

TESIS DOCTORAL

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.

Raimundo García Olcina

Director: Salvador Sales Maicas  
Doctor Ingeniero de Telecomunicación

Departamento de Comunicaciones

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

Valencia, 2008



*A Nuria, Laura y Loles,  
por hacerme sentir cada día  
el hombre más afortunado del mundo*



*“Nunca emprenderíamos nada si quisiéramos asegurar  
por anticipado el éxito de nuestra empresa”*

*Napoleón Bonaparte*



# Agradecimientos

Debo agradecer a muchas personas su ayuda y apoyo a lo largo de los años que ha durado la realización de este trabajo de tesis.

En primer lugar nada de esto hubiera sido posible sin la supervisión de mi director de tesis, Salva, al que le debo agradecer la confianza depositada en mí y también el ser un ejemplo constante de perseverancia y de capacidad de trabajo, así como fuente inagotable de buenas ideas.

Asimismo, quiero dar las gracias a los miembros del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas, donde además de excelentes compañeros he encontrado algunos verdaderos amigos cuya amistad trasciende el ámbito laboral. Debo agradecer especialmente a mis compañeros Daniel Pastor y José Mora sus valiosas opiniones y sugerencias sobre el sistema de fabricación. También debo agradecer a David Barrera su colaboración en el campo de la aplicación de los sensores ópticos a la monitorización de estructuras.

También debo agradecer la colaboración de diversos investigadores con los que he trabajado a lo largo de estos años. La lista sería interminable, pero sin duda debo destacar a los doctores Christophe Caucheteur y Sébastien Bette por la intensa colaboración llevada a cabo durante el estudio de las propiedades de polarización de las redes de difracción de Bragg en fibra. También debo agradecer al doctor Michelle Belmonte sus valiosos consejos sobre diversos aspectos del sistema de fabricación.

Del mismo modo, debo agradecer al Ministerio de Ciencia y Tecnología la concesión de la beca de formación de personal investigador (FPI) que me fue otorgada para la realización de esta tesis doctoral.

En último lugar, pero no por ello menos importante, quisiera agradecer a mi mujer Loles, y a mis hijas Laura y Nuria su apoyo incondicional, su paciencia y su amor. También quisiera agradecer a mis padres el esfuerzo realizado para que yo haya podido tener las oportunidades que ellos no tuvieron.

A todos, muchísimas gracias.



# Resumen

En esta tesis doctoral se presenta un sistema de fabricación de altas prestaciones de redes de difracción de Bragg en fibra. Las redes de difracción de Bragg en fibra son en la actualidad componentes cruciales en los modernos sistemas de comunicaciones ópticas al permitir, con un diseño adecuado, la implementación de prácticamente cualquier dispositivo de procesado de señales en el dominio óptico. Cuando se menciona el término “altas prestaciones”, el autor se refiere a un sistema orientado fundamentalmente hacia la investigación, por lo que su principal característica debe de ser la versatilidad. El sistema de fabricación debe ser capaz de producir prácticamente cualquier red de difracción que sea concebida por los investigadores que utilizan el sistema, y con una calidad al menos comparable a la de las redes de difracción de Bragg producidas por las más modernos sistemas comerciales. Durante este trabajo de tesis se describe el sistema de fabricación de redes de difracción de Bragg implementado en el seno del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas de la UPV, detallando sus componentes, funcionamiento y prestaciones. También se presenta la base teórica que fundamenta este modelo. Adicionalmente, se muestra un estudio teórico de las propiedades de polarización de las redes de difracción (pérdidas dependientes de la polarización, retardo de grupo diferencial y parámetros de Stokes) y su validación experimental. Se demuestra como este estudio resulta de gran importancia tanto para el campo de las telecomunicaciones como para el del sensado. También se presentan aplicaciones de las redes de difracción producidas por este sistema al campo del sensado, mostrando ejemplos de aplicaciones al sensado de tensiones mecánicas en estructuras de hormigón o de acero, el desarrollo de un sensor multiparamétrico (tensión, temperatura, humedad y pH) para evaluar los daños que sufren dichas estructuras, el diseño de un sensor basado en variaciones de fase entre redes de difracción y el diseño de un sistema de monitorización capaz de interrogar un elevado número de sensores utilizando redes de difracción y componentes ópticos convencionales. Por último, se muestran aplicaciones de las redes de difracción al campo de las telecomunicaciones, haciendo especial hincapié en el procesado de señales de microondas, en la detección de señales moduladas en fase, y en el acceso múltiple por división óptica del código.



# Abstract

In this Ph.D. thesis a high-performance fiber Bragg grating fabrication system is presented. Fiber Bragg gratings are currently key components in modern optical communications systems, enabling the implementation of nearly all optical signal processing devices, when properly designed. High-performance is used in this thesis to refer to a research-oriented fabrication system meant to be versatile. The fabrication system is able to produce nearly whatever fiber grating the system research users can conceive, with quality comparable to the most modern commercial systems. Along this Ph.D. thesis the fiber Bragg grating fabrication system built within the Optical and Quantum Communications Group at UPVLC is described, detailing components, functioning and performance. A theoretical background upon the system is built is presented too. Moreover, a theoretical model of fiber Bragg gratings regarding their polarization properties (polarization dependent loss, differential group delay and Stokes parameters), along with the experimental proof, is developed. The relevance of this study to fiber Bragg gratings applications to telecommunications and sensing is revealed. The thesis presents the use of fiber Bragg gratings for sensing applications, showing: practical examples for mechanical stress determination on concrete and stainless steel structures; the development of a multiple parameter sensor (stress, temperature, humidity, pH), to evaluate damage suffered on these structures; the design of a sensor based on phase differences between fiber Bragg gratings; and the design of a monitoring system able to query a large number of sensing devices, by means of fiber Bragg gratings and conventional fiber optics components. Finally, telecommunication applications are shown, in the fields of optical processing of microwave signals, the detection of phase-modulated optical signals and in optical code division multiple access systems.



# Resum

En esta tesi doctoral es presenta un sistema de fabricació d'altres prestacions de xarxes de difracció de Bragg en fibra. Les xarxes de difracció de Bragg en fibra són en l'actualitat components crucials en els moderns sistemes de comunicacions òptiques al permetre, amb un disseny adequat, la implementació de pràcticament qualsevol dispositiu de processat de senyals en el domini òptic. Quan es menciona el terme "altres prestacions", l'autor es referix a un sistema orientat fonamentalment cap a la investigació, per la qual cosa la seua principal característica deu ser la versatilitat. El sistema de fabricació ha de ser capaç de produir pràcticament qualsevol xarxa de difracció que siga concebuda pels investigadors que utilitzen el sistema, i amb una qualitat almenys comparable a la de les xarxes de difracció de Bragg produïdes per les més moderns sistemes comercials. Durant este treball de tesi es descriu el sistema de fabricació de xarxes de difracció de Bragg implementat en el si del Grup de Comunicacions Òptiques i Quàntiques de la UPV, detallant els seus components, funcionament i prestacions. També es presenta la base teòrica que fonamenta este model. Addicionalment, es mostra un estudi teòric de les propietats de polarització de les xarxes de difracció (pèrdues dependents de la polarització, retard de grup diferencial i paràmetres de Stokes) i la seua validació experimental. Es demostra com este estudi resulta de gran importància tant per al camp de les telecomunicacions com per al del sensat. També es presenten aplicacions de les xarxes de difracció produïdes per este sistema al camp del sensat, mostrant exemples d'aplicacions al sensat de tensions mecàniques en estructures de formigó o d'acer, el desenrotllament d'un sensor multiparamètric (tensió, temperatura, humitat i pH) per a avaluar els danys que patixen dites estructures, el disseny d'un sensor basat en variacions de fase entre xarxes de difracció i el disseny d'un sistema de monitorització capaç d'interrogar un elevat nombre de sensors utilitzant xarxes de difracció i components òptics convencionals. Finalment, es mostren aplicacions de les xarxes de difracció al camp de les telecomunicacions, fent especial insistència en el processat de senyals de microones, en la detecció de senyals modulats en fase, i en l'accés múltiple per divisió òptica del codi.



# Contenido

<b>Capítulo 1. Introducción al trabajo de tesis</b> .....	<b>1</b>
1.1 Redes de difracción de Bragg.....	1
1.2 Motivación y objetivos.....	2
1.3 Estructura de la tesis .....	3
<b>Capítulo 2. Redes de difracción de Bragg en fibra</b> .....	<b>5</b>
2.1 Introducción.....	5
2.2 Adaptación de fase en fibras ópticas.....	6
2.2.1 Modos en fibras ópticas .....	6
2.2.2 Redes de difracción en fibras ópticas .....	7
2.3 Teoría de acoplo de modos.....	8
2.4 Soluciones analíticas a las ecuaciones de acoplo de modos.....	13
2.4.1 Redes de Bragg débiles.....	14
2.4.2 Redes de Bragg uniformes.....	14
2.5 Soluciones numéricas a las ecuaciones de acoplo de modos.....	15
2.5.1 Integración numérica directa.....	16
2.5.2 Método de las matrices de transferencia.....	16
2.5.3 Método del modelo de la red de Bragg discretizada.....	17
2.6 Síntesis de redes de difracción de Bragg.....	18
2.6.1 Método multicapa discreto.....	19
2.7 Tipos más comunes de FBGs.....	21
2.7.1 FBGs uniformes.....	22
2.7.2 FBGs apodizadas.....	22
2.7.3 FBGs de periodo variable o con chirp.....	23
2.7.4 FBGs superestructuradas.....	24
2.8 Fotosensibilidad: una perspectiva histórica.....	25
2.9 Sistemas de fabricación de FBGs.....	26
2.10 Conclusiones del capítulo.....	29
Referencias.....	30

<b>Capítulo 3. Sistema de fabricación de altas prestaciones de redes de difracción de Bragg en fibra.....</b>	<b>33</b>
3.1 Introducción.....	33
3.2 Descripción de la técnica de fabricación.....	34
3.2.1 Descripción general del funcionamiento del sistema de fabricación.....	34
3.2.2 Componentes del sistema de fabricación.....	37
3.3 Modelado teórico de la técnica de fabricación.....	46
3.3.1 Principios físicos de la técnica de fabricación.....	47
3.3.2 Fabricación de redes con chirp.....	50
3.3.3 Fabricación de redes apodizadas.....	50
3.4 Modelado del proceso de crecimiento.....	51
3.4.1 Distribución espacial de potencia tras la máscara de fase.....	51
3.4.2 Anchura efectiva de la región de interferencias.....	57
3.4.3 Caracterización de la fotosensibilidad.....	58
3.5 Automatización del proceso de fabricación.....	62
3.6 Compensación del efecto no lineal.....	67
3.7 Prestaciones y límites del sistema de fabricación.....	71
3.7.1 Límites físicos del sistema de fabricación.....	71
3.7.2 Mejoras futuras.....	75
3.8 Conclusiones del capítulo.....	77
Referencias.....	78
<b>Capítulo 4. Propiedades de polarización de las FBGs.....</b>	<b>79</b>
4.1 Introducción.....	79
4.2 Modelado de la respuesta en polarización de las FBGs con saltos de fase.....	80
4.2.1 Modelado de las pérdidas dependientes de la polarización en las redes de difracción de Bragg con saltos de fase.....	83
4.2.2 Modelado del retardo de grupo diferencial en las redes de difracción de Bragg con saltos de fase.....	83
4.2.3 Modelado de los parámetros de Stokes en las FBGs con saltos de fase.....	85
4.2.4 Relación entre la PDL y los parámetros de Stokes en las FBGs con saltos de fase.....	87
4.3. Medida experimental de la respuesta en polarización y comparación con los modelos desarrollados.....	88
4.3.1 Montaje experimental.....	88
4.3.2 Medida de la PDL en redes de Bragg con saltos de fase.....	91
4.3.3 Medida del DGD en FBGs con saltos de fase.....	92
4.3.4 Medida de los parámetros de Stokes normalizados en FBGs con saltos de fase.....	93
4.3.6 Validación experimental de la relación entre la PDL y los parámetros de Stokes en FBGs con saltos de fase.....	95
4.4. Estudio del origen de la birrefringencia de las FBGs fabricadas por el GCOQ.....	97
4.5. Aplicación del estudio de la respuesta en polarización de las FBGs al sensado de tensiones transversales.....	99
4.5.1 Efecto de la birrefringencia inducida sobre las propiedades de polarización de las FBGs.....	99
4.5.2 Caracterización experimental del efecto de la tensión transversal sobre los valores máximos de las propiedades de polarización de las FBGs.....	102
4.6. Relación entre la dispersión cromática y la birrefringencia.....	104

