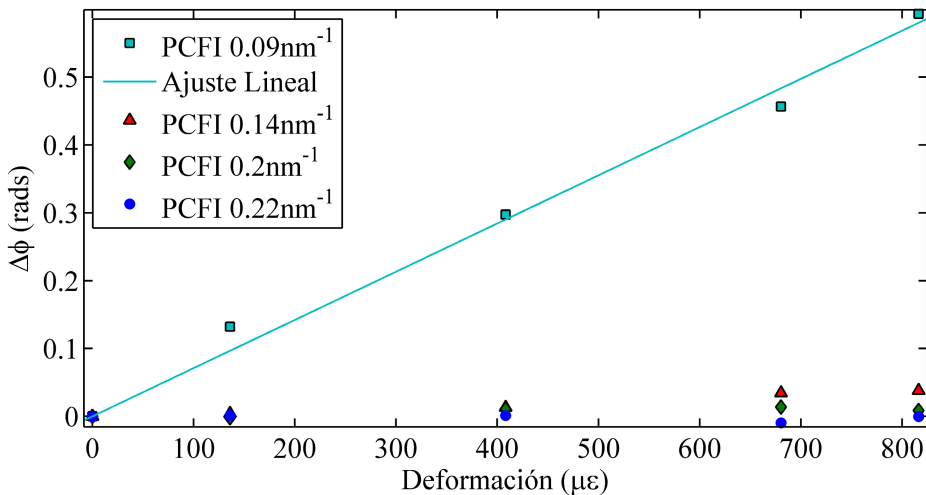


Figura 3.26. Variación de la fase inicial con la deformación del PCFI 0.09nm^{-1} para un esquema de multiplexación híbrido.

Si ahora se imponen deformaciones simultáneas a dos PCFI, correspondientes a las frecuencias espaciales de 0.09nm^{-1} y 0.14nm^{-1} , situados en brazos distintos, podemos ver en la figura 3.27 como se produce el cambio de fase a las frecuencias espaciales correspondientes. Además, como se observa en la figura 3.28, es posible recuperar de forma independiente los cambios de fase, y con ellos los desplazamientos en el espectro óptico que se produce en los PCFI al ser deformados.

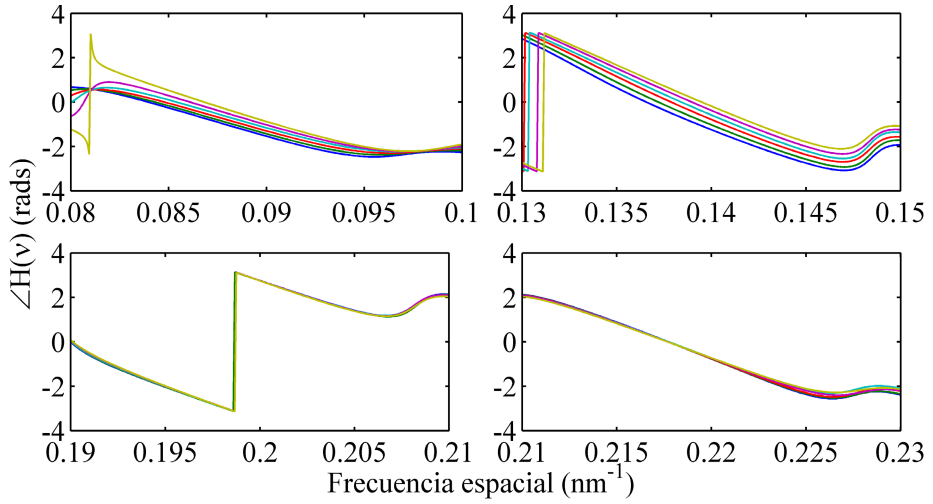


Figura 3.27. Evolución de la fase de la transformada de Fourier con la deformación de los PCFI 0.09nm^{-1} y 0.14nm^{-1} para multiplexación híbrida.

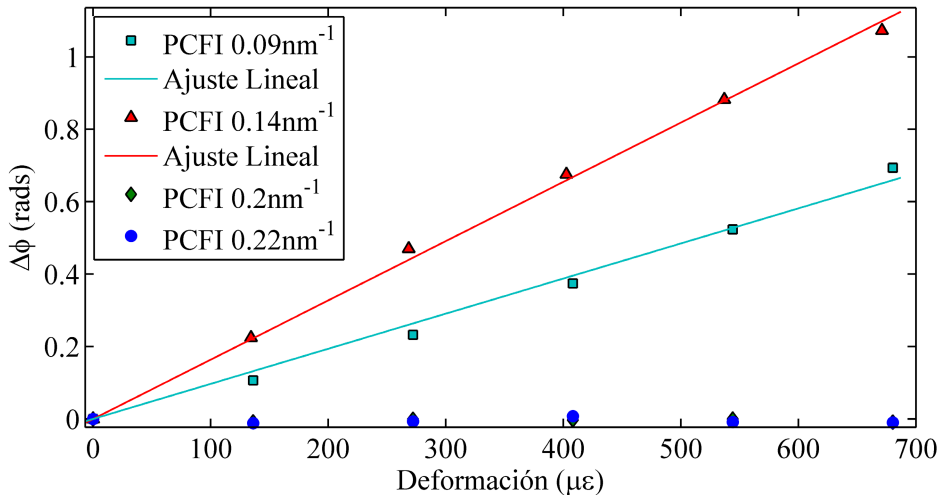


Figura 3.28. Variación de la fase inicial del PCFI de frecuencia espacial 0.09nm^{-1} y 0.14nm^{-1} con la deformación para multiplexación híbrida.

3.7 Conclusiones

En este capítulo se ha mostrado la estructura y el principio de funcionamiento de los interferómetros modales en fibra de cristal fotónico como sensores ópticos. Estos dispositivos fotónicos presentan un espectro óptico periódico que puede expresarse como una función coseno, con una fase y con un periodo o frecuencia espacial, que puede considerarse constante en el rango de longitudes de onda de interés. Ante cambios en la longitud de la PCF o el índice de refracción, el espectro óptico sufre un desplazamiento, efecto que es usado para medir parámetros externos como temperatura o deformación. Sin embargo, el espectro periódico de los PCFI dificulta su multiplexación, motivo por el cual se recurre al estudio de la transformada de Fourier del espectro óptico, mediante el cual, bajo ciertas consideraciones, es posible recuperar las variaciones de la fase de la transformada de Fourier para cada PCFI individualmente.

Se han contemplado tres esquemas básicos de multiplexación, multiplexación en serie, multiplexación en paralelo y la combinación de las dos anteriores, a la que se ha denominado multiplexación híbrida. La multiplexación en serie tiene la ventaja de no necesitar elementos ópticos adicionales, en cambio la pérdidas de inserción en los distintos dispositivos puede limitar el número máximo de dispositivos. Por otra parte, la multiplexación en paralelo permite la introducción de un gran número de dispositivos, sin embargo, tiene como desventaja el uso de un acoplador óptico en árbol lo que dificulta el redimensionamiento del número de dispositivos en la red óptica. Finalmente, la multiplexación híbrida permite solventar muchos de los problemas que presentan la multiplexación en serie y paralelo permitiendo más de un PCFI por cada brazo del acoplador óptico en árbol.

Para cada uno de los esquemas de multiplexación planteados se ha mostrado el desarrollo teórico y las medidas experimentales realizadas. A partir del desarrollo teórico se ha podido deducir la relación que deben cumplir los periodos o FSRs de los PCFI con el objetivo de evitar la interferencia entre los dispositivos. Para la multiplexación paralelo se ha determinado que es necesario que los nulos en el módulo de la transformada de Fourier coincidan, hecho que se puede conseguir sin más que hacer que los FSRs de los PCFIs sean submúltiplos del rango de longitudes de onda. En cambio, en el caso de multiplexación en serie, se ha probado que en el módulo de la transformada de Fourier aparecen productos de intermodulación. Este hecho añade una nueva restricción a los FSR de los PCFI, no pudiendo coincidir las frecuencias espaciales de los PCFI con las frecuencias espaciales de los productos de intermodulación. Dado que la elección de las frecuencias espaciales de los PCFI puede ser compleja a medida que aumenta el número de PCFI, éstas se han obtenido mediante cálculos numéricos. La ventaja de utilizar éste método en lugar de series numéricas es su gran flexibilidad a la hora de seleccionar las frecuencias espaciales de los PCFI ya que permite introducir condiciones adicionales impuestas por el

proceso de fabricación de los PCFI, como por ejemplo las frecuencias espaciales máxima y mínima o la separación mínima entre los PCFI.

Las medidas experimentales realizadas corroboran el desarrollo teórico realizado para los tres esquemas de multiplexación expuestos, evitando en gran medida la interferencia entre los distintos PCFI. Se ha comprobado la relación lineal que existe entre la deformación y el cambio de fase y como esta relación es inversamente proporcional a la frecuencia espacial de los PCFI. Finalmente, en el caso de la multiplexación híbrida se ha mostrado la combinación de los esquemas de multiplexación en serie y paralelo demostrando la viabilidad de la multiplexación utilizando cualquiera de los esquemas de multiplexación planteados.

Referencias

- [ARE09] S. Aref, R. Amezcua-Correa, J. Carvalho, O. Frazão, P. Caldas, J. Santos, F. Araújo, H. Latifi, F. Farahi, L. Ferreira, and J. Knight, “Modal interferometer based on hollow-core photonic crystal fiber for strain and temperature measurement,” *Optics Express*, vol. 17, no. 21, pp. 18669-18675. 2009.
- [BAR10] D. Barrera, J. Villatoro, V. Finazzi, G. Cárdenas-Sevilla, V. Minkovich, S. Sales, and V. Pruneri, “Low-Loss Photonic Crystal Fiber Interferometers for Sensor Networks,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no.24, pp. 3542-3547. 2010.
- [BLO87] K. Blotekjaer, R. Wentworth, and H. Shaw, “Choosing relative optical path delays in series-topology interferometric sensor arrays,” *Journal of Lightwave Technology*., vol. 5, no. 2, pp. 229-235. 1987.
- [BOC09] W. Bock, T. Eftimov, P. Mikulic, and J. Chen, “An Inline Core-Cladding Intermodal Interferometer Using a Photonic Crystal Fiber,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 17, pp. 3933-3939. 2009.
- [BRO85] J. Brooks, R. Wentworth, and R. Youngquist, “Coherence multiplexing of fiber-optic interferometric sensors,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. L, no. 5, pp. 1062-1072, 1985.
- [CAP13] J. Capmany, J. Mora, I. Gasulla, J. Sancho, J. Lloret, S. Sales, “Microwave Photonic Signal Processing,” *Journal of Lightwave Technology*, vol.31, no. 4, pp. 571-586. 2013.
- [CHI10] P. Childs, A. C. L. Wong, B. Yan, M. Li, and G.D. Peng, “A review of spectrally coded multiplexing techniques for fibre grating sensor systems,” *Measurement Science and Technology*, vol. 21, no. 9, p. 094007, Sep. 2010.
- [COV09] G. Coviello, V. Finazzi, J. Villatoro, and V. Pruneri, “Thermally stabilized PCF-based sensor for temperature measurements up to 1000°C,” *Optics Express*, vol. 17, no. 24, pp. 21551-21559. 2009.