4.6.1 Desarrollo teórico.....	104
4.6.2 Validación experimental.....	105
4.6.3 Extensión de la relación a las LPGs.....	106
4.7. Conclusiones del capítulo.....	108
Referencias.....	110
<b>Capítulo 5. Aplicaciones de las FBGs al sensado.....</b>	<b>113</b>
5.1 Introducción.....	113
5.2.- Sensores de tensión y temperatura.....	115
5.2.1.- Coeficiente de tensión.....	117
5.2.2.- Coeficiente de temperatura.....	117
5.2.3.- Discriminación entre temperatura y tensión.....	118
5.2.4.- Comportamiento a largo plazo de las FBGs.....	122
5.3.- Sensado de estructuras de hormigón.....	127
5.3.1.- Sistema de interrogación.....	128
5.3.2.- Pruebas de tracción en probetas metálicas.....	131
5.3.3.- Pruebas de compresión en probetas cilíndricas de hormigón.....	134
5.3.4.- Pruebas de flexotracción en probetas prismáticas de hormigón.....	139
5.4.- Sensor multiparamétrico para estructuras de hormigón.....	143
5.4.1.- Sensado de humedad y de pH.....	144
5.4.2.- Caracterización del sensor de humedad.....	147
5.4.3.- Caracterización del sensor de pH.....	148
5.5.- Sensor basado en múltiples saltos de fase.....	149
5.6.- Diseño de un sistema de interrogación para un gran número de sensores ópticos.....	152
5.6.1.- Requisitos del sistema de interrogación.....	152
5.6.2.- Descripción del sistema de interrogación.....	153
5.6.3.- Validación experimental.....	155
5.7.- Conclusiones del capítulo.....	158
Referencias.....	159
<b>Capítulo 6. Aplicaciones de las FBGs a las telecomunicaciones.....</b>	<b>163</b>
6.1 Introducción.....	163
6.2. Fotónica de microondas.....	164
6.2.1 Filtro fotónico de microondas de alta selectividad.....	166
6.2.2 Filtro fotónico de microondas incoherente con coeficientes complejos.....	170
6.3. Detección directa de señales DPSK mediante redes de difracción de Bragg.....	173
6.3.1 Fundamento teórico.....	173
6.3.2 Simulaciones.....	175
6.3.3 Validación experimental.....	176
6.4. Acceso múltiple por división del código en el entorno óptico.....	178
6.4.1 Fabricación de FBGs para sistemas DS-OCDMA.....	179
6.4.2 Diseño de SSFBGs de alta reflectividad para sistemas DS-OCDMA.....	182
6.5. Conclusiones del capítulo.....	187
Referencias.....	188

<b>Capítulo 7. Conclusiones y líneas futuras.....</b>	<b>193</b>
7.1 Conclusiones.....	193
7.2 Líneas futuras.....	195
<b>Anexo I. Publicaciones científicas del autor.....</b>	<b>197</b>
A1.1 Publicaciones científicas en revistas internacionales.....	197
A1.2 Publicaciones científicas en congresos internacionales.....	198
A1.3 Publicaciones científicas relacionadas con la tesis en congresos nacionales ..	200
<b>Anexo II. Obtención de una expresión analítica del retardo de grupo diferencial para una red uniforme.....</b>	<b>203</b>
<b>Anexo III. Esquema eléctrico del sistema de apuntamiento analógico. ....</b>	<b>207</b>
<b>Anexo IV. Esquema eléctrico del sistema de apuntamiento digital.....</b>	<b>209</b>

# Lista de figuras

<b>Figura 2.1.</b> Modelo discretizado de una red de Bragg .....	20
<b>Figura 2.2.</b> Reflectividad (a) y retardo de grupo (b) de una FBG uniforme. ....	22
<b>Figura 2.3.</b> Reflectividad de una FBG con apodización gaussiana (roja) comparada con la reflectividad de una FBG uniforme equivalente (azul). ....	23
<b>Figura 2.4.</b> Reflectividad (azul) y retardo de grupo (verde) de una FBG con chirp lineal. ....	24
<b>Figura 2.5.</b> Perfil (a) y reflectividad (b) de una FBG superestructurada. ....	24
<b>Figura 2.6.</b> Esquema de inscripción interferométrico externo propuesto por Meltz. ....	26
<b>Figura 2.7.</b> Difracción del haz provocada por la máscara de fase. ....	27
<b>Figura 2.8.</b> Esquema de fabricación que utiliza la máscara de fase como divisor de haz. ....	28
<b>Figura 2.9.</b> Esquema de la técnica de barrido de la máscara de fase. ....	28
<b>Figura 2.10.</b> FBG uniforme fabricada como suma de subexposiciones individuales. ....	29
<b>Figura 3.1.</b> Esquema general del sistema de fabricación. ....	35
<b>Figura 3.2.</b> Perspectiva general del sistema de fabricación. ....	36
<b>Figura 3.3.</b> Detalle de los elementos ópticos del sistema de fabricación. ....	36
<b>Figura 3.4.</b> láser UV utilizado en el sistema de fabricación. ....	37
<b>Figura 3.5.</b> Perfil transversal del haz UV y su polarización antes de rotar el haz (izquierda) y después de rotarlo (derecha). ....	38
<b>Figura 3.6.</b> Obturador electromecánico. ....	38
<b>Figura 3.7.</b> Lente cilíndrica para focalizar el haz UV. ....	39
<b>Figura 3.8.</b> Máscara de fase. ....	40
<b>Figura 3.9.</b> Plataforma de traslación. ....	40
<b>Figura 3.10.</b> Medida del error en la plataforma de traslación. ....	41
<b>Figura 3.11.</b> Esquema del sistema de apuntamiento implementado. ....	43
<b>Figura 3.12.</b> Generación del nivel de fluorescencia en función de la posición del haz UV. ....	43
<b>Figura 3.13.</b> Espejo UV montado sobre actuadores piezoeléctricos. ....	45
<b>Figura 3.14.</b> Detector de fluorescencia. ....	45
<b>Figura 3.15.</b> Amplificador de lazo cerrado (look-in amplifier). ....	45
<b>Figura 3.16.</b> Adaptador de voltajes y desfásador para el control de los actuadores piezoeléctricos. ....	46

<b>Figura 3.17.</b> Circuito analógico de control del sistema de apuntamiento. ....	46
<b>Figura 3.18.</b> Índice de modulación resultante de 9 exposiciones (a) para $\varphi=0^\circ$ (arriba) y para $\varphi=22.5^\circ$ (abajo) y construcción geométrica para obtener el cociente entre $r$ y $r_0$ (b). ....	47
<b>Figura 3.19.</b> Modulación del índice de refracción normalizada frente a la desintonía de la longitud de onda de Bragg. ....	48
<b>Figura 3.20.</b> Rango de desintonía relativo a la longitud de onda de Bragg en función de la anchura del haz. ....	49
<b>Figura 3.21.</b> Efecto del desfase entre sub-exposiciones sobre la amplitud de modulación (rosa) y el valor medio del índice de refracción (verde) para valores del desfase correspondientes a $\alpha=0^\circ$ (a,d), $\alpha=112^\circ$ (b,e), y $\alpha=180^\circ$ (c,f). ....	51
<b>Figura 3.22.</b> Geometría de la difracción. ....	52
<b>Figura 3.23.</b> Representación geométrica del rango $y_{\max}$ en el cual los órdenes $\pm 1$ interfieren de manera coherente. $\delta = \lambda/\Delta\varphi$ es la distancia de coherencia en la máscara de fase, y $\Delta\varphi$ es la divergencia del haz incidente. ....	53
<b>Figura 3.24.</b> Patrón de interferencia generado por una máscara de fase ideal (sólo orden $\pm 1$ ), con coherencia espacial del haz perfecta y ancho de línea de 1 nm. ....	54
<b>Figura 3.25.</b> Patrón de interferencia generado por una máscara de fase ideal (sólo orden $\pm 1$ ), con divergencia espacial del haz no nula ( $\Delta\varphi=0.85$ mrad) y ancho de línea de 1 nm. ....	55
<b>Figura 3.26.</b> Patrón de interferencia generado por una máscara de fase real (orden cero 3%), con coherencia espacial del haz perfecta y ancho de línea de 1 nm. ....	55
<b>Figura 3.27.</b> Perfil de potencia incidente sobre la fibra fotosensible en dos posiciones del patrón interferométrico. ....	56
<b>Figura 3.28.</b> Patrón de interferencia generado por una máscara de fase real (orden $\pm 2$ ~10%), con coherencia espacial del haz perfecta y ancho de línea de 1 nm. ....	56
<b>Figura 3.29.</b> Superposición de los órdenes de difracción $\pm 1$ y $-1$ tras al atravesar el haz UV la máscara de fase. ....	57
<b>Figura 3.30.</b> Anchura efectiva de la zona de interferencias en función de la distancia respecto a la máscara de fase. ....	58
<b>Figura 3.31.</b> Reflectividad producida por la irradiación del haz UV en función del tiempo de exposición. ....	59
<b>Figura 3.32.</b> Ajuste de la variación del índice de refracción a un modelo exponencial en una primera aproximación. ....	60
<b>Figura 3.33.</b> Ajustes de las capturas espectrales parciales obtenidas durante la irradiación. ....	61
<b>Figura 3.34.</b> Variación del índice de refracción en función del tiempo de irradiación obtenido a partir de las capturas parciales (Azul) y ajuste al modelo exponencial (rojo). ....	62
<b>Figura 3.35.</b> Descomposición del índice de refracción objetivo como suma de perfiles de índice de refracción gaussianos equiespaciados de anchura igual a la anchura efectiva del haz UV. ....	63
<b>Figura 3.36.</b> Comparación entre la red objetivo y la fabricada a partir de la suma de exposiciones desfasadas. ....	64
<b>Figura 3.37.</b> Esquema del proceso de automatización del sistema de fabricación. ....	66
<b>Figura 3.38.</b> Efecto de la no-linealidad sobre el perfil del índice de refracción de la red de difracción. ....	68
<b>Figura 3.39.</b> Efecto de la no-linealidad sobre el perfil del índice de refracción de un filtro óptico de requisitos muy estrictos. ....	68

<b>Figura 3.40.</b> Efecto de la no-linealidad sobre la respuesta espectral de un filtro óptico de requisitos muy estrictos. ....	69
<b>Figura 3.41.</b> Efecto de la compensación del efecto no-lineal sobre el perfil del índice de refracción. ....	70
<b>Figura 3.42.</b> Resultado de la compensación del efecto no-lineal sobre la respuesta espectral de la red de difracción. ....	70
<b>Figura 3.43.</b> Validación experimental de la compensación del efecto no-lineal sobre la respuesta espectral de la red de difracción. ....	71
<b>Figura 3.44.</b> Respuesta espectral de una red apodizada de 25 cm de longitud. ....	72
<b>Figura 3.45.</b> Amplitud y retardo de grupo de una red chirpeada. ....	73
<b>Figura 3.46.</b> Medida del funcionamiento de la plataforma de traslación. ....	74
<b>Figura 3.47.</b> Efecto del sistema de apuntamiento sobre la transmitividad de FBGs uniformes de 2 cm de longitud. ....	74
<b>Figura 3.48.</b> Esquema del sistema de fabricación interferométrico que utiliza la máscara de fase como elemento divisor del haz. ....	75
<b>Figura 3.49.</b> Imagen del prototipo del sistema de control digital. ....	76
<b>Figura 4.1.</b> Fenómeno de acoplo en FBGs con saltos de fase. ....	81
<b>Figura 4.2.</b> PDL en función de la longitud de onda para una red con un salto de fase de $\pi$ (a) y para una red uniforme (b). ....	83
<b>Figura 4.3.</b> DGD en función de la longitud de onda para una red con un salto de fase de $\pi$ (a) y para una red uniforme (b). ....	84
<b>Figura 4.4.</b> Parámetros de Stokes normalizados en función de la longitud de onda para una red con un salto de fase de $\pi$ (a) y para una red uniforme (b). ....	87
<b>Figura 4.5.</b> Esquema del montaje experimental para determinar la respuesta en polarización. ....	89
<b>Figura 4.6.</b> Imagen del montaje experimental para determinar la respuesta en polarización. ....	89
<b>Figura 4.7.</b> Efecto del promediado sobre la medida de las propiedades de polarización. ....	90
<b>Figura 4.8.</b> Comparación entre la PDL medida experimentalmente y la obtenida a partir del modelo teórico para una red con un salto de fase de $\pi/2$ (a) y un salto de fase de $\pi$ (b). ....	91
<b>Figura 4.9.</b> Comparación entre el DGD medido experimentalmente y el obtenido a partir del modelo teórico para una FBG con un salto de fase de $\pi/2$ (a) y un salto de fase de $\pi$ (b). ....	92
<b>Figura 4.10.</b> Comparación entre los parámetros de Stokes normalizados medidos experimentalmente y los obtenidos a partir del modelo teórico para una FBG con un salto de fase de $\pi/2$ (a) y con un salto de fase de $\pi$ (b). ....	94
<b>Figura 4.11.</b> Comparación entre las parámetros de polarización medidos experimentalmente y los obtenidos a partir del modelo teórico para una red uniforme. ....	95
<b>Figura 4.12.</b> Transmitividad medida y reconstruida de la FBG uniforme. ....	95
<b>Figura 4.13.</b> Medida experimental del primer parámetro de Stokes normalizado. ....	96
<b>Figura 4.14.</b> Comparación entre la PDL medida experimentalmente y la obtenida a partir del modelo teórico. ....	96
<b>Figura 4.15.</b> Comparación entre la PDL medida experimentalmente y la obtenida a partir del primer parámetro de Stokes normalizado. ....	97
<b>Figura 4.16.</b> Espectro en reflexión (a), PDL (b) y DGD (c) de una red uniforme en función de la birrefringencia y de la longitud de onda. ....	100

<b>Figura 4.17.</b> Amplitud máxima del espectro en reflexión (a), PDL (b) y DGD (c) para una red uniforme en función de la birrefringencia. ....	101
<b>Figura 4.18.</b> Evolución del espectro en transmisión en función de la fuerza transversal aplicada. ....	102
<b>Figura 4.19.</b> Evolución espectral de la PDL (a) y de la DGD (b) para diversos valores de tensión transversal y representación de los valores máximos (c, d). ....	103
<b>Figura 4.20.</b> Evolución espectral de la PDL (a) y de la DGD (b) para diversos valores de la temperatura. ....	104
<b>Figura 4.21.</b> Medida de la dispersión (a) y comparación entre la DGD medida experimentalmente y la obtenida a partir de la dispersión (b). ....	106
<b>Figura 4.22.</b> Medida de la transmitividad de la LPG. ....	107
<b>Figura 4.23.</b> Dispersión cromática de la LPG (a) y comparación entre el DGD medido directamente y el DGD obtenido a partir de la dispersión (b). ....	108
<b>Figura 5.1:</b> Diagrama de bloques de los componentes de un sensor óptico. ....	115
<b>Figura 5.2.</b> Principio de funcionamiento de los sensores basados en FBGs. ....	116
<b>Figura 5.3.</b> Montaje experimental para la medida del coeficiente de tensión. ....	117
<b>Figura 5.4.</b> Medida del coeficiente de tensión de las FBGs. ....	118
<b>Figura 5.5.</b> Medida del coeficiente de temperatura de las FBGs. ....	118
<b>Figura 5.6.</b> Montaje experimental para comprobar que el sensor de referencia compensa adecuadamente las variaciones de temperatura. ....	119
<b>Figura 5.7.</b> Pantalla del programa de control de la instrumentación empleada para realizar las medidas con mayor precisión. ....	120
<b>Figura 5.8.</b> Ejemplo del funcionamiento del sensor de referencia frente a variaciones de temperatura. ....	121
<b>Figura 5.9.</b> Ejemplo del funcionamiento del sensor de referencia frente a variaciones de temperatura y humedad. ....	122
<b>Figura 5.10.</b> Predicción teórica del decaimiento térmico a temperatura ambiente. ....	123
<b>Figura 5.11.</b> Decaimiento termal medido a temperatura ambiente durante 3 meses. ...	123
<b>Figura 5.12.</b> Montaje experimental para testear el comportamiento a largo plazo de las FBGs. ....	124
<b>Figura 5.13.</b> Medida del NICC para dos FBGs calentadas a 150°C (círculos rojos) y 350°C (círculos magenta) como función del tiempo y comparación con el modelo teórico (línea continua azul). ....	124
<b>Figura 5.14.</b> Decaimiento térmico de una FBG correspondiente a 60°C durante 25 años. Se representa la constante de acoplo integrada (a) y la reflectividad en escala lineal (b). ....	125
<b>Figura 5.15.</b> Decaimiento de los sensores después del proceso de envejecimiento acelerado. ....	126
<b>Figura 5.16.</b> Decaimiento térmico equivalente a 25 años a 60 °C sin la aplicación previa del proceso de envejecimiento acelerado. ....	127
<b>Figura 5.17.</b> Comparación entre el envejecimiento obtenido con una FBG sobre fibra hidrogenada y una FBG sobre fibra codopada con Boro. ....	127
<b>Figura 5.18.</b> Esquema del montaje para la monitorización de los sensores ópticos pasivos. ....	129
<b>Figura 5.19.</b> Imagen del sistema de monitorización de los sensores ópticos pasivos. ....	129
<b>Figura 5.20.</b> Aspecto de la pantalla principal del software de monitorización. ....	130
<b>Figura 5.21.</b> Espectro en reflexión típico de las FBGs utilizadas para sensado. ....	131
<b>Figura 5.22.</b> Sensores eléctricos convencionales. ....	131
<b>Figura 5.23.</b> Esquema de colocación de los sensores sobre las probetas metálicas. ...	132

<b>Figura 5.24.</b> Imágenes de las pruebas realizadas sobre las probetas metálicas. ....	132
<b>Figura 5.25.</b> Resultados de tensión obtenidos en función del tiempo transcurrido.....	133
<b>Figura 5.26.</b> Tensión en las probetas de acero en función de la fuerza aplicada.....	133
<b>Figura 5.27.</b> Esquema de colocación de los sensores sobre la probeta de hormigón. .	134
<b>Figura 5.28.</b> Vista de los sensores óptico y eléctrico sobre la probeta de hormigón antes de ..... la prueba de compresión. ....	134
<b>Figura 5.29.</b> Sistema de posicionamiento utilizado para la fijación de los ..... sensores a las probetas cilíndricas. ....	135
<b>Figura 5.30.</b> Resultados obtenidos por los sensores eléctricos en la primera probeta cilíndrica de hormigón en función del tiempo. ....	135
<b>Figura 5.31.</b> Resultados obtenidos por los sensores ópticos en la primera probeta cilíndrica de hormigón en función del tiempo. ....	136
<b>Figura 5.32.</b> Comparación de los resultados obtenidos por el sensor 1. ....	137
<b>Figura 5.33.</b> Detalle de la comparación para el sensor 1. ....	137
<b>Figura 5.34.</b> Comparación de los resultados obtenidos por el sensor 2. ....	137
<b>Figura 5.35.</b> Comparación de los resultados obtenidos por el sensor 3. ....	138
<b>Figura 5.36.</b> Curvas estrés-tensión obtenidas a partir de las medidas de los sensores eléctricos. ....	139
<b>Figura 5.37.</b> Curvas estrés-tensión obtenidas a partir de las medidas de los sensores ópticos. ....	139
<b>Figura 5.38.</b> a) Dimensiones de las probetas prismáticas. b) Esquema de colocación de los sensores ópticos. c) Esquema de colocación de los sensores eléctricos. d) Esquema de la fuerza aplicada. ....	140
<b>Figura 5.39.</b> Probeta prismática de hormigón con el detalle de los sensores eléctricos. .....	140
<b>Figura 5.40.</b> Probeta prismática de hormigón con el detalle de los sensores ópticos. .	141
<b>Figura 5.41.</b> Resultados obtenidos por los sensores eléctricos y ópticos en la primera probeta prismática. ....	141
<b>Figura 5.42.</b> Esquema de la deformación de las estructuras en las pruebas de flexotracción. ....	142
<b>Figura 5.43.</b> Esquema de colocación de los sensores ópticos y eléctricos. a) Sensor óptico en compresión. b) Sensor eléctrico en compresión. c) Sensores en tracción .....	143
<b>Figura 5.44.</b> Resultados obtenidos por los sensores ópticos y eléctricos. ....	143
<b>Figura 5.45.</b> Efecto de la humedad sobre el volumen de un hidrogel. ....	145
<b>Figura 5.46.</b> Efecto de pérdidas ópticas debidas a la curvatura. ....	145
<b>Figura 5.47.</b> Esquema del funcionamiento del sensor multiparamétrico. ....	146
<b>Figura 5.48.</b> Esquema para la caracterización del transductor de humedad. ....	147
<b>Figura 5.49.</b> Medida de la potencia óptica reflejada por el transductor de humedad. .	147
<b>Figura 5.50.</b> Medida de la potencia óptica reflejada por el transductor de pH. ....	148
<b>Figura 5.51.</b> Medida de la estabilidad de la longitud de onda. ....	149
<b>Figura 5.52.</b> Esquema de una SSFBG. ....	149
<b>Figura 5.53.</b> Reducción del espaciado entre resonancias en una SSFBG aplicando la técnica MPS. ....	150
<b>Figura 5.54.</b> Efecto del salto de fase de $\pi$ sobre la SSFBG de 3 elementos. ....	151
<b>Figura 5.55.</b> Sistema de interrogación propuesto. ....	153
<b>Figura 5.56.</b> Esquema equivalente a la conmutación del láser. ....	154