- [GON12] H. Gong, X. Li, Y. Jin, and X. Dong, "Hollow-core photonic crystal fiber based modal interferometer for strain measurement," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 187, pp. 95-97. 2012.
- [CRA01] G. Cranch and P.J. Nash, "Large-scale multiplexing of interferometric fiber-optic sensors using TDM and DWDM," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, no. 5, pp. 687-699, 2001.
- [GUB09] B. Gu, M. Yin, A. Zhang, J. Qian, and S. He, "Low-cost high-performance fiber-optic pH sensor based on thin-core fiber modal interferometer," *Optics Express*, vol. 17, no. 25, pp. 22296-22302. 2009.
- [LIQ05] Q. Li, C. Lin, P. Tseng, and H. P. Lee, "Demonstration of high extinction ratio modal interference in a two-mode fiber and its applications for all-fiber comb filter and high-temperature sensor," *Optics Communications*, vol. 250, no. 4-6, pp. 280-285. 2005.
- [MAT12] J. Mathew, Y. Semenova, and G. Farrell "Photonic crystal fiber interferometer for dew detection." *Journal of lightwave technology*, vol. 30, no. 8. pp. 1150-1155. 2012.
- [SAK87] I. Sakai and R. Youngquist, "Multiplexing of optical fiber sensors using a frequency-modulated source and gated output," *Journal of Lightwave Technology*, vol. L, no. 7, pp. 932-940, 1987.
- [SHI08] Q. Shi, Z. Wang, L. Jin, Y. Li, H. Zhang, F. Lu, G. Kai, X. Dong, "A hollow-core photonic crystal fiber cavity based multiplexed Fabry-Pérot interferometric strain sensor system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, pp. 1329-1331, Aug. 2008.
- [VIL06] J. Villatoro, V.P. Minkovich, and D. Monzon-Hernandez, "Compact modal interferometer built with tapered microstructured optical fiber," *Photonics Technology Letters, IEEE* , vol. 18, no. 11, pp. 1258-1260. 2006.
- [VIL07a] J. Villatoro, V. Minkovich, V. Pruneri, and G. Badenes, "Simple all-microstructured-optical-fiber interferometer built via fusion splicing," *Optics Express*, vol. 15, no. 4, pp. 1491-1496. 2007.

- [VIL07b] J. Villatoro, V. Finazzi, V. P. Minkovich, V. Pruneri, and G. Badenes, “Temperature-insensitive photonic crystal fiber interferometer for absolute strain sensing,” *Applied Physics Letters*, vol. 91, 091109. 2007.
- [WAN07] Z. Wang, F. Shen, L. Song, X. Wang, and A. Wang, “Multiplexed fiber Fabry-Perot interferometer sensors based on ultrashort Bragg gratings,” *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 19, pp. 622-624. 2007.
- [WAN10] Y. Wang, M. Yang, D. Wang, S. Liu, and P. Lu, “Fiber in-line Mach-Zehnder interferometer fabricated by femtosecond laser micromachining for refractive index measurement with high sensitivity,” *Journal of Optical Society of America B*, vol. 27, no. 3, pp. 370-374. 2010.

4

SENSORES ÓPTICOS EN FIBRA ÓPTICA DE POLÍMEROS

Resumen: En este capítulo se muestra el desarrollo e implementación de un sistema de inscripción de FBGs en fibras ópticas de polímeros (Polymer Optical Fibre Bragg Grating, POFBGs) y el uso de estos dispositivos para la fabricación de sensores ópticos. En primer lugar, se realiza una introducción a las fibras ópticas de polímeros (Polymer Optical Fibre, POF), destacando las propiedades de este tipo de fibras ópticas. Seguidamente se describirá el sistema de inscripción de POFBGs implementado y las novedades que aporta respecto a sistemas de inscripción anteriores. Se analizarán los procesos de inscripción de POFBGs y se mostrará la fabricación de cavidades Fabry-Pérot mediante POFBGs. A continuación, se presentarán el desarrollo, implementación y caracterización de nuevos sensores ópticos basados en POFBGs, para la medida de curvaturas, grandes deformaciones y deformaciones dinámicas. Finalmente, se expondrán las principales conclusiones del capítulo.

Abstract: In this chapter the development and implementation of a FBG inscription setup for Polymer Optical Fibres is shown, as well as the use of these devices with the aim to create optical sensor. In first place, an introduction to the Polymer Optical Fibres is presented, highlighting the properties of this kind of optical fibres. Next, the implemented inscription setup and the novelties of this setup are depicted. The POFBG inscription process is analysed and the fabrication of Fabry-Pérot optical cavities with POFBG is shown. Following, the development, implementation and characterization of new optical fibre sensors based in POFBGs for the measurement of curvatures, high strains and dynamic strains is described. Finally, we expose the conclusions of this study.

4.1 Introducción

Un aspecto muy importante a tener en cuenta en el diseño de sensores ópticos en fibra óptica es el tipo y estructura de la fibra óptica empleada. Esta elección puede tener un impacto significativo en las características del sensor, como puede ser el ámbito de aplicación, el rango de medida o la sensibilidad, entre otros. Prueba de la importancia de esta elección es la gran variedad de fibras ópticas empleadas para el desarrollo de sensores ópticos en la última década [PET11][MIL12][GRO04]. En este capítulo trataremos el desarrollo de sensores ópticos basados en redes de difracción de Bragg y cavidades en fibras ópticas de polímeros y mostraremos los sensores ópticos desarrollados para aplicaciones biomédicas y biomecánicas con estos dispositivos.

Las fibras POF se desarrollaron inicialmente en la década de 1960, sin embargo la alta atenuación de este tipo de fibras ópticas en comparación a las de sílice estancaron su desarrollo. Gracias a la reducción en la atenuación y el aumento de la capacidad de transmisión en la última década del siglo pasado, estas fibras ópticas han recuperado una parte de la atención perdida.

En la actualidad las fibras ópticas de polímeros son empleadas principalmente en comunicaciones de corto alcance o FTTH (*Fibre To The Home*) y en el campo de los sensores ópticos, donde en comparación con las fibras ópticas de sílice, las fibras POF ofrecen una mayor flexibilidad además de una mayor resistencia a impactos mecánicos y vibraciones [ZUB01]. Estas características junto a la biocompatibilidad de algunos de los polímeros empleados permiten su uso en numerosas aplicaciones donde los sensores ópticos en fibra óptica de sílice no son adecuados.

En la fabricación de las fibras POF se emplean distintos polímeros. El polimetilmetacrilato, también conocido por sus siglas, PMMA, es el más utilizado. El PMMA destaca por su elasticidad y excelente biocompatibilidad, mientras que son la alta atenuación y la baja temperatura de transición sus principales inconvenientes. Otro de los polímeros que se emplean en la fabricación de estas fibras ópticas es el polímero conocido comercialmente por CYTOP. La ventaja de este polímero perfluorinado es que permite reducir en gran medida los niveles de atenuación que presenta el PMMA, con atenuaciones inferiores a los 50dB/km entre los 650nm y 1300nm [ZIE08]. El polímero más reciente utilizado en la fabricación de fibras ópticas es un polímero de ciclo-olefinas. Recibe el nombre comercial de TOPAS. Este polímero tiene unas buenas propiedades elásticas mientras que la temperatura de transición es la más alta de los polímeros mencionados, llegando en algunos casos hasta temperaturas superiores a los 150 °C. También la absorción de agua es

la más baja de todos los polímeros utilizados para la fabricación de las fibras POF garantizando una gran estabilidad en las propiedades ópticas [YUA11].

Las fibras POF presentan un fenómeno de fotosensibilidad [WOC05]. Este fenómeno depende en gran medida de la longitud de onda y la fluencia de la radiación óptica, y se asocia a procesos de polimerización/depimerización de las cadenas que forman los polímeros. Esto permite el desarrollo de distintos dispositivos en fibra o sustratos de polímeros y abre un nuevo escenario para aprovechar las cualidades de estos materiales en aplicaciones ópticas [VOL04][BAU08]. Un ejemplo de estos dispositivos son las FBGs en fibras ópticas de polímeros (POFBGs) [PEN99].

4.2 Sistema de inscripción de FBGs en fibras POF

Se ha implementado un sistema de inscripción de FBGs en fibras POF que solventa algunas de las carencias de los sistemas de inscripción de otros grupos de investigación, como el control de la irradiación sobre la fibra óptica o la limitación de la longitud de los dispositivos creados. Además permite la inscripción en distintas ubicaciones de la fibra POF de forma precisa.

El sistema de inscripción en fibras POF que se muestra en la figura 4.1. Se puede dividir en tres subsistemas: La fuente óptica, el subsistema de guiado y acondicionamiento del haz y por último el subsistema de soporte y caracterización.

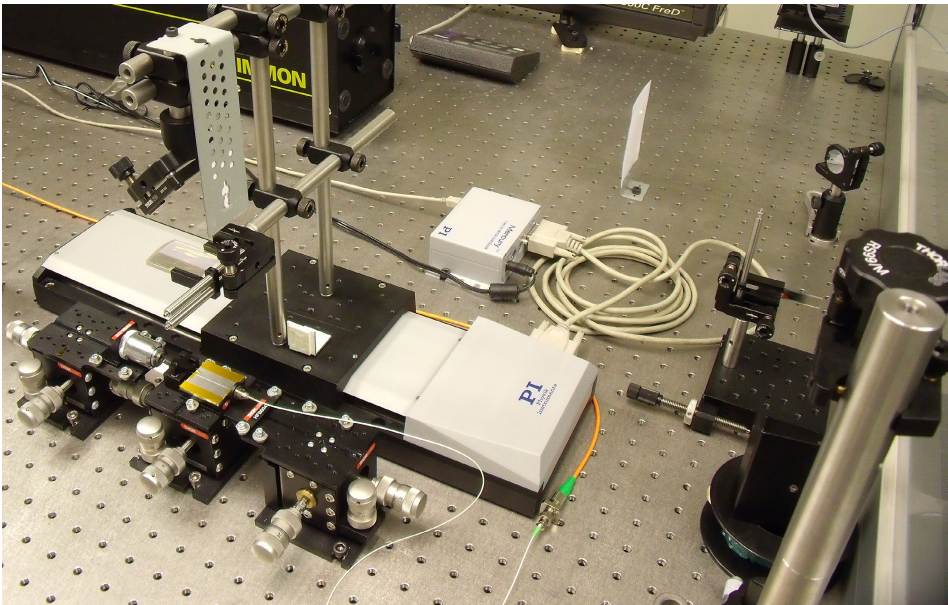


Figura 4.1. Sistema de inscripción de POFBGs.

La fuente óptica empleada durante este trabajo de tesis es un láser Kimmon de radiación continua a una longitud de onda de 325nm y una potencia máxima de salida de 50mW. El haz procedente del láser UV se guía y acondiciona mediante un sistema óptico espacial que está compuesto por diversos espejos, una lente cilíndrica y un filtro lineal de densidad neutra que permite controlar el flujo óptico hacia la fibra POF. La última parte del sistema de guiado se encuentra ubicado sobre una plataforma de traslación controlada por software. Esto posibilita inscribir dispositivos en distintas ubicaciones de la fibra óptica e incluso permite el control de la fluencia variando la velocidad de traslación, solventando las limitaciones de sistemas de inscripción implementados en otros grupos de investigación.

El sistema de soporte y caracterización está compuesto por tres plataformas de traslación de tres ejes, que permiten controlar tanto la posición de la fibra óptica ante el haz UV como el acoplamiento óptico a la misma. Debido a las bajas temperaturas de transición de las fibras ópticas de polímeros, éstas se sustentan en toda su longitud sobre un soporte ranurado situado en la plataforma central, de esta forma se evita que el calentamiento sufrido por la fibra óptica al ser irradiada por el láser UV modifique su posición espacial.

Las plataformas de traslación laterales permiten ajustar el acoplamiento de luz a la fibra POF desde cualquier tipo de fibra óptica. Para mitigar la alta atenuación de las fibras POF en longitudes de onda propias de la tercera ventana de comunicaciones ópticas, la distribución de la luz se realiza mediante fibra óptica de sílice. Esto reduce de forma significativa la atenuación de la luz hasta y desde la fibra POF, sin embargo, también tiene diversos inconvenientes, como la alineación de las fibras ópticas, la conectorización o las reflexiones en la interfaz entre las distintas fibras ópticas. Las reflexiones en la interfaz se deben principalmente a la disparidad de los índices de refracción entre ambas fibras ópticas. Este hecho provoca un enmascaramiento de la luz procedente de los dispositivos ópticos inscritos en la fibra POF. Se puede mitigar este efecto utilizando en la fibra óptica de sílice una terminación en ángulo. De esta forma, parte de la reflexión producida en la interfaz entre ambos tipos de fibra óptica es irradiada fuera de la fibra óptica, reduciendo de este modo el ruido presente en los equipos de medida.

En la figura 4.2 se muestra la estructura de la fibra óptica empleada durante el trabajo de tesis. Esta fibra óptica, fabricada en PMMA, tiene un tamaño de núcleo de 45 μ m y está microestructurada con tres anillos de agujeros en una disposición hexagonal que permiten el guiado óptico de varios modos.