<b>Figura 5.57.</b> Imagen de la maqueta (a) y esquema para la colocación de los sensores (b).	156
<b>Figura 5.58.</b> Esquema del demostrador implementado.	156
<b>Figura 5.59.</b> Imagen de las medidas obtenidas por el osciloscopio digital.	157
<b>Figura 5.60.</b> Espectro óptico reflejado en cada cadena de sensores. al efectuar un barrido en frecuencia con el láser sintonizable.	158
<b>Figura 6.1.</b> Aproximación tradicional (a) y aproximación fotónica (b) al procesado de señales de RF y microondas.	164
<b>Figura 6.2.</b> Implementación genérica de un procesador óptico de señales de RF.	165
<b>Figura 6.3.</b> Esquema del montaje implementado.	166
<b>Figura 6.4.</b> Función de transferencia simulada (rojo) y experimental (negro).	168
<b>Figura 6.5.</b> Respuesta impulsional del filtro.	168
<b>Figura 6.6.</b> Número efectivo de contribuciones en función de la corriente de bombeo y para dos valores de la potencia óptica de la señal de entrada.	169
<b>Figura 6.7.</b> Respuesta individual (a) del filtro óptico (línea continua) y del filtro eléctrico (línea discontinua) y respuesta conjunta de los dos filtros en cascada (b).	169
<b>Figura 6.8.</b> Montaje experimental del filtro RF incoherente con coeficientes complejos.	171
<b>Figura 6.9.</b> Respuesta espectral de la cadena de PS-FBGs.	171
<b>Figura 6.10.</b> Posición de la portadora óptica y de la moduladora en relación a la respuesta en amplitud de la SSFBG (a) y respuesta espectral de alta resolución (b).	172
<b>Figura 6.11.</b> Respuesta en frecuencia para la sintonización del filtro de 4 coeficientes.	172
<b>Figura 6.12.</b> Pulso original (a) y señal derivada del pulso (b).	174
<b>Figura 6.13.</b> Esquema del sistema DPSK propuesto	175
<b>Figura 6.14.</b> Relación entre la desviación de frecuencia y la forma y duración de los flancos.	176
<b>Figura 6.15.</b> Señal recuperada a partir de la detección de flancos.	177
<b>Figura 6.16.</b> Traza de la señal eléctrica transmitida y el pulso detectado (en unidades arbitrarias) para un desplazamiento (a) negativo (FBG-) y (b) positivo (FBG+).	177
<b>Figura 6.17.</b> Esquema básico de funcionamiento de un sistema OCDMA.	178
<b>Figura 6.18.</b> Técnica empleada para fabricar las SSFBGs empleadas en el sistema... DS-OCDMA.	180
<b>Figura 6.19.</b> Comparación de los espectros producidos por los chips uniformes (azul) y gaussianos (rojo).	180
<b>Figura 6.20.</b> Comparación de los espectros simulados (rojo) y los medidos experimentalmente (azul) para un tamaño de chip de 1.0 mm (a) y de 0.6 mm (b).	181
<b>Figura 6.21.</b> Señal decodificada a la salida del sistema DS-OCDMA cuando los códigos de las SSFBGs son conjugados (azul) y cuando son ortogonales (rojo).	181
<b>Figura 6.22.</b> Respuesta impulsional de la SSFBG para distintos valores de la variación del índice de refracción.	183
<b>Figura 6.23.</b> Función del codificador $q(z)[C1]$ obtenida mediante el método de síntesis DLP.	183
<b>Figura 6.24.</b> Módulo de la respuesta impulsiva $h(t)[C1]$ teórica sintetizada.	184
<b>Figura 6.25.</b> Espectros de las SSFBGs fabricadas.	185
<b>Figura 6.26.</b> Respuesta impulsiva $h(t)$ para SSFBG-LR (a), SSFBG-HR (b).	185

y SSFBG-QZ (c).....	185
<b>Figura 6.27.</b> Autocorrelación y correlación cruzada usando las SSFBG LR (a), HR (b) y QZ (c). .....	186



# Capítulo 1

## Introducción al trabajo de tesis

### 1.1 Redes de difracción de Bragg

La aparición de Internet ha producido una revolución sin precedentes y la aparición de enormes oportunidades tanto sociales como comerciales (correo electrónico, negocios globales, compra desde el hogar, entretenimiento bajo demanda, etc.). La insaciable necesidad de Internet de más ancho de banda proporciona los medios económicos y fija los objetivos tecnológicos que dirigen la investigación mundial en el sector de las telecomunicaciones. Las comunicaciones ópticas tratan de dar respuesta a esta demanda continua de mayor ancho de banda. Como ejemplos, los amplificadores ópticos permiten la transmisión de canales de datos codificados con luz de diferentes longitudes de onda y los multiplexadores por división de longitud de onda incrementan dramáticamente la capacidad de las fibras ópticas, lo que significa que los canales de datos tienen el potencial de ser enrutados en una red global de fibra de acuerdo con su longitud de onda. Con el inminente despliegue de las redes metropolitanas, el desafío para las comunicaciones ópticas es realizar dispositivos de procesamiento de señales completamente ópticos: no debe haber interferencias entre canales adyacentes, los efectos que distorsionan los pulsos deben ser eliminados de forma eficiente, barata y completamente óptica, las colisiones entre paquetes de datos deben ser evitadas, etc.

Las redes de difracción de Bragg en fibra (*Fiber Bragg Gratings; FBGs*) son dispositivos que, si son adecuadamente diseñados, proporcionan un control exacto de la amplitud y la fase de las señales ópticas. Dado que ofrecen el potencial para implementar respuestas espectrales de características prácticamente ideales, las FBGs se han convertido en una tecnología extraordinariamente atractiva. La primera generación

de FBGs, basada en diseños sencillos, ha encontrado una cantidad enorme de aplicaciones en los sistemas de telecomunicaciones comerciales. Sin embargo, el campo de las comunicaciones ópticas está en constante evolución, y los futuros sistemas de transmisión y arquitecturas de red requieren el desarrollo de dispositivos ópticos de muy altas prestaciones. Para que la tecnología de las FBGs pueda afrontar satisfactoriamente estos nuevos desafíos, deben realizarse importantes innovaciones tecnológicas sobre los sistemas de fabricación de estos dispositivos, de modo que sea posible alcanzar un alto grado de control tanto sobre las características físicas de la FBG fabricada, como sobre la amplitud y la fase de su respuesta espectral.

## **1.2 Motivación y objetivos**

Este trabajo de tesis fue originado a partir de la concesión de una beca para la Formación de Personal Investigador (FPI) del Ministerio de Ciencia y Tecnología de España. Esta beca estaba vinculada al proyecto CYCIT TIC2001-2969-C03-01, titulado “Fabricación, empaquetado y aplicación de redes de difracción en fibra óptica” y cuyo investigador principal era el Dr. Salvador Sales Maicas, perteneciente al Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas de la Universidad Politécnica de Valencia. El objetivo principal de este proyecto era desarrollar en el laboratorio del grupo un sistema de fabricación de FBGs orientado a la investigación en el área de las comunicaciones ópticas. Debido a esta orientación, la característica principal del sistema de fabricación debía de ser la versatilidad, es decir, que el sistema fuera capaz de crear un amplio abanico de FBGs a partir de un reducido número de componentes.

Para conseguir este objetivo, durante la realización del presente trabajo de tesis se han llevado a cabo las siguientes tareas:

- Desarrollo de habilidades personales para la investigación.
- Desarrollo de la comprensión sobre el funcionamiento, diseño y fabricación de las FBGs.
- Estudio e implementación de herramientas de análisis y síntesis de FBGs.
- Estudio del equipamiento necesario para la puesta en funcionamiento del sistema de fabricación: adquisición, montaje y validación del correcto funcionamiento.
- Automatización del sistema de fabricación.
- Estudio y caracterización de las prestaciones del sistema de fabricación.
- Estudio de las propiedades de polarización de las FBGs.
- Aplicaciones de las FBGs producidas por el sistema de fabricación al campo de las telecomunicaciones.
- Aplicaciones de las FBGs producidas por el sistema de fabricación al campo del sensado.

### 1.3 Estructura de la tesis

En el siguiente capítulo se realiza una introducción a las FBGs. En primer lugar se describe su naturaleza y su comportamiento, y a continuación se explica el modelo teórico basado en la teoría de acoplo de modos. Se presentan soluciones a este modelo teórico, tanto soluciones analíticas en aquellos casos en los que es posible, como soluciones numéricas en aquellos otros en los que no lo es. Se presenta también el problema inverso o de síntesis, es decir, la obtención de los parámetros físicos de una FBG a partir de su caracterización espectral. A continuación, se muestran los tipos más comunes de FBGs, y se realiza una breve introducción histórica a las FBGs. Por último, se describen las técnicas de fabricación de FBGs más habituales.

En el Capítulo 3, se describe el sistema de fabricación de FBGs desarrollado en el seno del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas de la Universidad Politécnica de Valencia. Se describe detalladamente tanto los elementos que lo constituyen como su funcionamiento, así como la forma de obtener diferentes tipos de FBGs con este sistema. Se describe también la implementación de un sistema de apuntamiento del haz UV, que permite mejorar la calidad y la repetibilidad de las FBGs fabricadas. Se modelan matemáticamente las prestaciones del sistema de fabricación, y se determina la fotosensibilidad de la fibra, aspecto imprescindible para un control adecuado del perfil de las FBGs fabricadas. Se describe el proceso llevado a cabo para la automatización del sistema, y se muestra un algoritmo para compensar el efecto que la no linealidad de la fotosensibilidad produce sobre la respuesta espectral. Por último, se muestran ejemplos de las prestaciones del sistema, y se discuten sus limitaciones.

En el Capítulo 4, se realiza un estudio sobre las propiedades de polarización de las FBGs: retardo de grupo diferencial (*differential group delay; DGD*), pérdidas dependientes de la polarización (*polarization dependent losses; PDL*) y parámetros de Stokes. Se comprueba como la birrefringencia inducida por la irradiación lateral, junto con la birrefringencia intrínseca de la propia fibra, aunque tiene un efecto inapreciable sobre la respuesta espectral, tiene un efecto muy significativo sobre estas propiedades de polarización. Se modelizan estas propiedades de polarización en función de los parámetros físicos de la FBG, y se realizan medidas experimentales que permiten validar este modelo. Por último, se muestra como estas propiedades de polarización pueden utilizarse para el sensado de tensiones transversales de forma independiente de las variaciones de la temperatura.

En el Capítulo 5, se describe la sensibilidad inherente de las FBGs a variaciones de tensión y de temperatura, y cómo se puede discriminar entre estas dos magnitudes. Se muestra que las FBGs son lo suficientemente estables a largo plazo para ser empleadas como sensores, y se muestran también resultados experimentales que confirman su correcto funcionamiento como sensores de tensiones mecánicas sobre estructuras de hormigón y acero, tanto en tracción como en compresión. Se describe el diseño y fabricación de un sensor multiparamétrico para estructuras de hormigón, es decir, un sensor que es capaz de medir simultáneamente varios de los parámetros físicos implicados en los procesos de degradación de estructuras de hormigón: tensión mecánica, temperatura, humedad y pH. También se muestra el diseño y fabricación de un nuevo tipo de sensor, basado en la introducción de saltos de fase entre FBGs. Por último, se muestra como en el marco del programa europeo OFFSSOHO se ha diseñado e implementado un demostrador experimental de un sistema de interrogación capaz de soportar un elevado número de sensores utilizando fundamentalmente componentes

ópticos disponibles comercialmente, lo que permite obtener un reducido coste por sensor que hace posible su competencia frente a los sensores convencionales.

En el Capítulo 6, se muestran diversas aplicaciones de las FBGs al campo de las telecomunicaciones. En primer lugar, se muestran dos aplicaciones relacionadas con el procesado fotónico de señales de microondas. La primera consiste en la utilización de una FBG para conseguir un filtro fotónico de microondas de muy alta selectividad, y la segunda consiste en utilizar un array de FBGs con saltos de fase para la implementación de un filtro fotónico de microondas con coeficientes complejos y sintonizables. En segundo lugar, se muestra la aplicación de las FBGs para la detección directa de señales DPSK (*“Differential Phase Shift Keying”*), y por último se muestra la aplicación de las FBGs a la codificación y decodificación de señales en sistemas OCDMA (*“Optical Code Division Multiple Access”*), tanto en lo referente a su uso como codificadores y a una evaluación de sus prestaciones, como en lo referente a mejoras en el diseño las FBGs que permiten mejorar el rendimiento de los sistemas OCDMA.

El Capítulo 7 muestra las conclusiones extraídas por el autor sobre este trabajo de tesis, así como una descripción de las líneas futuras a realizar.

El Anexo I muestra una lista de publicaciones en revistas y congresos, tanto nacionales como internacionales, originadas a lo largo de este trabajo de tesis.

El Anexo II muestra los cálculos realizados para la obtención de una expresión analítica para el retardo de grupo diferencial de una red uniforme, que el autor ha considerado demasiado extensos para introducirlos en el Capítulo 4.

En el Anexo III y en el Anexo IV se muestra el esquema eléctrico analógico y digital, respectivamente, del sistema de apuntamiento implementado.

# Capítulo 2

## Redes de difracción de Bragg en fibra

### 2.1 Introducción

En este capítulo se muestra una breve introducción a las redes de difracción de Bragg en fibra (*Fiber Bragg Grating; FBG*). En primer lugar, se introduce el análisis modal de la propagación de la luz en una fibra óptica y se describe como la existencia de una perturbación periódica del índice de refracción es capaz de producir una transferencia de potencia entre los distintos modos. A continuación, se revisa la teoría de acoplo de modos, que proporciona un modelo matemático para las FBGs y además introduce la notación que se utilizará a lo largo de este trabajo de tesis. A partir de estas ecuaciones de acoplo de modos, se obtienen sus soluciones analíticas para los casos en los que esto es posible. Para los casos en los que no existe una solución analítica se proponen diferentes soluciones numéricas. También se plantea el problema inverso, es decir, la obtención de los parámetros físicos de una FBG a partir de su respuesta espectral, o proceso de síntesis. Posteriormente, se presentan los diferentes tipos de FBGs, en función de sus características físicas, se describe brevemente la fotosensibilidad desde una perspectiva histórica y se comentan las diversas técnicas de fabricación de FBGs existentes en la actualidad.

## 2.2 Adaptación de fase en fibras ópticas.

En este apartado se describen los diferentes tipos de modos soportados por una fibra óptica en función de sus propiedades físicas, y como una perturbación periódica del índice de refracción puede producir la transferencia de potencia óptica entre estos modos.

### 2.2.1 Modos en fibras ópticas

La estructura típica de una fibra óptica de silicio consiste en un núcleo de índice de refracción  $n_{co}$ , rodeado por una cubierta de un índice de refracción menor,  $n_{cl}$ . El incremento en el índice de refracción del núcleo se obtiene típicamente dopándolo con germanio. Una fibra de salto de índice como esta puede describirse por medio de dos parámetros: la apertura numérica, NA, y el número  $V$ , definidos como:

$$\begin{aligned} \text{NA} &= \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \\ V &= \frac{2\pi}{\lambda} a \text{NA} \end{aligned} \quad (2.1)$$

donde  $a$  es el radio del núcleo y  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz medida en el vacío [BUC95]. El interfaz núcleo-cubierta proporciona la condición para la reflexión interna total y, consecuentemente, la luz inyectada en el núcleo con un ángulo menor que el ángulo crítico permanece confinada y se propaga a través de este. Este ángulo crítico está directamente relacionado con la apertura numérica. Una fibra óptica de salto de índice soportará luz de manera guiada para longitudes de onda por encima de la condición de corte:

$$\begin{aligned} V &= V_c = 2.405 \\ \lambda_c &= \frac{2\pi}{V_c} a \text{NA} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Las fibras ópticas son recubiertas habitualmente con una capa de acrilato para proporcionarles una mayor resistencia mecánica. El índice de refracción del recubrimiento se escoge de un valor muy similar al de la cubierta para simular una cubierta infinita y minimizar de este modo la posibilidad de que aparezcan modos guiados por la cubierta debido al interfaz entre el silicio y el aire. Sin embargo, para la fabricación de las FBGs, normalmente este recubrimiento es eliminado, lo que significa que además de los modos guiados por el núcleo la fibra también puede soportar un determinado número de modos guiados por la cubierta. Estos modos pueden ser caracterizados por un índice de refracción efectivo,  $n_{eff}$ , que relaciona la constante de propagación con la longitud de onda de la forma:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \quad (2.3)$$

Si se define la constante de propagación del núcleo  $\beta_{co}$  como:

$$\beta_{co} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{co} \quad (2.4)$$

la relación entre esta, la constante de propagación de modos guiados por la cubierta  $\beta_{co}$  y la constante de propagación efectiva vienen relacionadas por la siguiente expresión:

$$\frac{2\pi}{\lambda} < \beta_{cl} < \frac{2\pi}{\lambda} n_{cl} < \beta < \frac{2\pi}{\lambda} n_{co} \quad (2.5)$$

Adicionalmente, la fibra soportará modos radiados (no guiados) cuyas constantes de propagación vendrán dadas por

$$0 < \beta_{rad} < \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.6)$$

## 2.2.2 Redes de difracción en fibras ópticas

Una FBG consiste en una perturbación periódica del índice de refracción del núcleo de una fibra óptica. Normalmente esta perturbación del índice de refracción es fotoinducida. El efecto de esta perturbación es la adaptación de fases entre los diferentes modos soportados por la fibra óptica, con la consiguiente transferencia de potencia óptica entre ellos.

Para el caso de las FBGs (o redes de difracción de periodo corto) con periodo de la perturbación  $\Lambda_0$ , esta adaptación de fases se produce entre los modos contrapropagantes [ERD97] a la longitud de onda de Bragg,  $\lambda_B$ , de modo que:

$$\frac{\pi}{\Lambda_0} + \beta_{co}^- = \beta_{co}^+ \quad (2.7)$$

donde:

$$\beta_{co}^- = -\beta_{co}^+ \quad (2.8)$$

y por lo tanto

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda_0 \quad (2.9)$$

Nótese que en este tipo de redes de difracción el periodo de la perturbación es del orden de 3 veces menor que la longitud de onda de la luz, dado que  $n_{eff}$  tiene un valor típico de 1.45 (de aquí la denominación de estas redes como redes de periodo corto).

Las FBGs también pueden producir adaptación de fases entre un modo propagante guiado por el núcleo y un modo contrapropagante guiado por la cubierta, de acuerdo con la expresión:

$$\lambda = [n_{eff,co} + n_{eff,cl}]\Lambda_0 \quad (2.10)$$

El acoplamiento de potencia entre el modo propagante guiado por el núcleo y un modo contrapropagante guiado por la cubierta, aunque mucho menos intenso que el acoplamiento de Bragg, puede producir una serie de pérdidas significativas visibles en longitudes de onda menores de la longitud de onda de Bragg si la reflectividad de la resonancia fundamental es lo suficientemente alta.

Para el caso de las redes de difracción de periodo largo (*Long Period Gratings; LPG*) o redes en transmisión, la condición de adaptación de fases se produce entre modos copropagantes. Normalmente, el propósito de una LPG es transferir potencia óptica desde el modo guiado por el núcleo hacia los modos guiados por la cubierta. Las longitudes de onda para las que se cumple esta adaptación de fase vienen dadas por lo tanto por la expresión:

$$\lambda = [n_{eff,co} - n_{eff,cl}]\Lambda_0 \quad (2.11)$$

El periodo de la perturbación necesario para conseguir la adaptación de fases entre modos copropagantes es mucho mayor que el requerido para la adaptación entre modos contrapropagantes, de ahí el nombre de redes de difracción de periodo largo.

Dado que la transferencia de luz se produce desde el modo guiado por el núcleo hacia los modos guiados por la cubierta, este tipo de redes de difracción actúan como filtros con pérdidas cuando son empalmadas a fibra con recubrimiento de acrilato.

### 2.3 Teoría de acoplo de modos.

La relación entre la respuesta espectral de una FBG y su correspondiente estructura física se describe usualmente por la teoría de acoplo de modos. La teoría de acoplo de modos es directa, intuitiva, y además modela de forma precisa las propiedades ópticas de la mayoría de las FBGs de interés. La teoría de acoplo de modos se ha descrito en un gran número de textos; un análisis detallado puede encontrarse en [ERD97, SNY83, KOG76, MAR91, POL96]. La notación que va a emplearse en este capítulo es muy similar a las de Snyder y Love [SNY83] y Poladian [POL96]. A lo largo de todo este

trabajo de tesis, se asume que la fibra no tiene pérdidas y que es monomodo en el rango de longitudes de onda de interés. En otras palabras, se toma en consideración un solo modo propagante y otro contrapropagante. Además, se asume la aproximación de guiado débil, es decir, que la diferencia entre el índice de refracción de la cubierta y el del núcleo es muy pequeña. De este modo los campos eléctricos y magnéticos se consideran aproximadamente transversales al eje axial de la fibra, y es posible ignorar los efectos de polarización debidos a la estructura de la fibra y considerar tan solo la ecuación de onda escalar [SNY83]. El eje de la fibra está orientado en la dirección  $+z$  y se asume que el campo eléctrico está polarizado en la dirección  $x$ . La dependencia implícita con el tiempo es de la forma  $\exp(-i\omega t)$ ; por lo tanto, una onda propagante con constante de propagación  $\beta > 0$  y frecuencia  $\omega > 0$  viene definida por la expresión  $\exp[i(\beta z - \omega t)]$ .

La FBG es tratada como una perturbación de la fibra. La fibra sin perturbar tiene un índice de refracción  $n_0(x, y)$  y la fibra perturbada tiene un índice de refracción que varía con  $z$ ,  $n_{pert}(x, y, z)$ .