Antes de la irradiar la fibra POF y con el objetivo de monitorizar en tiempo real los procesos de inscripción, se acondicionan ambos extremos de la fibra óptica de forma que la inyección y captación de la luz sea lo más eficiente posible.

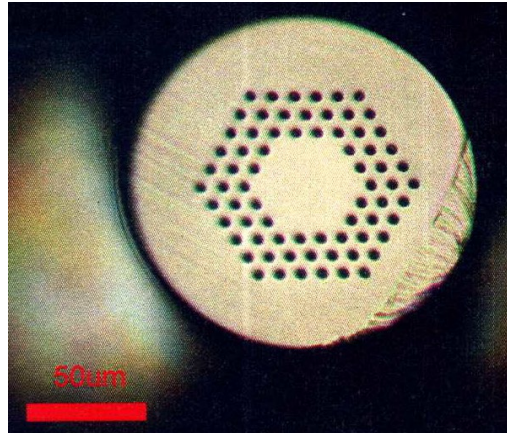


Figura 4.2. Estructura de la fibra POF empleada para la inscripción de POFBGs.

En primera aproximación, la alineación de la fibra POF con la fibra óptica de sílice se realiza con la ayuda de una fuente óptica en rango visible. En uno de los extremos la POF es iluminada por la fuente óptica en rango visible, en el extremo opuesto se posiciona un objetivo y se enfoca sobre una pantalla el campo lejano irradiado por la fibra POF. Se alinea la fibra óptica de entrada de forma que el campo lejano muestre un patrón de iluminación concentrado principalmente en un punto, lo que indica que la mayor parte de la luz está guiada en el núcleo de la fibra POF. En caso de desear obtener la respuesta en transmisión, el proceso a realizar con la fibra óptica de salida es similar al descrito anteriormente, aunque requiere de una optimización iterativa posterior que maximice la potencia óptica a través de la fibra óptica.

4.2.1 Redes de difracción de Bragg en fibra POF

Como se ha mostrado en capítulos anteriores, las FBGs tienen grandes ventajas en el campo de los sensores ópticos. Las POFBGs permiten aprovechar las ventajas que ofrecen las fibras POF y, de este modo, desarrollar sensores ópticos para aplicaciones donde el uso de las fibras ópticas de sílice no es adecuado.

Para inscribir las POFBGs se utiliza una máscara de fase optimizada a la longitud de onda del láser UV empleado. En las POFBGs inscritas que se mostrarán en este capítulo de tesis, la plataforma permanece estática en un punto de modo que la longitud de la red de difracción de Bragg es aproximadamente de la anchura del haz del láser UV.

El proceso de inscripción se monitoriza en tiempo real. Trascurridos unos minutos, comienza a aumentar la potencia óptica reflejada hasta que el proceso llega a un estado de saturación tras aproximadamente 60 minutos de irradiación.

La figura 4.3 muestra el espectro óptico en reflexión de una de las POFBGs inscritas. El ancho a mitad del máximo (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) de las POFBGs inscritas del mismo modo están comprendidos entre los 1.6 y 1.8nm.

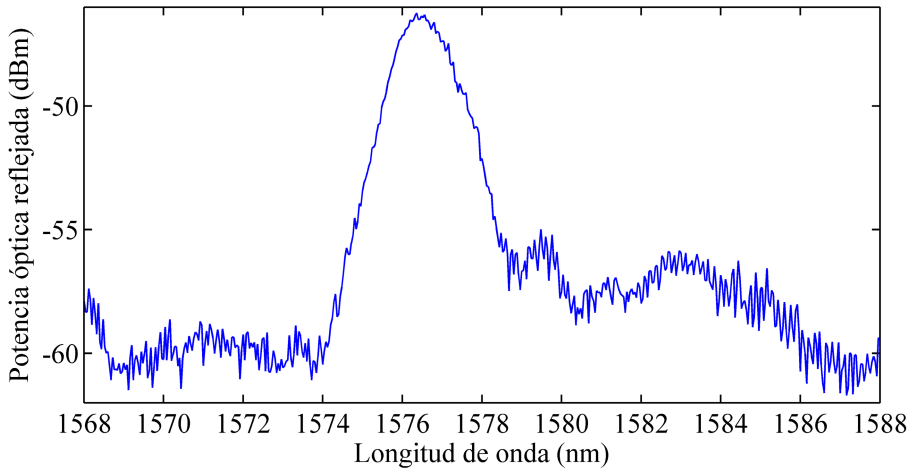


Figura 4.3. Espectros ópticos en reflexión de dos POFBGs inscrita en fibra óptica microestructurada de varios modos.

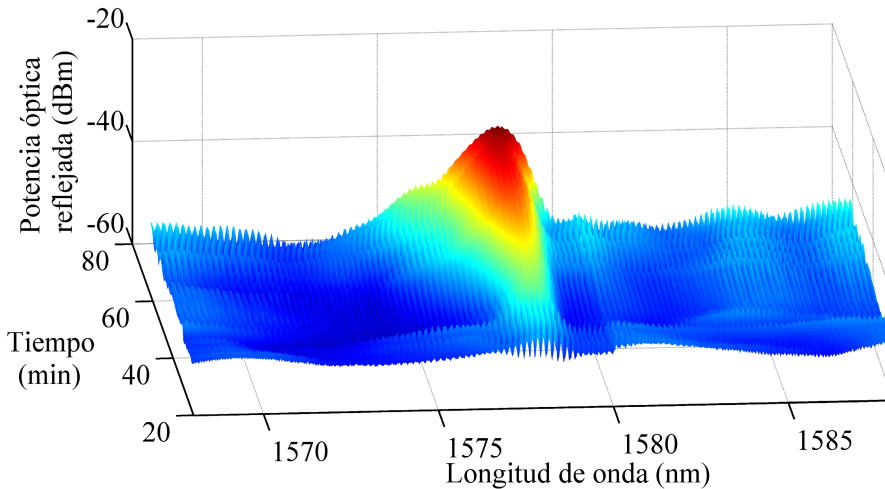


Figura 4.4. Evolución temporal del espectro óptico durante la inscripción de una POFBG.

La figura 4.4 muestra la evolución del espectro óptico durante la inscripción de una POFBG. La evolución de las POFBGs durante su inscripción sigue una dinámica distinta a la que es común en fibras ópticas de sílice, donde, a medida que aumenta la modulación del índice de refracción, el espectro óptico se desplaza hacia longitudes de onda mayores. En la evolución de las POFBGs se puede observar que

el espectro óptico no sufre un desplazamiento significativo, en cambio sufre un ensanchamiento del espectro óptico a longitudes de onda situadas por debajo de la longitud de onda de Bragg. Esto es debido al desplazamiento hacia el azul de la longitud de onda de Bragg con la temperatura, que es superior al desplazamiento en longitud de onda debido al incremento del índice de refracción medio.

4.2.2 Cavidades Fabry-Pérot con POFBGs

Como se comentó en el anterior capítulo, los interferómetros y cavidades ópticas se encuentran entre los dispositivos fotónicos más empleados en el campo de los sensores ópticos por su gran sensibilidad a parámetros externos.

Para validar el sistema de inscripción de POFBGs implementado se ha comprobado su repetitividad mediante la inscripción de POFBGs en distintas ubicaciones de la fibra POF. Esto nos permite crear cavidades Fabry-Pérot mediante el uso como reflectores de dos POFBGs separadas una cierta distancia. El uso de POFBGs para crear las cavidades Fabry-Pérot proporciona selectividad en longitud de onda, permitiendo introducir múltiples dispositivos en la misma fibra óptica sin interferencia entre ellos.

La figura 4.5 muestra el espectro óptico en reflexión de una de las POFBG y el espectro óptico en reflexión de uno de los interferómetros Fabry-Pérot obtenidos después de la inscripción de la segunda POFBG. Al ser las POFBGs reflectores distribuidos, el FSR obtenido puede variar en función de la separación, longitud y reflectividad de las POFBGs. En el caso mostrado, la separación entre centros de las POFBGs es de 3mm, y el FSR obtenido es de 0.38nm, lo que indica una separación efectiva entre reflectores de 2.2mm.

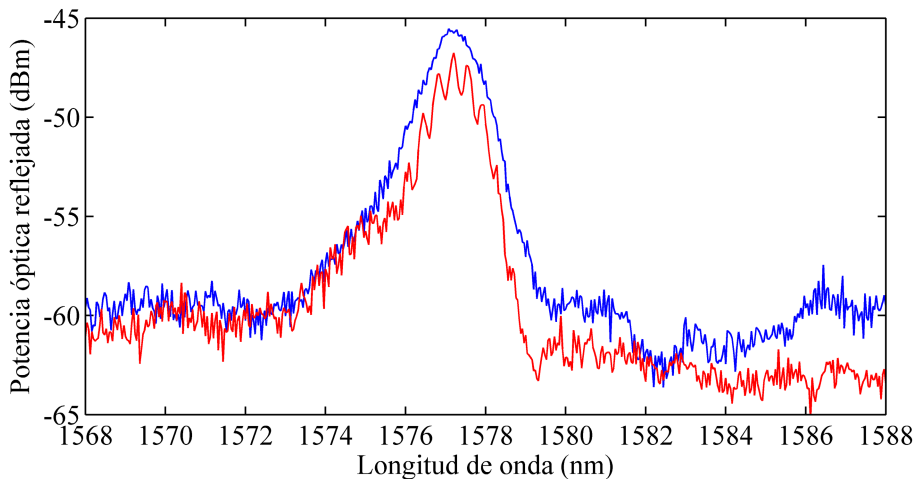


Figura 4.5. Espectros ópticos de una POFBG y el interferómetro Fabry-Pérot después de la inscripción de la segunda POFBG.

4.3 Aplicación de las POFBGs como sensores ópticos

Como se ha comentado anteriormente, las fibras POF pueden presentar ventajas respecto a las fibras ópticas de sílice en determinadas aplicaciones. Una de las propiedades más destacadas de las fibras POF es su elevado límite elástico, permitiendo deformaciones elásticas de hasta el 7%, valores de deformación inalcanzables en fibras ópticas de sílice [LAR09]. Por tanto, es razonable el uso de sensores ópticos basados en POF para este tipo de aplicaciones. Un ejemplo de este tipo de aplicaciones es la monitorización de las deformaciones en materiales plásticos y textiles o la monitorización del movimiento en aplicaciones biomecánicas [KRE10][GRI08]. A continuación, se mostrará el uso de POFBGs como sensores de deformación en distintas aplicaciones. El uso de estas fibras ópticas permite aprovechar las ventajas de estos materiales, obteniéndose sensores ópticos con prestaciones muy superiores a los que se obtendrían utilizando los equivalentes en fibras ópticas de sílice.

4.3.1 Sensor de curvatura con POFBGs

En aplicaciones biomecánicas, el estudio de las curvaturas es de especial interés, por ejemplo para el estudio del movimiento en las distintas articulaciones o la monitorización de la respiración. La biocompatibilidad del PMMA junto al elevado límite elástico de las fibras POF puede permitir el uso de sensores ópticos en este tipo de aplicaciones.

El sensor de curvatura diseñado consta de dos POFBGs embebidas en un material polimérico flexible y separadas a ambos lados del plano neutro de deformaciones, tal como muestra la figura 4.6.

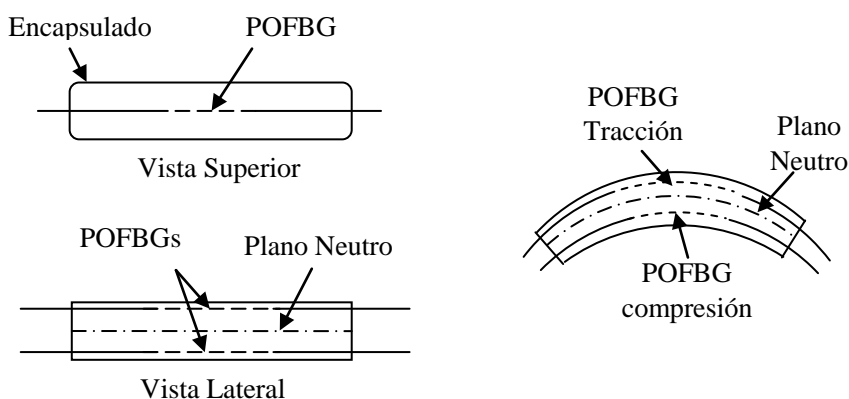


Figura 4.6. Esquema de la construcción de un sensor de curvatura con POFBGs.

Con el objetivo de aplicar distintos radios de curvatura sobre el sensor de curvatura, éste se adhiere en el punto medio de una lámina metálica. La lámina metálica se sitúa entre dos plataformas de traslación, las cuales, al reducir la distancia entre ellas, provocan que la lámina metálica se curve, induciendo deformaciones sobre las POFBGs. La deformación inducida sobre las POFBGs dependerá de la posición de cada una de las POFBGs respecto al plano de deformación neutro y del radio de curvatura provocado. Suponiendo una lámina metálica de espesor constante a lo largo de toda su longitud, se puede calcular el radio de curvatura utilizando el esquema de la figura 4.7.

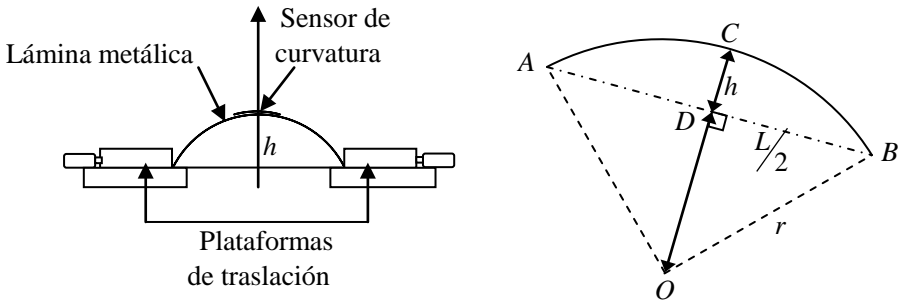


Figura 4.7. Esquema utilizado para la caracterización del sensor de curvatura.

Suponiendo que $h < L/2$, a partir del triángulo \widehat{ODB} y utilizando el teorema de Pitágoras, se obtiene la siguiente relación.

$$(r - h)^2 + \left(\frac{L}{2}\right)^2 = r^2, \quad (4.1)$$

donde r es el radio, h es la altura máxima que alcanza la lámina metálica al curvarse, y L es la longitud del segmento \widehat{AB} , que corresponde a la distancia entre las plataformas de traslación. A partir de la ecuación anterior se obtiene el radio de curvatura,

$$R_c = \frac{1}{r} = \frac{8h}{L^2 + 4h^2} \quad (4.2)$$

Debido a la dependencia de la respuesta de las POFBGs con la distancia al plano de deformación neutro se han probado dos configuraciones diferentes. En la primera de estas configuraciones, el sensor de curvatura se sitúa en la parte superior de la lámina metálica, configuración *Top*, y designaremos a las POFBGs en función de su posición respecto al plano de deformación neutro, *Top-Bottom* para la POFBG en la parte inferior del sensor de curvatura y *Top-Top* para la POFBG en la parte superior del sensor de curvatura. En la segunda de las configuraciones, el sensor de

curvatura se sitúa en la parte inferior de la lámina metálica, configuración *Bottom*, denominando a las POFBGs, *Bottom-Top*, para aquella situada en la cara superior y *Bottom-Bottom* para la que está situada en la cara inferior.

Las figuras 4.8 y 4.9 muestran el desplazamiento en longitud de onda de las POFBGs para cada una de las dos configuraciones.

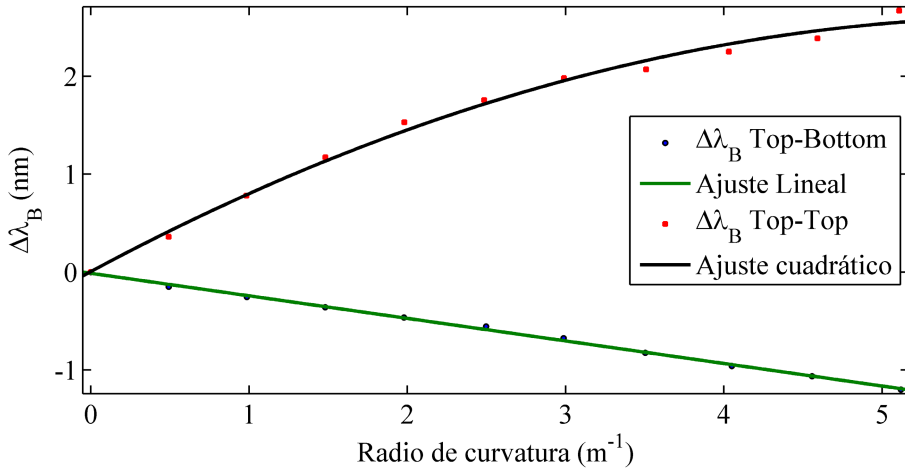


Figura 4.8. Desplazamiento en longitud de onda de las POFBGs del sensor de curvatura en configuración Top.

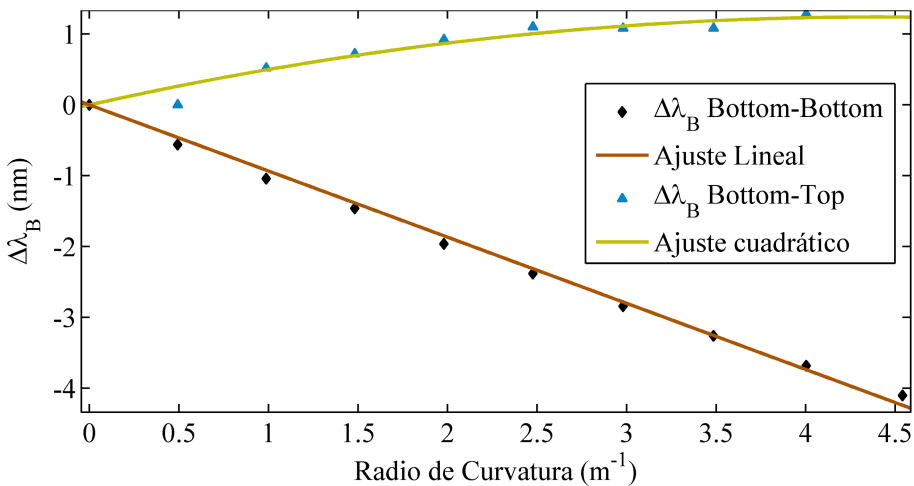


Figura 4.9. Desplazamiento en longitud de onda de las POFBGs del sensor de curvatura en configuración Bottom.

En las figuras anteriores se puede observar que en ambas configuraciones una de las POFBGs sufre compresiones mientras que la restante de las POFBGs sufre tracciones, tal y como se esperaba, permitiendo obtener el radio de curvatura a

partir de la diferencia de las longitudes de onda de Bragg de las dos POFBGs. Es de interés observar que en ambos casos el desplazamiento en longitud de onda en compresión se ajusta claramente a una respuesta lineal, mientras que la respuesta de las POFBGs en tracción se ajusta a un comportamiento cuadrático, esto no es un inconveniente para la determinación del radio de curvatura. Este comportamiento en tracción es debido a las propiedades del material polimérico donde se embeben las POFBGs. La tabla 4.1 muestra los coeficientes obtenidos en las aproximaciones realizadas. Además, el signo opuesto del desplazamiento en longitud de onda de las dos POFBGs proporciona inmunidad respecto a las variaciones de temperatura.

Tracción				
$\Delta\lambda_B(R_c) = aR_c^2 + bR_c$				
Coefficiente		$a \text{ (nm/m}^{-2}\text{)}$	$b \text{ (nm/m}^{-1}\text{)}$	R^2
POFBG	<i>Top-Top</i>	$-7.298 \cdot 10^{-2}$	0.8718	0.9934
	<i>Bottom-Top</i>	$-6.414 \cdot 10^{-2}$	0.5643	0.9192
Compresión				
$\Delta\lambda_B(R_c) = aR_c$				
Coefficiente		$a \text{ (nm/m}^{-1}\text{)}$	R^2	
POFBG	<i>Top-Bottom</i>	-0.2339	0.9976	
	<i>Bottom-Bottom</i>	-0.9336	0.9957	

Tabla 4.1. Coeficientes de ajuste para el desplazamiento en longitud de onda con el radio de curvatura de las POFBGs en el sensor de curvatura.

Comparando los resultados del desplazamiento en longitud de onda de las POFBGs, se observa que éstos son siempre inferiores en la POFBG más cercana a la lámina metálica. Además, la magnitud del desplazamiento en longitud de onda de las POFBGs más cercanas a la lámina metálica con la curvatura es similar en ambas configuraciones. Esto se debe a que el plano neutro depende de los módulos de elasticidad de los materiales, de sus dimensiones y los pesos específicos, no solo del encapsulado sino también de la lámina metálica a la que se adhiere. Y suponiendo que no hay deslizamiento del sensor sobre la lámina metálica, el plano neutro se desplaza desde el centro geométrico del encapsulado hacia el material que tiene más peso específico, en este caso la lámina metálica.

4.3.2 Sensor de alta deformación con POFBGs

Como se mencionó con anterioridad, una de las ventajas del PMMA frente a la sílice es el elevado límite elástico. En aplicaciones biomecánicas es común encontrar altas deformaciones, por este motivo se ha estudiado el comportamiento de las POFBGs en estas condiciones. En un primer momento, una de las POFBGs se adhiere en un extremo a un soporte fijo, mientras el otro extremo se adhiere a una plataforma de traslación. Se aplican deformaciones crecientes hasta un máximo del 2% para a continuación disminuir progresivamente la deformación aplicada. La toma de datos se realiza de forma síncrona. La figura 4.10 muestra el desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en función de la deformación aplicada para el caso de un tiempo entre muestras de 10 segundos.

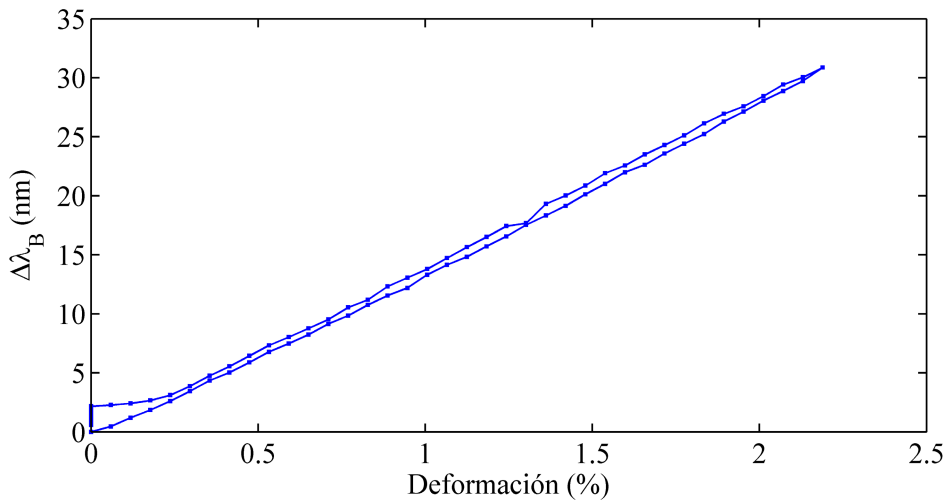


Figura 4.10. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG ante deformaciones.

Se observa en la figura anterior que, durante el ciclo decreciente de deformaciones y cuando la deformación es inferior al 0.3%, la longitud de onda de Bragg sufre una histéresis de 2.2nm. La figura 4.11 muestra la evolución temporal de la longitud de onda de Bragg una vez se retira completamente la deformación aplicada sobre la POFBG, comparando los datos obtenidos con tiempos entre muestras de 5 y 10 segundos. Se aprecia que la longitud de onda de Bragg de la POFBG presenta una deriva hacia los valores de longitud de onda de Bragg al inicio del ensayo, siendo el tiempo de recuperación ligeramente inferior en el caso una separación entre muestras de 5 segundos. Esto demuestra el comportamiento visco-elástico del PMMA, que provoca que la deformación dependa en gran medida del tiempo transcurrido desde la deformación inicial.