Se puede aplicar la aproximación de guiado débil a ambas fibras, por lo que se asume que  $n_0 \cong n_{pert} \cong n_{eff} \cong n_{cl}$ , donde  $n_{cl}$  es el índice de refracción de la cubierta y  $n_{eff}$  es el índice efectivo del modo soportado en ausencia de la FBG. Se puede escribir el campo eléctrico total como una superposición del modo propagante y contrapropagante.

$$E_x(x, y, z) = b_{+1}(z)\Psi(x, y) + b_{-1}(z)\Psi(x, y) \quad (2.12)$$

donde los coeficientes  $b_{\pm 1}$  contienen la dependencia con  $z$  de los modos. Resulta evidente que los coeficientes  $b_{\pm 1}$  son dependientes de la frecuencia dado que incluyen el factor de propagación armónico  $\exp(\pm i\beta z)$  con  $\beta = \beta(\omega) = n_{eff} \omega/c = n_{eff} k$  como la constante de propagación escalar. La dependencia transversal se describe por la función  $\Psi$ , que satisface la ecuación de onda escalar para la fibra sin perturbar  $\nabla$

$$\{\nabla_t^2 + k^2 n_0^2(x, y) - \beta^2\}\Psi = 0 \quad (2.13)$$

donde  $\nabla_t^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ , y  $k = \omega/c$  es el número de onda en el vacío. El campo eléctrico total,  $E_x$ , debe satisfacer la ecuación de onda escalar para la fibra perturbada, es decir:

$$\{\nabla_t^2 + k^2 n_{pert}^2(x, y, z) + \partial^2/\partial z^2\}E_x = 0 \quad (2.14)$$

Sustituyendo (2.12) en (2.14), y utilizando (2.13), se obtiene:

$$\frac{d^2}{dz^2}(b_{+1} + b_{-1})\Psi + [\beta^2 + k^2(n_{pert}^2 - n_0^2)](b_{+1} + b_{-1})\Psi = 0 \quad (2.15)$$

Multiplicando por  $\Psi$  e integrando sobre el plano  $xy$  se obtiene:

$$\frac{d^2 b_{+1}}{dz^2} + \frac{d^2 b_{-1}}{dz^2} + (\beta^2 + 2kn_0 D_{11}(z))(b_{+1} + b_{-1}) = 0 \quad (2.16)$$

donde se ha definido el coeficiente  $D_{11}$  como:

$$D_{11}(z) = \frac{\frac{k}{2n_0} \int (n_0^2 - n_{pert}^2) \Psi^2 dA}{\int \Psi^2 dA} \quad (2.17)$$

El índice de refracción  $n_0 \approx n_{eff}$  es un valor aproximado para el índice de refracción del núcleo de la fibra, y la integral se extiende sobre todo el plano  $xy$ . La ecuación (2.16) puede descomponerse en el siguiente conjunto de ecuaciones diferenciales de primer orden [SNY83],

$$\begin{aligned} \frac{db_{+1}}{dz} - i(\beta + D_{11})b_{+1} &= iD_{11}b_{-1} \\ \frac{db_{-1}}{dz} + i(\beta + D_{11})b_{-1} &= -iD_{11}b_{+1} \end{aligned} \quad (2.18)$$

como puede ser fácilmente comprobado sin más que derivar y sumar las dos ecuaciones que aparecen en (2.18).

Esta descomposición corresponde a separar el campo eléctrico total de la ecuación (2.12) en sus componentes propagantes y contrapropagantes. De hecho, cuando  $n_0 = n_{pert}$ , se observa que la solución de la ecuación (2.7) se reduce a  $b_{\pm 1}(z) = B_{\pm 1} \exp(\pm i\beta z)$  con la constante  $B_{\pm 1}$  correspondiendo a los modos propagantes y contrapropagantes. En ausencia de red de difracción,  $n_0 = n_{pert}$ , los modos se propagan sin afectarse el uno al otro; en caso contrario, los modos se acoplan entre ellos de acuerdo a la cantidad  $D_{11}(z)$ .

Para una red de difracción de Bragg, la dependencia con el eje  $z$  de la perturbación del índice de refracción es aproximadamente cuasi-sinusoidal en el sentido de que puede ser descrita por:

$$n_0^2 - n_{pert}^2 = \Delta\epsilon_{r,ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \theta(z)\right) + \Delta\epsilon_{r,dc}(z) \quad (2.19)$$

donde  $\Lambda$  es el periodo escogido en el diseño de la red de difracción, de modo que  $\theta(z)$  se convierte en una función que varía lentamente con  $z$  comparada con el periodo  $\Lambda$ . Las funciones  $\Delta\epsilon_{r,ac}(z)$  y  $\Delta\epsilon_{r,dc}(z)$  son reales, varían lentamente, y satisfacen:

$$|\Delta\epsilon_{r,ac}| \ll n_{co}^2; \quad |\Delta\epsilon_{r,dc}| \ll n_{co}^2 \quad (2.20)$$

Por lo tanto, es conveniente expresar  $D_{11}$  como una función cuasi-sinusoidal

$$D_{11}(z) = \kappa(z) \exp\left(i \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) + \kappa^*(z) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) + \sigma(z) \quad (2.21)$$

donde  $\kappa(z)$  es una función compleja que varía lentamente con  $z$ , y  $\sigma(z)$  es una función real que también varía lentamente con  $z$  y que incorpora la variación del índice de refracción de  $\Delta\epsilon_{dc}$ . Para simplificar (2.18), se definen unas nuevas amplitudes  $u(z)$  y  $v(z)$  que cumplen:

$$\begin{aligned} b_{+1}(z) &= u(z) \exp\left(+i \frac{\pi}{\Lambda} z\right) \exp\left(+i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \\ b_{-1}(z) &= v(z) \exp\left(-i \frac{\pi}{\Lambda} z\right) \exp\left(-i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \end{aligned} \quad (2.22)$$

Sustituyendo (2.21) y (2.22) en las ecuaciones (2.18) e ignorando los términos que oscilan rápidamente dado que contribuyen muy poco al incremento y decremento de las amplitudes, se llega a las ecuaciones de acoplo de modos:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dz} &= +i\delta u + q(z)v \\ \frac{dv}{dz} &= -i\delta v + q^*(z)u \end{aligned} \quad (2.23)$$

En la ecuación (2.23) se ha definido la desintonía como  $\delta = \beta - \pi/\Lambda$  y el coeficiente de acoplo  $q$  de la red de difracción de Bragg como:

$$q(z) = i\kappa(z) \exp\left(-2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \quad (2.24)$$

Obsérvese que todos los factores de fase en la ecuación (2.22) son independientes de la constante de propagación  $\beta$ , y por lo tanto de la frecuencia. Debido a esto, es posible considerar a las nuevas variables  $u$  y  $v$  como los propios campos una vez que los planos de referencia han sido fijados, dado que difieren de  $b_{\pm 1}$  tan sólo por factores de fase constante. Por ejemplo, el coeficiente de reflexión  $b_{-1}(z_0)/b_{+1}(z_0)$  puede calcularse también por la expresión  $v(z_0)/u(z_0)$  una vez que la posición de  $z_0$  ha sido fijada, dado

que las dos expresiones tan solo difieren en un factor de fase constante. Se debe destacar también que las funciones  $u$ ,  $v$  y  $q$  varían lentamente con  $z$  en comparación con el periodo  $\Lambda$  porque  $\beta \approx \pi/\Lambda$  cuando la longitud de onda está próxima a la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B = 2 n_{eff} \Lambda$ .

Para comprender el significado físico del coeficiente de acoplo, se va a examinar la relación entre este coeficiente y los parámetros físicos de la red de difracción de Bragg. Usualmente, para una red de difracción de Bragg, el cambio en el índice de refracción es inducido tan solo en el núcleo de la fibra óptica, es decir,  $n_0 = n_{pert}$  en la cubierta. Además, si se asume que el índice de refracción es creado uniformemente en el núcleo, la ecuación (2.17) resulta:

$$D_{11}(z) = \frac{k}{2n_0} (n_0^2 - n_{pert}^2) \eta \quad (2.25)$$

donde  $\eta$  es la fracción de potencia del modo fundamental que está contenida en el núcleo de la fibra. Sustituyendo (2.19) en (2.25), y por comparación con (2.21), se obtiene  $2|\kappa| = \eta k \Delta \epsilon_{r,ac} / 2n_{co}$ ,  $\theta = \arg(\kappa)$ , y  $\sigma = \eta k \Delta \epsilon_{r,dc} / 2n_{co}$ . Debido a que la variación del índice de refracción es pequeña se puede aproximar  $\Delta \epsilon_{r,ac} = \Delta(n_{co}^2) = 2n_{co} \Delta n$ , y aplicando (2.24) se obtiene:

$$\begin{aligned} |q(z)| &= \frac{\eta \pi \Delta n_{ac}(z)}{\lambda} \\ \arg q(z) &= \theta(z) - 2\eta k \int_0^z \Delta n_{dc}(z') dz' + \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Nótese que dado que la perturbación del índice es pequeña, la ecuación (2.19) puede escribirse:

$$n_0^2 - n_{pert}^2 = \Delta n_{ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \theta(z)\right) + \Delta n_{dc}(z) \quad (2.27)$$

donde  $\Delta n_{ac}(z)$  y  $\Delta n_{dc}(z)$  son las variaciones de índice "ac" y "dc" respectivamente, y se ha empleado la aproximación  $n_0^2 - n_{pert}^2 \approx 2n_{co}(n_0 - n_{pert})$ . Por lo tanto, se puede interpretar físicamente el coeficiente de acoplo del siguiente modo; el módulo de  $q$  es proporcional a la amplitud de modulación del índice de refracción, o a la modulación pico-pico de la variación del índice. La fase de  $q$  corresponde al exceso de fase óptica o a la envolvente de fase de la red de Bragg; el término  $\theta(z)$  es la fase espacial de la red y el término integral en (2.26) proporciona la modificación óptica a la fase espacial debido al incremento en el índice dc. La derivada de la fase de  $q$  proporciona la frecuencia espacial efectiva adicional a  $2\pi/\Lambda$ .

$$\frac{d \arg q}{dz} = \frac{d\theta}{dz} - 2\eta k \Delta n_{dc}(z) \quad (2.28)$$

Esto se traduce en una periodicidad efectiva de la red de Bragg de:

$$\Lambda_{eff}(z) = \Lambda \left( 1 + \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{d\theta}{dz} - \eta \frac{\Delta n_{dc}(z)}{n_{eff}} \right)^{-1} \quad (2.29)$$

para  $\lambda \approx \lambda_B$ . En la literatura, en ocasiones el impacto del cambio en el índice  $dc$  se incorpora en  $\theta(z)$ . En este caso se obtiene  $q = i\kappa$ . Nótese sin embargo que  $\kappa$  se define de diversos modos, y puede incluir o no la fase de la red de Bragg y/o la fase debida a la variación del índice  $dc$ .

Se puede resumir el modelo teórico de la red de Bragg visto hasta el momento del siguiente modo. La red de Bragg está caracterizada por las siguientes magnitudes: la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B$ , el índice de refracción efectivo  $n_{eff}$ , y el coeficiente de acoplo complejo de variación lenta  $q(z)$ . El módulo del coeficiente de acoplo determina la fuerza de la red de Bragg o la amplitud del índice de modulación, mientras que la fase se corresponde con la envolvente de fase de la red. Las envolventes de los campos propagantes y contrapropagantes están acopladas mutuamente por las ecuaciones de acoplo de modos:

$$\begin{aligned} \frac{du(z, \delta)}{dz} &= +i\delta u + q(z)v \\ \frac{dv(z, \delta)}{dz} &= -i\delta v + q^*(z)u \end{aligned} \quad (2.30)$$

donde  $\delta$  es proporcional a la desintonía en frecuencia respecto a la frecuencia de Bragg de diseño.

$$\delta = \beta - \pi/\Lambda = (\omega - \omega_B)n_{eff}/c, \quad \omega_B = 2\pi c/\lambda_B \quad (2.31)$$

Este modelo se utiliza como base teórica a lo largo del presente trabajo de tesis.

## 2.4 Soluciones analíticas a las ecuaciones de acoplo de modos.

Cualquier solución  $\{u, v\}$  a las ecuaciones de acoplo de modos debe satisfacer la ecuación (2.30) y dos condiciones de contorno apropiadas. Por ejemplo, las condiciones de contorno  $u(0, \delta) = 1$  y  $v(L, \delta) = 0$  proporcionan el coeficiente de reflexión  $r(\delta) = v(0, \delta)$  y el coeficiente de transmisión  $t(\delta) = u(L, \delta)$  de una red de Bragg situada en  $0 \leq z \leq L$ . Existen dos casos importantes bien conocidos en los que es posible obtener

soluciones cerradas para las ecuaciones de acoplo de modos: las redes de Bragg débiles para las que es posible aplicar la aproximación de Born de primer orden [KOG76], y para redes de Bragg uniformes en las que  $q(z) = \text{const.}$  [KOG90]. Las condiciones de contorno mencionadas anteriormente se utilizarán en ambos casos.