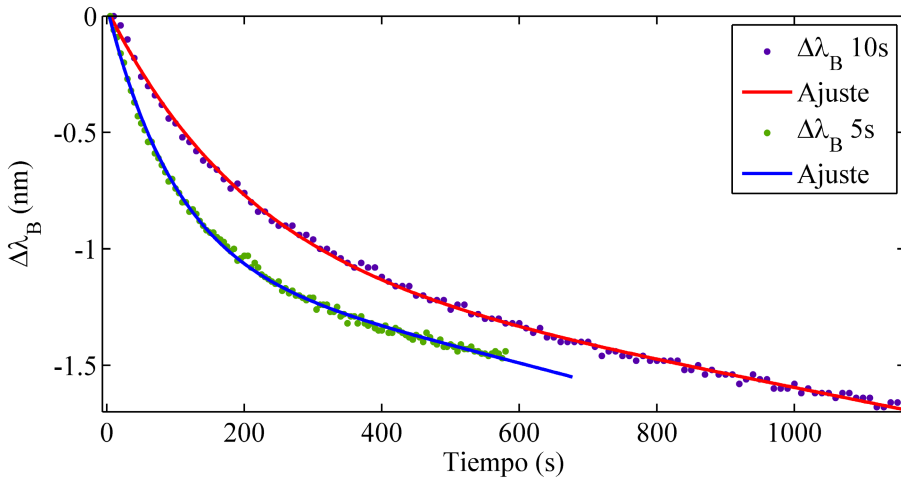


Figura 4.11. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG tras retirar la deformación aplicada.

Con el objetivo de reducir el tiempo de recuperación de la fibra POF ante altas deformaciones una POFBG se adhiere sobre la superficie una lámina de PMMA de 290mm de largo, 30mm de ancho y 5mm de alto. Debido a que la sección del sustrato es mucho mayor que la que presenta la fibra POF, utilizando el esquema anterior se necesitaría aplicar grandes fuerzas para provocar deformaciones en el sustrato. Es por este motivo que se utiliza una aproximación diferente. La lámina de PMMA se fija en uno de los extremos mediante dos bloques de aluminio, impidiendo el desplazamiento lateral. Al desplazar el extremo libre, gracias a la acción de una plataforma de traslación, el sustrato se curva induciendo deformaciones sobre la superficie de la lámina de PMMA, que son medidas mediante el desplazamiento en longitud de onda de Bragg de la POFBG.

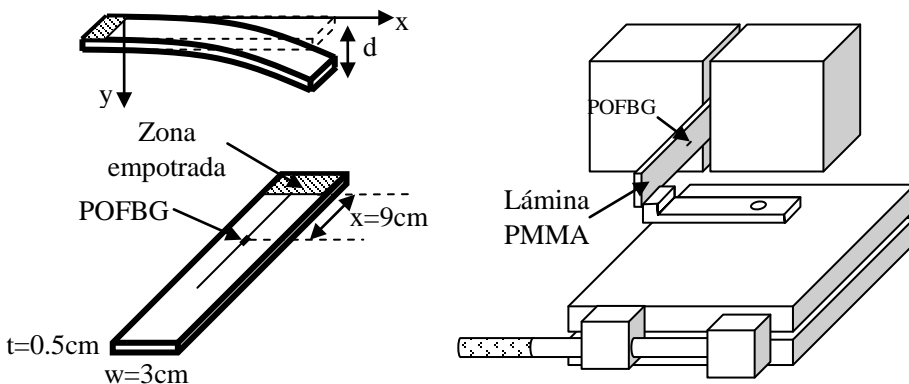


Figura 4.12. Esquema del montaje experimental empleado para deformar una POFBG sobre un sustrato.

Suponiendo que la longitud de la lámina es mucho mayor que su sección transversal y que la sección del mismo no cambia cuando se curva, se pueden obtener las siguientes relaciones [BEL02][DON01],

$$F = \frac{3E \cdot I}{L^3} d \quad (4.3)$$

$$\sigma(x) = \frac{M(x) \cdot y}{I} = \frac{F(L-x) \cdot y_N}{I} \quad (4.4)$$

siendo F la fuerza aplicada, E el módulo elástico del material, I el momento de inercia de la sección transversal, d es la deflexión en el extremo libre del sustrato y L la longitud del sustrato. $\sigma(x)$ es el estrés, $M(x)$ el momento flector, x es la distancia hasta el extremo fijo e y_N es la distancia al plano de deformación neutra.

Para un sustrato de sección rectangular, con base w y altura t , el momento de inercia de la sección transversal se puede calcular como,

$$I = \frac{1}{12} w t^3. \quad (4.5)$$

Finalmente, a partir de la ley de Hooke y las relaciones anteriores se obtiene que la deformación sobre la superficie del sustrato es,

$$\sigma = \varepsilon E \quad (4.6)$$

$$\varepsilon(x, y) = \frac{3d(L-x)y_N}{L^3} \quad (4.7)$$

Consideraremos que la longitud de la POFBG es despreciable y que la deformación aplicada sobre ella es puntual y uniforme. Se desplaza la plataforma de traslación desde su posición de reposo hasta provocar una deformación superior al 2%.

La figura 4.13 muestra el desplazamiento en longitud de onda de la POFBG adherida a la lámina con la deformación aplicada sobre la superficie de la misma. Se observa que la histéresis producida a bajas deformaciones es muy inferior a la obtenida en el caso de la POFBG simplemente adherida en ambos extremos, concretamente, la histéresis medida en este caso es de 0.32nm.

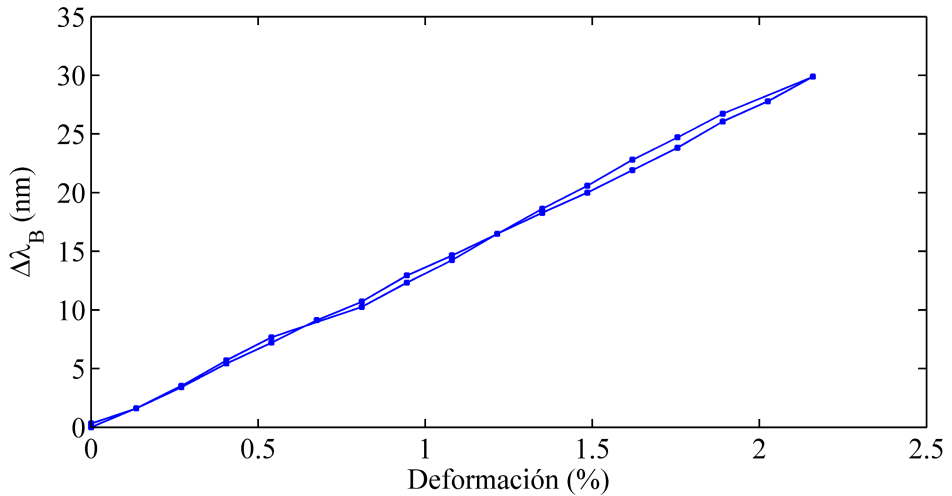


Figura 4.13. Desplazamiento en longitud de onda para una POFBG adherida a un sustrato.

La figura 4.14 muestra la evolución del desplazamiento en longitud de onda en función del tiempo cuando se termina de aplicar una deflexión sobre la lámina de PMMA.

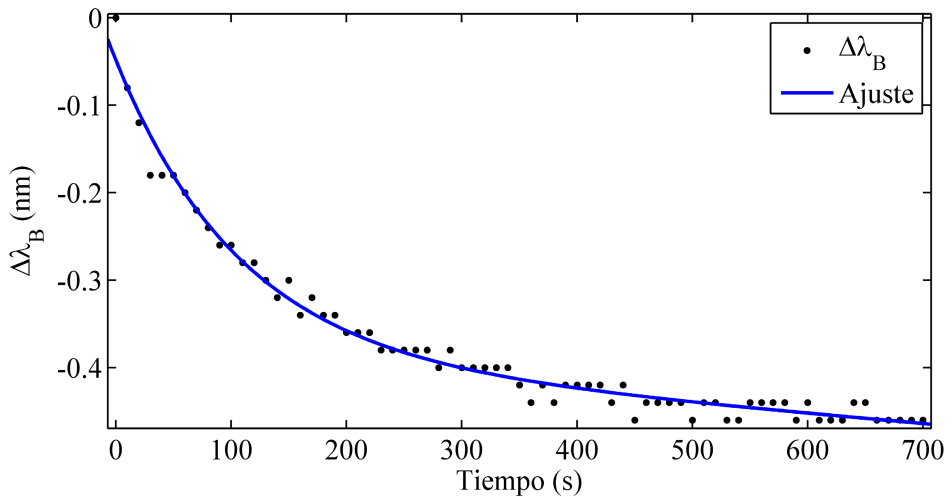


Figura 4.14. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG adherida a un sustrato tras retirar la deformación aplicada.

Se aprecia nuevamente la deriva del desplazamiento de la longitud de onda de Bragg con el tiempo debido al comportamiento visco-elástico del PMMA. Sin embargo, el tiempo de recuperación es significativamente inferior al caso de la fibra simplemente adherida en ambos extremos, consiguiendo una mejora significativa del comportamiento del sensor de altas deformaciones.

4.3.3 Sensor de deformación dinámica con POFBGs

En aplicaciones de bajo coste, el uso de las fibras POF podría suponer, en un futuro, una ventaja para el desarrollo e implementación de sensores en fibra óptica debido a que el coste de los materiales que se emplean es menor. Sin embargo, son los sistemas de interrogación los que suponen un mayor coste en los sistemas de monitorización ópticos. Para abaratar los costes de los interrogadores, se puede utilizar esquemas de interrogación de sensores ópticos basados en la variación de la potencia óptica, para los cuales el uso de fibras POF es de especial interés. A continuación se detalla la implementación de un esquema de interrogación de bajo coste para un sensor de deformaciones dinámicas basado en POFBGs.

El esquema de interrogador de bajo coste implementado es el que se muestra en la figura 4.15. El interrogador utiliza un VCSEL (*Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*) como fuente óptica. Los VCSEL se caracterizan por emitir la luz de forma perpendicular a la superficie del mismo, opuesto a lo que ocurre en otros tipos de láseres convencionales, lo que reduce significativamente los costes durante su fabricación y comprobación. Además, las fibras POF, con núcleos de hasta 1mm, permiten un acoplamiento más sencillo de la luz, lo que conlleva una reducción importante de los costes.

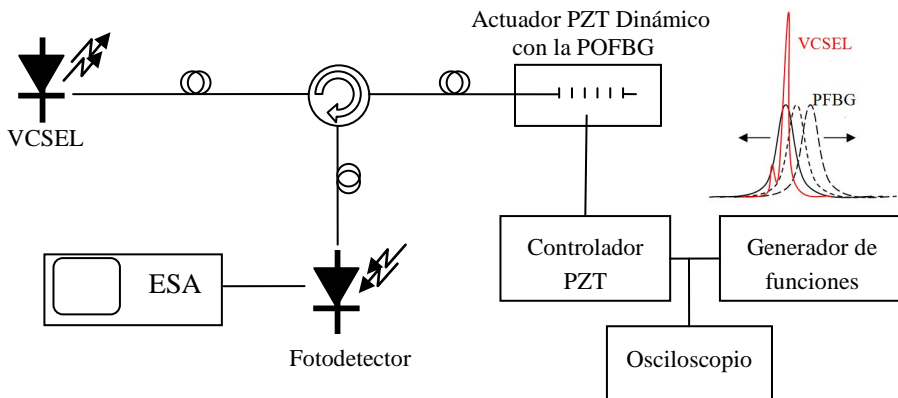


Figura 4.15. Esquema de la implementación de un interrogador de bajo coste con POFBGs para la medida de deformaciones dinámicas.

En el esquema propuesto, la luz del VCSEL, alimentado mediante una corriente constante de 10mA, se inyecta en una POFBG a través de un circulator óptico. La POFBG se ubica en un sistema capaz de provocar deformaciones dinámicas mediante un actuador piezoeléctrico (PZT). Mediante un generador de funciones se proporciona una señal sinusoidal al controlador del PZT, lo que provoca deformaciones sobre la POFBG, desplazando el espectro óptico y variando la potencia óptica reflejada. Un fotodetector convierte la potencia óptica reflejada por la

POFBG en una señal eléctrica que es analizada mediante un analizador de espectros eléctricos (*Electrical Spectrum Analyzer, ESA*).