### 2.4.1 Redes de Bragg débiles.

Una red de Bragg débil tiene poca influencia en las ondas que se propagan por la fibra óptica. En el límite  $q \rightarrow 0$ , las ecuaciones de acoplo de modos proporcionan las soluciones triviales  $u = u_0 \exp(i\delta z)$  y  $v = v_0 \exp(-i\delta z)$ . Con las condiciones de contorno mencionadas en el apartado anterior, estas soluciones se reducen a  $u = \exp(i\delta z)$  y  $v = 0$ . La aproximación de Born de primer orden significa en este caso que la onda propagante  $u$  no se ve afectada por la red de Bragg, es decir,  $u = \exp(i\delta z)$ . Esta expresión se introduce en la última expresión de (2.30), e integrando la ecuación diferencial de primer orden resultante y utilizando las condiciones de contorno  $v(0, \delta) = r(\delta)$  y  $v(\infty, \delta) = 0$ , se obtiene:

$$r(\delta) = -\frac{1}{2} \int_0^{\infty} q^* \left( \frac{z}{2} \right) \exp(i\delta z) dz \quad (2.32)$$

A partir de esta ecuación se puede observar que, en la aproximación de Born de primer orden, las funciones  $r(\delta)$  y  $-1/2q^*(z/2)$  forman un par transformado de Fourier, y también:

$$-\frac{1}{2} q^* \left( \frac{z}{2} \right) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\delta) e(-i\delta z) dz \quad (2.33)$$

Como regla de trabajo, estas relaciones para redes de difracción de Bragg son válidas únicamente para reflectividades bajas, o si el área del coeficiente de acoplo  $\int |q(z)| dz$  es pequeña. Aunque las relaciones de Fourier no son válidas para redes de Bragg más fuertes, la mayor parte de la “intuición” obtenida a partir del análisis de Fourier sigue siendo válida.

### 2.4.2 Redes de Bragg uniformes.

Una FBG uniforme presenta un coeficiente de acoplo uniforme sobre un rango limitado  $0 \leq z \leq L$ , donde  $L$  es la longitud de la FBG. En esta situación, las ecuaciones de acoplo de modos pueden resolverse de forma analítica. Diferenciando la ecuación (2.30) y sustituyendo las derivadas por las ecuaciones originales, se obtiene  $d^2 u/dz^2 = (|q|^2 - \delta^2)u$  y  $d^2 v/dz^2 = (|q|^2 - \delta^2)v$ . Resolviendo estas sencillas ecuaciones, se obtienen expresiones para  $u$  y  $v$  que son funciones de cuatro constantes. Los valores de estas constantes se obtienen sustituyendo las expresiones en las ecuaciones de acoplo de

modos originales y aplicando las dos condiciones de contorno. El coeficiente de reflexión resultante es:

$$r(\delta) = \frac{-q^* \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)} \quad (2.34)$$

donde se ha definido el parámetro  $\gamma^2 = |q|^2 - \delta^2$ . El coeficiente de transmisión queda:

$$t(\delta) = \frac{\gamma}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)} \quad (2.35)$$

Se puede comprobar que ambos coeficientes son funciones meromorfas. Mientras el coeficiente de reflexión presenta polos y ceros, el coeficiente de transmisión no presenta ningún cero. Como se comprobará posteriormente en este capítulo, este comportamiento es típico para todos los tipos de redes de Bragg, no solo para las uniformes. Además, en el límite de redes de Bragg débiles, el coeficiente de reflexión queda reducido a  $r(\delta) = -q^* \text{Exp}(i\delta L) \text{sinc}(\delta L)$ , donde  $\text{sinc } x = \sin x/x$ , lo cual es consistente con la relación de Fourier mostrada en (2.32).

## 2.5 Soluciones numéricas a las ecuaciones de acoplo de modos.

Existen una gran variedad de métodos para el cálculo del espectro en reflexión y en transmisión de redes de Bragg no uniformes. En este apartado se describen tan sólo los tres métodos más comúnmente utilizados, uno de los cuales resulta especialmente interesante porque es análogo al método de síntesis que se muestra en el apartado 2.6. En el primer método, las ecuaciones de acoplo de modos son integradas utilizando algoritmos Runge-Kutta, mientras que en el segundo método, el de la matriz de transferencia [ERD97], la red de difracción es dividida en pequeñas secciones. Estas secciones son aproximadas a redes uniformes, y el espectro global se obtiene por la multiplicación de las matrices de transferencia de cada sección. Finalmente, se presenta un método menos conocido en el cual la red de Bragg es discretizada en una pila de reflectores complejos discretos. El espectro global se obtiene entonces utilizando una simple expresión recursiva. Este algoritmo es de algún modo similar al método de Rouard para películas ópticas finas que ha sido aplicado previamente a filtros en guías de onda corrugadas [WEL85]. La diferencia entre la aproximación en [WEL85] y la aproximación que se muestra en este capítulo es que en el método de Rouard se muestrea la estructura en tantas secciones como periodos tiene la estructura, mientras que en la presente aproximación se utilizan tan solo las secciones necesarias para representar el coeficiente complejo (que varía lentamente) con suficiente precisión. Como se verá en el apartado 2.6, se menciona este método porque es la contrapartida directa de la reconstrucción multicapa o algoritmo de síntesis, que permite obtener el coeficiente de acoplo de una red de Bragg a partir de su respuesta espectral compleja. [FEC99].

### 2.5.1 Integración numérica directa.

Definido  $r(z, \delta) = v(z, \delta)/u(z, \delta)$ , derivando  $r(z, \delta)$  respecto de  $z$  y sustituyendo en la ecuación de acoplo de modos (2.30), se obtiene la ecuación de Ricatti:

$$\frac{dr(z, \delta)}{dz} = -2i\delta i - q(z)r^2 + q^*(z) \quad (2.36)$$

Aplicando la condición de contorno  $r(L, \delta) = 0$ , se puede comenzar el cálculo al final de la red de Bragg y utilizar el algoritmo de Runge-Kutta para propagar las soluciones de la ecuación hacia  $z = 0$ . El coeficiente de reflexión de la FBG resulta  $r(\delta) = r(0, \delta)$ . Pese a que este método es muy simple, el número de iteraciones del método de Runge-Kutta debe de ser grande para garantizar la convergencia. Debido a esto, el algoritmo puede ser relativamente lento en algunas situaciones comparado con los dos métodos siguientes.

### 2.5.2 Método de las matrices de transferencia.

En este método se divide la red de Bragg en un número suficiente de secciones  $N$ , de modo que cada sección pueda ser tratada aproximadamente como uniforme. Sea la longitud de la sección  $\Delta = L/N$ . Aplicando las condiciones de contorno apropiadas y resolviendo las ecuaciones de acoplo de modos de forma similar a la descrita en el apartado 2.3.2 para el caso de FBGs uniformes, se obtiene la siguiente relación matricial entre los campos en  $z$  y en  $z + \Delta$ :

$$\begin{bmatrix} u(z + \Delta) \\ v(z + \Delta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma\Delta) + i\frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma\Delta) & \frac{q}{\gamma} \sinh(\gamma\Delta) \\ \frac{q^*}{\gamma} \sinh(\gamma\Delta) & \cosh(\gamma\Delta) - i\frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma\Delta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(z) \\ v(z) \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

De este modo es posible conectar los campos en los dos extremos de la red de Bragg a través de la expresión:

$$\begin{bmatrix} u(L) \\ v(L) \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} u(0) \\ v(0) \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

donde  $T = T_N \cdot T_{N-1} \cdot \dots \cdot T_1$  es la matriz de transferencia global. La matriz  $T_j$  es la matriz de transferencia descrita en (2.37) siendo  $q = q_j = q(j\Delta)$  el coeficiente de acoplo de la sección  $j$ -ésima. Como resultado,  $T$  es una matriz  $2 \times 2$ .

$$T = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

Una vez se ha hallado  $T$ , el coeficiente de reflexión y el coeficiente de transmisión son calculados mediante las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} r(\delta) &= -T_{21}/T_{22} \\ t(\delta) &= 1/T_{22} \end{aligned} \quad (2.40)$$

obtenidas por sustitución de las condiciones de contorno apropiadas en la ecuación (2.38). Las ventajas de este método son que es estable y también eficiente, dado que relativamente pocas secciones son necesarias para analizar con precisión la redes de Bragg más comunes.

### 2.5.3 Método del modelo de la red de Bragg discretizada.

En lugar de realizar la discretización de la red de Bragg en trozos uniformes, es posible discretizar la red de Bragg de modo que se convierta en una pila de reflectores discretos complejos. De este modo, cada una de las matrices  $T_j$  del apartado anterior serían reemplazadas por  $T^{\Delta} \cdot T_j^p$ , donde:

$$T^{\Delta} = \begin{bmatrix} \exp(i\delta\Delta) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta\Delta) \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

es la matriz de propagación pura, obtenida aproximando  $q \rightarrow 0$  en la matriz de la ecuación (2.37), y:

$$T_j^p = (1 - |\rho_j|^2)^{-1/2} \begin{bmatrix} 1 & -\rho_j^* \\ -\rho_j & 1 \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

es la matriz del reflector discreto obtenido aproximando  $q \rightarrow \infty$  mientras se mantiene  $q\Delta$  constante. El coeficiente de reflexión discreto viene dado por  $\rho_j = -\tanh(|q_j|\Delta)q_j^*/|q_j|$ . Es inmediato mostrar que la tarea de propagar los campos utilizando  $T^{\Delta} \cdot T_j^p$ , del mismo modo que en (2.37), es equivalente a la ecuación recursiva:

$$r(z, \delta) = \frac{\rho_j + r(z + \Delta, \delta)\exp(2i\delta\Delta)}{1 + \rho_j^* r(z + \Delta, \delta)\exp(2i\delta\Delta)} \quad (2.43)$$

análogamente a la ecuación (2.36). El coeficiente de reflexión de la FBG se obtiene fijando  $r(L, \delta) = 0$  y entonces aplicando la ecuación (2.43) para propagar  $r(z, \delta)$  hacia  $z = 0$ , obteniendo el espectro  $r(\delta) = r(0, \delta)$ . En contraste con el método de integración numérica directa, la propagación de  $r(z, \delta)$  es exacta para el modelo discretizado, y la estabilidad numérica es tan buena como para el método de la matriz de transferencia. Además, este método es muy rápido, más que el método de la matriz de transferencia.

Estos dos últimos métodos son exactos una vez la red de Bragg ha sido discretizada; los errores computacionales se deben a la discretización. En la aproximación de la matriz de transferencia, el coeficiente de acoplo se asume que es uniforme en la sección muestreada, es decir,  $q(z)$  tiene un perfil escalonado. En contraste,  $q(z)$  tiene un perfil “tipo peine” en el modelo discretizado. En el límite de redes de Bragg débiles, la segunda discretización es más precisa en el ancho de banda de interés. Esto es evidente si se considera que una vez que  $q(z)$  es muestreado con un número suficiente de puntos de acuerdo al teorema de Nyquist, el espectro es representado exactamente en el ancho de banda de interés. El espectro de la aproximación basada en las secciones muestreadas uniformes consistirá en el espectro exacto pero multiplicado por una función *sinc* (ancha), y debido a esto existirán inexactitudes en la región de interés. Para redes de Bragg fuertes, la situación es la opuesta porque la relación de Fourier deja de cumplirse, y la aproximación de las secciones uniformes modela de forma más precisa las reflexiones múltiples en el interior de cada sección.