La figura 4.16 muestra la ubicación de la POFBG en el sistema para provocar deformaciones dinámicas. Se utilizan unas láminas de sujeción auxiliares en los anclajes del sistema. Estas láminas de sujeción proporcionan una longitud de adhesión mayor y evitan que los anclajes presionen la fibra POF, lo que provocaría una reducción de la potencia óptica. La transición entre la fibra óptica de sílice y la fibra POF no se adhiere a la lámina de sujeción para evitar tensiones externas. Un posicionador micrométrico permite tensar la POFBG hasta centrar uno de los flancos del espectro óptico de la POFBG a la longitud de onda de emisión del VCSEL y evitar al mismo tiempo la histéresis que se produce a pequeñas deformaciones, tal como se observó anteriormente.

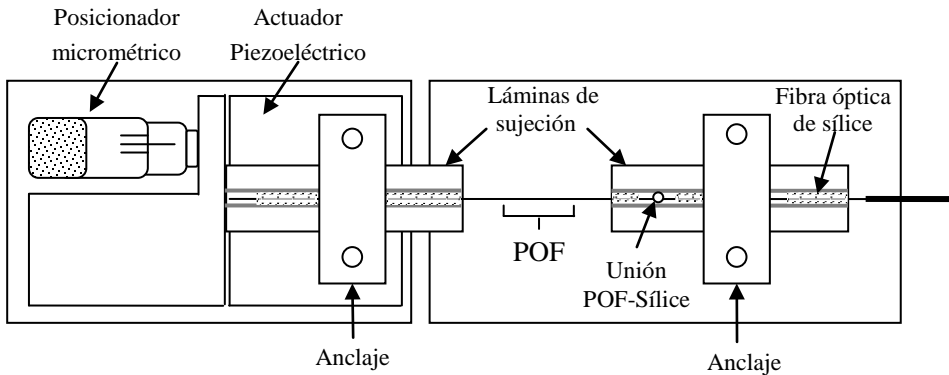


Figura 4.16. Descripción de la ubicación de la POFBG en el sistema para aplicar deformaciones dinámicas mediante un actuador PZT.

La sensibilidad en deformación y el rango de medida del sistema implementado depende en gran medida de la pendiente en el espectro óptico de la POFBG. En general, cuanto más abrupta sea la pendiente en uno de los flancos más resolución en deformación se obtendrá, pero al mismo tiempo el rango de medida se reduce considerablemente. Por este motivo, se utilizan dos POFBGs distintas, una inscrita en fibra POF monomodo y otra en fibra POF multimodo.

En primer lugar se caracteriza el desplazamiento en longitud de onda de las POFBGs en régimen estático, haciendo uso del posicionador micrométrico. Las figuras 4.17 y 4.18 muestran el desplazamiento del espectro óptico de las POFBGs con la deformación. Se puede observar en los espectros ópticos mostrados como la pendiente en los flancos de la POFBG monomodo es muy superior a la que presenta la POFBG en fibra POF.

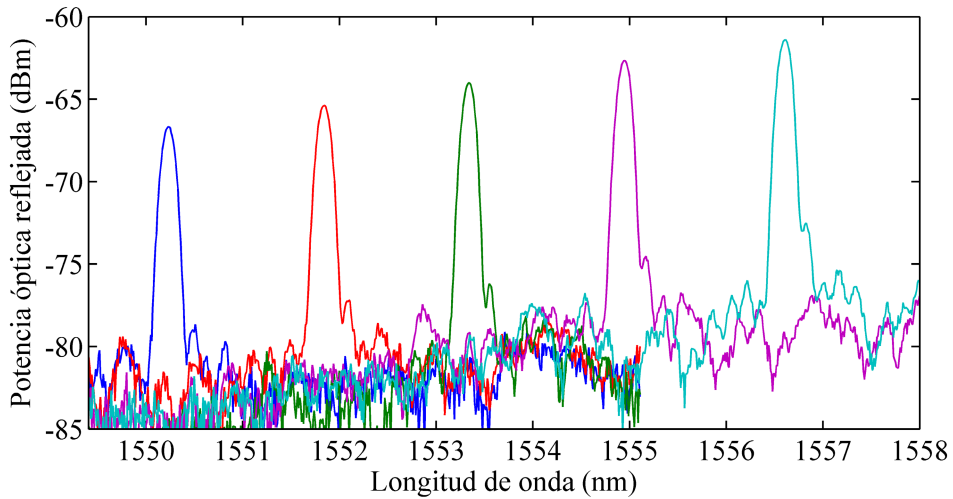


Figura 4.17. Desplazamiento del espectro óptico de una POFBG en fibra PO monomodo ante deformaciones estáticas.

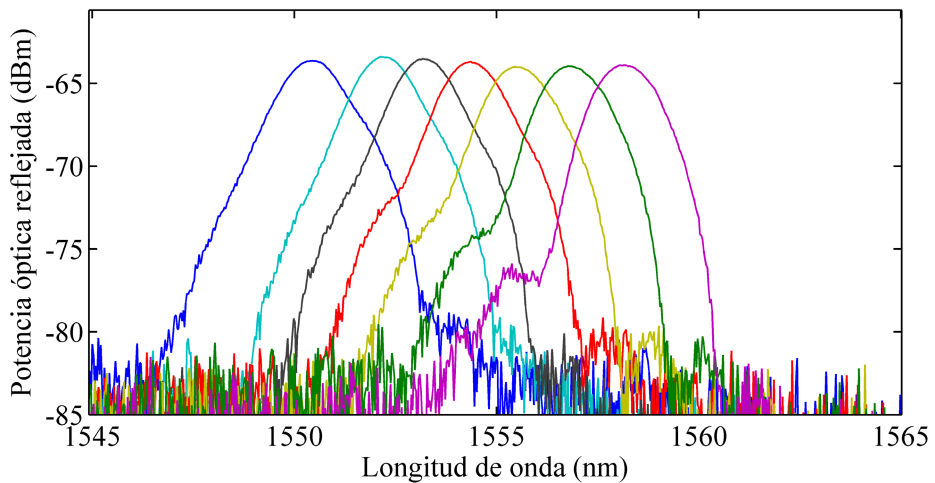


Figura 4.18. Desplazamiento del espectro óptico de una POFBG en fibra PO multimodo ante deformaciones estáticas.

Las figuras 4.19 y 4.20 muestran el desplazamiento en longitud de onda en función de la deformación aplicada. Se observa una relación lineal con una sensibilidad de $1.33 \text{ pm}/\mu\epsilon$ y $1.34 \text{ pm}/\mu\epsilon$, respectivamente. Estos valores de sensibilidad son superiores a los observados en FBGs en fibra óptica de sílice, que es de $1.15 \text{ pm}/\mu\epsilon$.

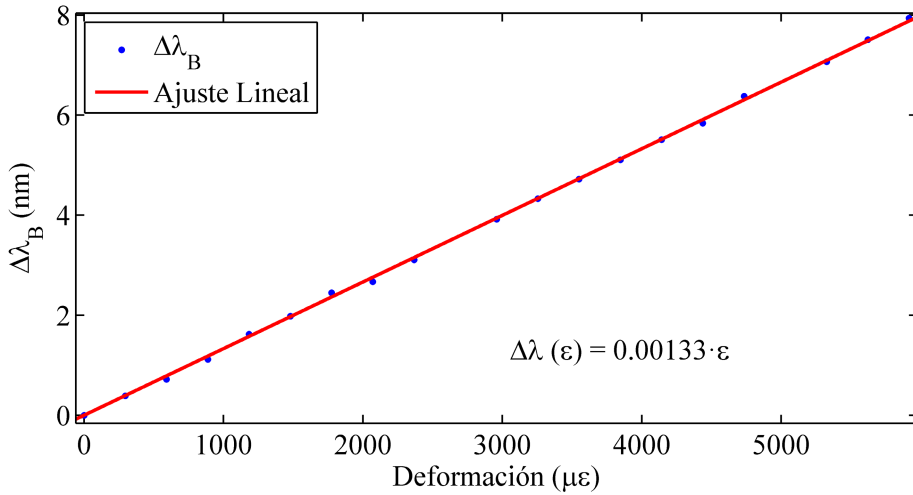


Figura 4.19. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG en fibra POF monomodo ante deformaciones estáticas.

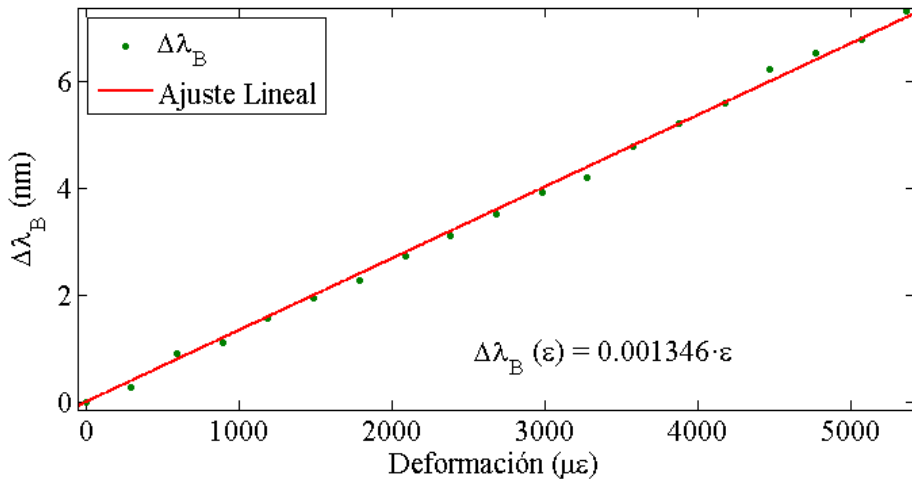


Figura 4.20. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en una POFBG en fibra POF multimodo ante deformaciones estáticas.

Los ensayos en régimen dinámico se realizan utilizando dos frecuencias distintas, 30Hz y 80Hz. Fijada la frecuencia, se incrementa progresivamente la amplitud de la señal sinusoidal, obteniéndose en todos los casos la deformación máxima aplicada sobre las POFBGs. La figura 4.21 muestra la relación entre la deformación y el voltaje eficaz de la señal sinusoidal para las dos frecuencias de estudio. Se observa en ambos casos que esta relación es creciente, aunque no lineal.

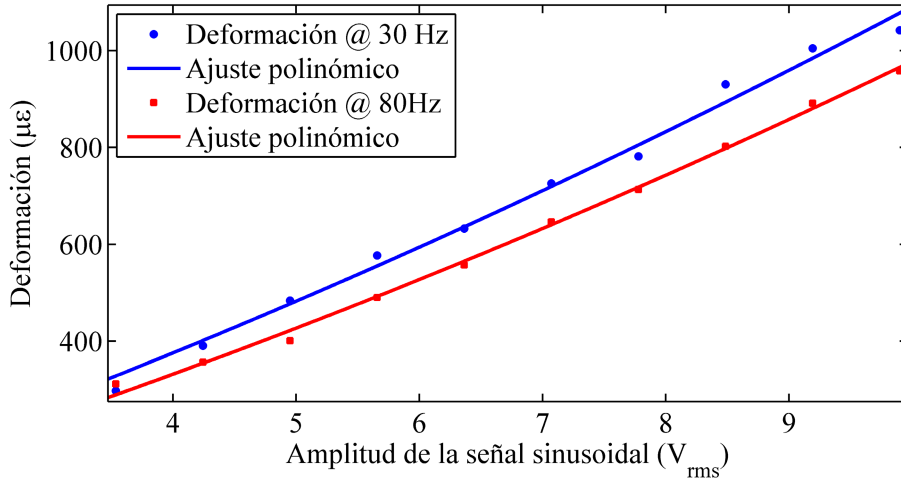


Figura 4.21. Deformación máxima aplicada sobre la POFBG en función de la amplitud eficaz de la señal sinusoidal.

Como se desprende de la observación de la figura anterior, a mayor amplitud de la señal sinusoidal, mayor será la deformación aplicada. A mayores deformaciones, habrá mayor variación de la potencia óptica y en consecuencia la amplitud de la señal eléctrica a la salida del fotodetector será también mayor, lo que implica que, en el ESA, a la frecuencia de estudio, haya una mayor relación señal a ruido (*Signal to Noise Ratio*, SNR). El SNR se puede expresar matemáticamente como,

$$L = 20 \log_{10} \left(\frac{P_1}{P_0} \right) \quad (4.8)$$

siendo P_1 y P_0 los valores de potencia medida en el ESA a la frecuencial de interés y de ruido respectivamente. Cuanto mayor sea la SNR, será posible una mayor discriminación de la deformación aplicada. Por tanto, la resolución, R , se obtiene como el cociente entre la amplitud eficaz de la señal sinusoidal, A_{RMS} , y el SNR. La medida de la resolución se normaliza respecto al ancho de banda utilizado en el ESA, para independizar el resultado respecto al ancho de banda utilizado en el ESA, obteniéndose la resolución normalizada, R_N , tal como indica la ecuación 4.10.

$$R = \frac{A_{RMS}}{10^{(L/20)}}, \quad (4.9)$$

$$R_N = \frac{R}{\sqrt{BW}} = \frac{A_{RMS}}{10^{(L/20)} \cdot \sqrt{BW}}. \quad (4.10)$$

Finalmente, para obtener la resolución normalizada en deformación se utiliza la relación mostrada en la figura 4.21.

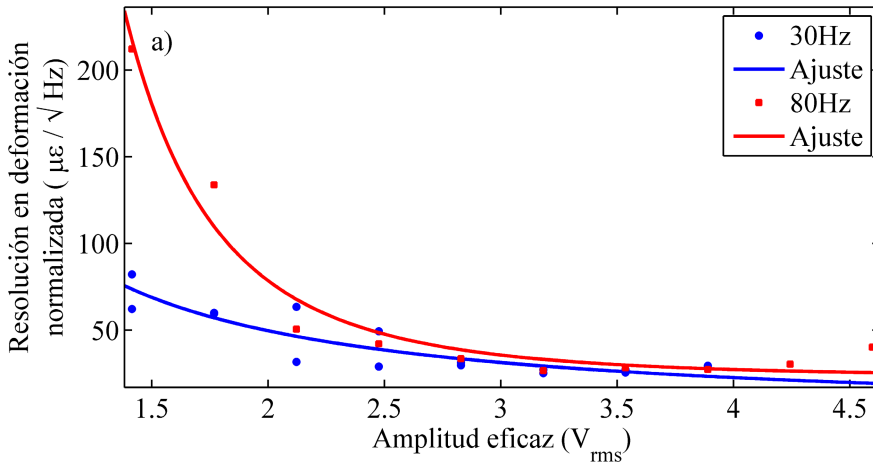


Figura 4.22. Resolución en deformación normalizada en función de la amplitud eficaz de la señal sinusoidal para la POFBG en fibra monomodo.

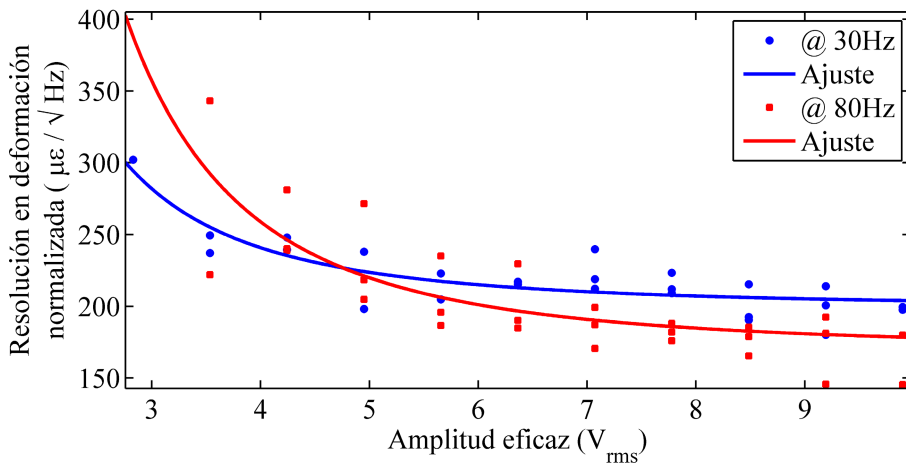


Figura 4.23. Resolución en deformación normalizada en función de la amplitud eficaz de la señal sinusoidal para la POFBG en fibra multimodo.

Las gráficas anteriores muestran comportamientos similares para las POFBGs en fibra monomodo y multimodo con las dos frecuencias empleadas. Para la POFBG monomodo, al incrementar la amplitud de la señal sinusoidal, si la longitud de onda de Bragg de la POFBG sobrepasa la longitud de onda central del VCSEL se produce un efecto de sobre-modulación, que provoca la aparición de frecuencias indeseadas en el ESA, empeorando la SNR.

Se observa que la resolución obtenida para amplitudes de la señal sinusoidal reducidas es peor, esto es debido a la baja SNR. Además, debido a que los flancos de los espectros ópticos no presentan una pendiente uniforme, las bajas deformaciones inducidas sobre las POFBGs a amplitudes reducidas provocan que las medidas sean muy dependientes de la posición relativa inicial entre los espectros ópticos del VCSEL y la POFBG. Este efecto se ve reducido para amplitudes más elevadas, obteniéndose una resolución en deformación uniforme.

Las medidas demuestran la posibilidad de medir deformaciones dinámicas mediante el uso de fibras POF y un sistema de interrogación de bajo coste. La resolución en deformación normalizada obtenida para la POFBG monomodo es de $35\mu\epsilon\cdot Hz^{-1/2}$, mientras que para la POFBG multimodo es $180\mu\epsilon\cdot Hz^{-1/2}$. Esto es debido a que la pendiente en los flancos de la POFBG monomodo es muy superior a la que presenta la POFBG multimodo. Sin embargo, el rango de medida de deformaciones es mayor en el caso de la POFBG multimodo, como se puede apreciar al observar el rango de amplitud de la señal sinusoidal en ambos casos.

4.4 Conclusiones

En este capítulo se ha mostrado el desarrollo e implementación de un sistema de inscripción de FBGs en fibras ópticas de polímeros. El sistema implementado solventa algunas de las carencias de los sistemas de inscripción de otros grupos de investigación como el control de la irradiación sobre la fibra óptica o la limitación de la longitud de los dispositivos creados. Además permite la inscripción en distintas ubicaciones de la fibra POF de forma precisa permitiendo la inscripción de dispositivos más complejos como cavidades Fabry-Pérot.

El sistema de inscripción se puede dividir en tres subsistemas: la fuente óptica; el subsistema de guiado y acondicionamiento del haz; y por último, el sub-sistema de soporte y caracterización, que permite controlar tanto la posición de la fibra POF ante el haz UV como el acoplamiento óptico a la fibra POF. Éste último permite la monitorización en tiempo real del proceso de inscripción.

Las fibras POF pueden presentar grandes ventajas en el campo de los sensores ópticos respecto a las fibras ópticas de sílice debido a que poseen una mayor flexibilidad además de una mayor resistencia a impactos mecánicos y vibraciones. Además, la biocompatibilidad de algunos de los polímeros empleados, permite su uso en numerosas aplicaciones biomédicas y biomecánicas donde los sensores ópticos en fibra óptica de sílice no son adecuados. En este capítulo se ha mostrado el desarrollo y caracterización de sensores ópticos basados en POFBGs.

En primer lugar se ha mostrado la implementación y caracterización de un sensor de curvatura. El sensor de curvatura está compuesto por dos POFBGs embebidas dentro de un encapsulado polimérico y situadas a ambos lados del plano de

deformación neutro. Para caracterizar el comportamiento del sensor, éste se ha adherido sobre una lámina metálica y caracterizando el comportamiento cuando el sensor se encuentra sobre la lámina metálica o bajo la misma. Los resultados de ambas configuraciones son muy similares y muestran como una de las POFBGs se comprime mientras que la otra de las POFBGs sufre tracciones, eliminando la codependencia con la temperatura. El material utilizado para embeber las POFBGs provoca que la POFBG en tracción tenga un comportamiento cuadrático con el radio de curvatura, mientras que la POFBG en compresión muestra un comportamiento lineal, sin embargo, esto no influye en la obtención del radio de curvatura en el rango estudiado, hasta 5m^{-1} .

A continuación se ha mostrado el diseño, implementación y caracterización de un sensor con POFBGs para la medida de grandes deformaciones, superiores al 2%, deformaciones muy superiores a las que es posible medir con fibras ópticas de sílice. Durante la caracterización se ha observado el comportamiento visco-elástico del PMMA de las fibras POF, lo que provoca, a deformaciones por debajo del 0.3%, una histéresis en el desplazamiento en longitud de onda de Bragg de las POFBGs que depende del tiempo transcurrido. Se ha mostrado que el tiempo necesario para una recuperación de la longitud inicial de la POFBG puede ser elevado. Para minimizar este efecto, se ha adherido la POFBG sobre la superficie de una lámina de PMMA. Los resultados demuestran que esta disposición de la POFBG permite reducir la histéresis que presenta la fibra POF a bajas deformaciones y al mismo tiempo reduce considerablemente el tiempo de recuperación de las POFBGs, incrementando la fidelidad de las medidas de deformaciones.

Por último se ha implementado y caracterizado un sistema de interrogación de bajo coste para la medida de deformaciones dinámicas mediante el uso de un VCSEL y POFBGs. En primer lugar, se ha caracterizado la respuesta ante deformaciones estáticas para, posteriormente, caracterizar el comportamiento en régimen dinámico con dos POFBGs inscritas en fibras POF monomodo y multimodo. Del análisis de las medidas experimentales se obtiene una resolución en deformación de $35\mu\epsilon\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ para la POFBG en POF monomodo y de $180\mu\epsilon\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ para la POFBG multimodo y se consigue con la POFBG en fibra POF multimodo un rango de medida dinámico superior a $1000\mu\epsilon$. Estos resultados demuestran la validez del sistema de interrogación de bajo coste.

Referencias

- [BAU08] A. Baum, P.J. Scully, W. Perrie, D. Jones, R. Issac, D.A. Jaroszynski, "Pulse-duration dependency of femtosecond laser refractive index modification in poly(methyl methacrylate).," *Optics letters*, vol. 33, no. 7, pp. 651–3, Apr. 2008.
- [BEL02] T. Belendez, C. Neipp, A. Belendez, "Flexión de una barra delgada empotrada en un extremo: Aproximación para pequeñas pendientes." *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. 24 no. 4, pp. 399-407. 2002.
- [DON01] X. Dong, Y. Liu, Z. Liu, X. Dong, "Simultaneous displacement and temperature measurement with cantilever-based fiber Bragg grating sensor," *Optics Communications*, vol. 192, no. 3–6, pp. 213-217. 2001.
- [GRI08] A. Grillet, D. Kinet, J. Witt, M. Schukar, K. Krebber, F. Pirotte, and A. Depre, "Optical Fiber Sensors Embedded Into Medical Textiles for Healthcare Monitoring," *IEEE Sensors Journal*, vol. 8, no. 7, pp.1215,1222. 2008.
- [GRO04] D. Grobnic, S.J. Mihailov, C.W. Smelser, and H. Ding, "Sapphire Fiber Bragg Grating Sensor Made Using Femtosecond Laser Radiation for Ultrahigh Temperature Applications," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 11, pp. 2505–2507. 2004.
- [JOH10] I.P. Johnson, K. Kalli and D.J. Webb, "827 nm Bragg grating sensor in multimode microstructured polymer optical fibre," *Electronics Letters*, vol.46, no.17, pp.1217 -1218. 2010.
- [JOH11] I.P. Johnson, D.J. Webb, K. Kalli, W. Yuan, A. Stefani, K. Nielsen, H.K. Rasmussen and O. Bang, "Polymer PCF Bragg grating sensors based on poly(methyl methacrylate) and TOPAS cyclic olefin co-polymer", *Proceedings of SPIE*, vol. 8073, 80732V. 2011.
- [KIE07] S. Kiesel, K. Peters, M. Kowalsky, T. Hassan, "Behaviour of intrinsic polymer optical fibre sensor for large-strain applications," *Measurement science & technology*, vol 18, no 10, pp: 3144-3154. 2007.

- [KRE10] K. Krebber, P. Lenke, S. Liehr, N. Noether, M. Wendt and A. Wosniok, "Distributed fiber optic sensors embedded in technical textiles for structural health monitoring." *Proceedings of SPIE*, vol. 7653, p. 76530A. 2010.
- [LAR07] M. Large, G.W. Poladian, M.A. Barton, W, M.A. van Eijkelenborg. *Microstructured polymer optical fibres*. Springer. 2007.
- [LAR09] M.C.J. Large, J. Moran, and L. Ye, "The role of viscoelastic properties in strain testing using microstructured polymer optical fibres (mPOF)," *Measurement Science and Technology*, vol. 20, no. 3, p. 034014. 2009.
- [MIL12] K. Milenko, D. Hu, P. Shum, T. Zhang, J. Lim, Y. Wang, T. Wolinski, H. Wei, and W. Tong, "Photonic crystal fiber tip interferometer for refractive index sensing," *Optics Letters*, vol. 37, no. 8, pp. 1373-1375. 2012.
- [PEN99] G. Peng, Z. Xiong, P. Chu, "Photosensitivity and gratings in dye-doped polymer optical fibers," *Optical Fiber Technology*, vol. 5, no. 2, pp. 242–251, 1999.
- [PET11] K. Peters, "Polymer optical fiber sensors—a review," *Smart Materials and Structures*, vol. 20, no. 1, p. 013002. 2011.
- [STE11] A. Stefani, S. Yuan, S. Andresen, and O. Bang, "Viscoelastic limit of polymer optical fibers: characterization of the dynamic response," *Proceedings of the 20th International Conference on Polymer Optical Fibers*, pp. 111–114. 2011.
- [STE12] A. Stefani, S. Andresen, W. Yuan, and O. Bang, "Dynamic Characterization of Polymer Optical Fibers," *IEEE Sensors Journal*, vol. 12, no. 10, pp. 3047–3053. 2012.
- [VOL04] F. Vollertsen, C. Wochnowski, "UV-laser assisted Fabrication of integrated-optical Waveguides," *CIRP Annals - Manufacturing Technology*, vol. 53, no. 1, pp. 199–202. 2004.

- [WOC05] C. Wochnowski, M. A. Shams Eldin, S. Metev, “UV-laser-assisted degradation of poly(methyl methacrylate),” *Polymer Degradation and Stability*, vol. 89, no. 2, pp. 252–264. 2005.
- [XIO99] Z. Xiong, G. D. Peng, B. Wu, P. L. Chu, “Highly tunable Bragg gratings in single-mode polymer optical fibers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 3, pp. 352–354. 1999.
- [YEC09] C.C. Ye, J.M. Dulieu-Barton, D.J. Webb, C. Zhang, G.D. Peng, A.R. Chambers, F.J. Lennard and D.D. Eastop, “Applications of polymer optical fibre grating sensors to condition monitoring of textiles.” *Proceedings of SPIE*, vol. 7503, p. 75030M. 2009.
- [YUA11] W. Yuan, L. Khan, D. J. Webb, K. Kalli, H. K. Rasmussen, A. Stefani, O. Bang, “Humidity insensitive TOPAS polymer fiber Bragg grating sensor.,” *Optics express*, vol. 19, no. 20, pp. 19731–9. 2011.
- [ZIE08] O. Ziemann, “POF Handbook. Optical Short Range Transmission Systems”. Springer. 2008.
- [ZUB01] J. Zubia, J. Arrue, “Plastic Optical Fibers: An Introduction to Their Technological Processes and Applications,” *Optical Fiber Technology*, vol. 7, no. 2, pp. 101-140. 2001.

5

SUMMARY, CONCLUSIONS AND OPEN RESEARCH LINES

5.1 Summary and conclusions

Following the general objective of this Ph.D. optical fibre sensors have been designed, implemented and characterized for their use in adverse environmental conditions. This has required the use of different optical technologies and optical fibres in order to optimize the optical fibre sensors performance.

In chapter 1, the context of this thesis has been presented. The main technologies and techniques used in the optical fibre sensors have been reviewed. The advantages of these sensors compared to the electrical sensors in the monitoring of extreme conditions in very sensitive environments have been also exposed.

In chapter 2, the fast decay of standard Fibre Bragg Gratings at high temperatures and the main techniques for increase the temperature operational range have been studied. Regenerated Fibre Bragg Gratings are good candidates for the measurement of extreme temperatures and in order to use these devices in high temperature environments a thorough study of these devices has been performed. The fabrication process have been analysed and optimized for two commercial optical fibres and the obtained devices have been characterized for extreme temperatures. The operation limits of the devices have been obtained too. Results have shown that there are huge differences in the regeneration process, the sensitivity and the operation limits between the different optical fibres used. The similarities and differences found have been highlighted analysing the suitability of each of the optical fibres used depending on the expected operation conditions.

In chapter 3, a technique to multiplex optical fibre sensor that present a periodical spectrum has been developed. The technique is based on the Fourier analysis of the optical spectrum. A mathematical study has been made in order to determine the properties of the photonic devices that minimize the interference between them in three different sensors configurations, serial multiplexation, parallel multiplexation and hybrid multiplexation which combines serial and parallel sensors. The mathematical study has shown that, in parallel multiplexation, the period of the sensors is required to be a submultiple of the wavelength range. Meanwhile, in serial multiplexing, the period of the sensors additionally should prevent the linear combinations of the periods of the present devices. These conditions allow recovering the wavelength shift of the individual sensors. An experimental study with modal interferometers has been performed to analyse the performance of the proposed technique. Results evidence the validity of the proposed technique.

In chapter 4, a concise review of Polymer Optical Fibres and their properties have been performed. The implementation of a FBG inscription setup for POF fibres has been described. The obtained devices prove the repeatability of the inscription setup implemented which allows creating more complex devices such as Fabry-Pérot

cavities. Keeping in mind the special properties of the POF fibres, optical fibre sensors based of FBGs in POF fibres have been designed, implemented and characterized for the measurement of curvatures, large strains and dynamic strains. A low cost interrogation system for dynamic strains using a VCSEL and FBGs in single-mode and multimode polymer optical fibres has been demonstrated.

5.2 Open research lines

There are some research lines that may continue in the future:

- Optimization of Regenerated Fibre Bragg Gratings with the use of different optical fibres such as doped optical fibres, polarization maintaining, micro-structured and multicore optical fibres.
- Multi-parameter sensing at high temperatures with Regenerated Fibre Bragg Gratings.
- The use of fabry-Pérot optical cavities in POF fibres for sensing applications and the improvement of the inscription setup for POF fibres to create advanced photonic devices in POF fibres.
- Inscription of photonic devices in large diameter POF fibres and polymer slabs.

A

PUBLICACIONES CIENTÍFICAS
DEL AUTOR

A.1 Publicaciones científicas en revistas

- D. Barrera, V. Finazzi, J. Villatoro, S. Sales, and V. Pruneri, “Packaged Optical Sensors Based on Regenerated Fiber Bragg Gratings for High Temperature Applications,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 12, no. 1, pp. 107-112. 2012.
- D. Barrera, J. Villatoro, V. Finazzi, G.A. Cardenas-Sevilla, V.P. Minkovich, S. Sales, and V. Pruneri, “Low-Loss Photonic Crystal Fiber Interferometers for Sensor Networks,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 24, pp. 3542-3547. 2010.
- Bueno, B. Torres, D. Barrera, P.A. Calderón, J.M. Lloris, M.J. López, and S. Sales, “Optical fiber sensors embedded in concrete for measurement of temperature in a real fire test.” *Optical Engineering*. vol. 50, no. 12, pp. 124404-124404-7. 2011.
- D. Barrera and S. Sales, “A High-Temperature Fiber Sensor Using a Low Cost Interrogation Scheme.” *Sensors*, vol. 13, no. 9, pp. 11653-11659. 2013.

A.2 Contribuciones científicas en congresos

- D. Barrera, C. Silvestre, M. Cruz, R. Garcia-Olcina, A. Guillamon, M.L. Lozano, V. Mico, J.J. Esteve, J.M. Lloris, J. Lopez-Tendero, J.A. Carrion, T. Molina, and S. Sales, "Development of a Multi-point Multi-parametric Sensor for Structural Health Monitoring," *International Conference on Sensor Technologies and Applications, 2007 (SensorComm 2007)*, pp.46-51. 2007.
- D. Barrera, S. Sales, M. Cruz-Yusta, M. Lozano, J. Lloris, V. Micó, R. García-Olcina, J. Esteve-Taboada, J. Carrión, M. López, and T. Molina-Jiménez, “Fiber Bragg gratings for measuring pH and strain in concrete structures.” *Proceedings of SPIE, 19th International Conference on Optical Fibre Sensors*, vol. 7004, 700444. 2008.
- D. Barrera, J. Villatoro, V. Finazzi, S. Sales, and V. Pruneri, “Evaluation of serial multiplexed photonic crystal fiber interferometric sensors.” *Proceedings of SPIE, Optical Sensing and Detection*, vol. 7726, 77260S. 2010.
- D. Barrera, V. Finazzi, G. Coviello, A. Bueno, S. Sales, and V. Pruneri, “Chemical composition gratings in Germanium doped and Boron-Germanium co-doped fibers.” *Proceedings of SPIE, Optical Sensing and Detection*, vol. 7726, 772607. 2010.

- D. Barrera, V. Finazzi, G. Coviello, A. Bueno, S. Sales, and V. Pruneri, “Wavelength encoded fiber sensor for extreme temperature range.” Proceedings of SPIE, Fourth European Workshop on Optical Fibre Sensors, vol. 7653, 76530E. 2010.
- D. Barrera, V. Finazzi, J. Villatoro, S. Sales, and V. Pruneri, “Performance of a high-temperature sensor based on regenerated fiber Bragg gratings. ” Proceeding of SPIE, 21st International Conference on Optical Fiber Sensors, vol. 7753, 775381. 2011.
- Bueno, B. Torres, D. Barrera, P.A. Calderón, J.M. Lloris, M.J. López, and S. Sales, “Fiber Bragg grating sensors embedded in concrete samples for a normalized fire test.” Proceedings of SPIE, 21st International Conference on Optical Fiber Sensors, vol. 7753, 77538R. 2011.
- D. Barrera, and S. Sales, “High-temperature optical sensor based in high birefringence regenerated FBGs and a simple interrogation scheme.” Proceedings of SPIE, Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors, vol. 8794, 87941K. 2013.

A.3 Participación en proyectos de investigación

- Contrato FPI Ministerio de Ciencia e Innovación (BES-2008-1938)
 - Entidad financiadora: Ministerio de Ciencia e Innovación
 - Duración desde: 01/09/2010 Hasta: 01/09/2012
 - Importe de la subvención: 41.917,81 Euros

- Desarrollo de nuevos dispositivos y aplicaciones basadas en FBGs y SOAs (TEC2007-68065-C03-01)
 - Entidad financiadora: Ministerio de Educación
 - Duración desde: 01/10/2007 Hasta: 01/10/2010
 - Importe de la subvención: 261.602,00 Euros

- TRACK, Tracking the Human Movement Using Optical Fiber Sensors (2665)
 - Entidad financiadora: Universitat Politècnica de València
 - Duración desde: 15/12/2010 Hasta: 15/12/2011
 - Importe de la subvención: 8.500,00 Euros

-
- Definición de condiciones de monitorización, encapsulado y fijación de sensores ópticos para medir temperaturas y deformaciones en estructuras sometidas a altas temperaturas (BIA2011-27104)
 - Entidad financiadora: Ministerio de Economía y Competitividad
 - Duración desde: 01/01/2012 Hasta: 31/12/2014
 - Importe de la subvención: 149.556,00 Euros

 - High Temperature and Strain Fiber Optic Sensor System for Space Vehicles.
 - Entidad financiadora: ESA, European Space Agency.
 - Entidades participantes: EMXYS, ICFO, INASMET-TECNALIA, Universidad Politécnica de Valencia
 - Duración desde: 01/09/08 Hasta: 01/05/09

 - Fibre Optics High Temperature Monitoring System.
 - Entidad financiadora: ESA / EMBEDDED INSTRUMENTS AND SYSTEMS, S.L.
 - Entidades participantes: EMXYS, ICFO, INASMET-TECNALIA, Universidad Politécnica de Valencia
 - Duración desde: 01/01/10 Hasta: 01/03/11