## 2.6 Síntesis de redes de difracción de Bragg.

El problema de la síntesis de una red de Bragg consiste en encontrar el coeficiente de acoplo complejo  $q(z)$  que corresponde o se aproxima a una respuesta en reflexión deseada  $r(\delta)$ . La aproximación más sencilla a este problema es utilizar la relación de Fourier desarrollada en el apartado 2.3.1 obtenida a partir de la aproximación de primer orden de Born. Evidentemente, este método solo puede aplicarse a redes de Bragg débiles. Para redes de Bragg de alta reflectividad, se puede obtener el coeficiente de acoplo complejo utilizando técnicas clásicas de propagación inversa (inverse scattering) Song y Shin [SON85] demostraron como es posible diseñar redes de difracción resolviendo dos ecuaciones integrales acopladas conocidas como las ecuaciones Gel'fand-Levitan-Marchenko (*GLM*). Su aproximación es exacta, pero el coeficiente de reflexión debe ser una función racional. Posteriormente, Frangos y Jaggard propusieron dos aproximaciones numéricas diferentes [FRA91, FRA95] para resolver las ecuaciones *GLM* sin la limitación racional sobre  $r(\delta)$ . Similarmente, Peral et al. [PER96] propusieron un método numérico iterativo para resolver las ecuaciones *GLM* con el propósito de diseñar redes de difracción de Bragg. Estas aproximaciones basadas en la resolución de las ecuaciones *GLM* presentan como principales inconvenientes la falta de precisión [SON85] o el alto coste computacional [PER96].

En 1999, Feced et al. [FEC99] emplearon técnicas de reconstrucción capa a capa (“layer peeling algorithms”) para la síntesis de redes de difracción de Bragg. J. Skaar formuló posteriormente este método de una manera más sencilla [SKA01]. Este método se basaba en la discretización de la red de Bragg en reflectores individuales, tal y como se describió en el apartado 2.4.3, por lo que es llamado “método multicapa discreto” (“*Discrete layer peeling*”; *DLP*). Al mismo tiempo, Poladian propuso el equivalente continuo al método *DLP*, denominado “método multicapa continuo” (“*Continuous layer*

*peeling*”; CLP) [POL00]. Ambos métodos son equivalentes, siendo el CLP esencialmente idéntico al DLP en el caso límite de una discretización infinitesimal. El DLP es significativamente más rápido y más estable que el CLP, mientras que el CLP ofrece algunas ventajas en cuanto a flexibilidad.

Posteriormente, han aparecido dos nuevos métodos de síntesis de redes de Bragg: por un lado el desarrollado por Rosenthal y Horowitz [ROS03] que utiliza la discretización por capas y dentro de cada capa la resolución de las ecuaciones de Gelfand-Levitan-Marchenko permitiendo la reconstrucción de redes de difracción de muy alto valor de reflectividad. Por otro lado, el método basado en las matrices V-I que permite también la reconstrucción de redes de difracción de muy alta reflectividad y al mismo tiempo proporciona una mayor precisión espectral y una más simple e intuitiva programación e interpretación de los resultados [CAP04]

En el siguiente apartado se va a describir en detalle el método de síntesis DLP, por ser el empleado a lo largo de este trabajo de tesis al proporcionar una relación óptima entre estabilidad, rapidez, y sencillez de implementación.

### 2.6.1 Método multicapa discreto.

El punto de partida para la discretización es la bien conocida matriz de transferencia T de una red de difracción de Bragg, ya mostrada en el apartado 2.5.2 que conecta los campos en el plano  $z+\Delta$  con los campos en el plano  $z$ ,

$$\begin{bmatrix} u(z+\Delta) \\ v(z+\Delta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma\Delta) + i\frac{\delta}{\gamma}\sinh(\gamma\Delta) & \frac{q}{\gamma}\sinh(\gamma\Delta) \\ \frac{q^*}{\gamma}\sinh(\gamma\Delta) & \cosh(\gamma\Delta) - i\frac{\delta}{\gamma}\sinh(\gamma\Delta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(z) \\ v(z) \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

donde  $u(z,\delta)$  y  $v(z,\delta)$  son las amplitudes de variación lenta de los campos propagante y contrapropagante respectivamente, y  $\gamma$ ,  $q$  y  $\delta$  ya han sido definidos en el presente capítulo. La red de Bragg se asume que es uniforme en el intervalo  $[z, z+\Delta]$ . Como se ha mostrado en el método del modelo de la FBG discretizada descrito en el apartado 2.5.3, la matriz T de cada intervalo,  $T_j$ , puede descomponerse en el producto de dos matrices,  $T^{\Delta} \cdot T_j^p$ , donde la primera de ellas describe la propagación pura de los campos, y la segunda representa un reflector discreto complejo.

$$T^{\Delta} = \begin{bmatrix} \exp(i\delta\Delta) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta\Delta) \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

$$T_j^p = (1 - |\rho_j|^2)^{-1/2} \begin{bmatrix} 1 & -\rho_j^* \\ -\rho_j & 1 \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

donde el coeficiente de reflexión complejo discreto viene dado por

$$\rho = -\tanh(|q|\Delta) \frac{q^*}{|q|} \quad (2.47)$$

Un esquema del modelo discretizado se muestra en la figura 2.1.

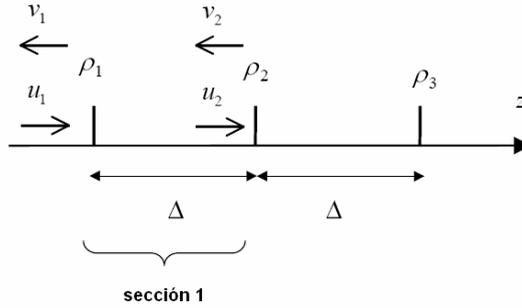


Figura 2.1. Modelo discretizado de una red de Bragg.

El modelo discreto de la red de Bragg completa es pues una serie de  $N$  reflectores discretos complejos con una separación  $\Delta$  entre ellos. A partir de una coeficiente de reflexión complejo realizable,  $r_j(\delta)$ , el objetivo es reconstruir las amplitudes complejas de cada reflector discreto,  $\rho_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, N$ . De acuerdo con la figura 2.1, se definen los campos propagantes y contrapropagantes anteriores a la sección  $j$ -ésima como  $u_j(\delta)$  y  $v_j(\delta)$  respectivamente. Los campos antes de la primera sección son

$$\begin{bmatrix} u_1(\delta) \\ v_1(\delta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ r_1(\delta) \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

Para encontrar la amplitud del primer reflector discreto este método utiliza el argumento de la causalidad. La respuesta impulsiva de la pila de reflectores para el instante  $t = 0$  es independiente de los reflectores  $\rho_j$  donde  $j \geq 2$  debido a que la luz no tiene el tiempo suficiente para propagarse hasta ni desde el segundo reflector. De este modo, si se observa la respuesta impulsiva de la pila de reflectores para  $t = 0$  se obtiene la misma respuesta que si solo el primer reflector estuviera presente. De este modo es posible calcular  $\rho_1$  a partir de la transformada inversa de Fourier de  $r_1(\delta) = v_1(\delta)/u_1(\delta)$  evaluada en el instante  $t = 0$ . Dado que ahora el valor de  $\rho_1$  es conocido, podemos utilizar  $T^{\Delta} \cdot T_1^{\rho}$  para transferir los campos hasta la sección siguiente. En este momento la situación en el segundo reflector es idéntica a la del primer reflector, con la diferencia que la primera capa ha sido eliminada o "pelada" (del inglés "peeled off", lo que da nombre al algoritmo). Este procedimiento puede repetirse hasta que la amplitud de cada uno de los reflectores ha sido determinada. El coeficiente de acoplamiento puede determinarse entonces a partir de la ecuación (2.47).

A partir de las ecuaciones (2.45) y (2.46) es inmediato demostrar que la tarea de transferir los campos a partir del producto de matrices  $T^{\Delta} \cdot T_j^{\rho}$  puede describirse en término de reflectividades locales por medio de la siguiente ecuación.

$$r_{j+1}(\delta) = \exp(-i2\delta\Delta) \frac{r_j(\delta) - \rho_j}{1 - \rho_j^* r_j^*(\delta)} \quad (2.49)$$

donde  $r_j(\delta) = v_j(\delta)/u_j(\delta)$ .

Para obtener una expresión explícita con la que determinar  $\rho_1$  a partir de la transformada inversa de Fourier, se observa que el espectro  $r_1(\delta)$  puede escribirse como la transformada de Fourier en tiempo discreto de la respuesta impulsional  $h_1(\tau)$

$$r_1(\delta) = \sum_{\tau=0}^{\infty} h_1(\tau) \exp(i\delta\tau 2\Delta) \quad (2.50)$$

debido a que la respuesta impulsiva es discreta con periodo de muestreo  $2\Delta$ , el cual es igual a la longitud de propagación de ida y vuelta entre capas sucesivas. Se ha definido  $\tau = t / 2\Delta$  como la variable de tiempo discreto y  $t$  como el tiempo normalizado. Dado que la respuesta impulsiva para  $\tau = 0$  es la misma que si solo estuviera presente el primer reflector,  $\rho_1$  es simplemente el cero-ésimo coeficiente de Fourier de la serie (2.50), es decir:

$$\rho_1 = h_1(0) = \frac{\Delta}{\pi} \int_{-\pi/2\Delta}^{+\pi/2\Delta} r_1(\delta) d\delta \quad (2.51)$$

Para la implementación numérica, el cálculo de  $\rho_1$  como la transformada de Fourier inversa de  $r_1(\delta)$  puede obtenerse por medio de la transformada de Fourier discreta:

$$\rho_1 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M r_1(m) \quad (2.52)$$

donde  $r_1(m)$  representa una versión discreta del espectro  $r_1(\delta)$  en el rango  $|\delta| \leq \pi/2\Delta$ , y  $M \geq N$  es el número de longitudes de onda en el espectro.

Para garantizar la causalidad de la respuesta espectral deseada, la respuesta impulsiva deseada,  $h_1(\tau)$ , debe de ser distinta de cero para  $\tau \geq 0$ , y si fuera necesario, debería ser apodizada para reducir el fenómeno de Gibbs, y desplazada de modo que comience en  $\tau = 0$  [FEC99]. La ventana de apodización reduce las oscilaciones indeseables del espectro debido a la longitud finita de la respuesta impulsiva deseada representada en un ordenador. Obsérvese que  $M$ , el número de longitudes de onda en el espectro discreto, que es igual al número de puntos de la respuesta impulsiva, debe ser mayor o igual que el número de capas,  $N$ .

## 2.7 Tipos más comunes de FBGs.

Las características de la perturbación periódica del índice de refracción que forman la FBG no tienen que ser necesariamente constantes a lo largo de toda su longitud. Variando adecuadamente la amplitud y el periodo de la perturbación es posible modificar la respuesta espectral de la estructura, tanto en módulo como en fase. Esto permite fabricar FBGs con un rango de respuestas espectrales muy amplio. En este

apartado se describen los tipos de FBGs más comunes en función de la amplitud y el periodo de la perturbación del índice de refracción.

### 2.7.1 FBGs uniformes.

Una FBG uniforme comprende una región de la fibra óptica donde tanto la modulación del índice de refracción como el periodo espacial permanecen constantes. Este tipo de FBGs se caracterizan espectralmente por presentar una estrecha banda de reflexión a la longitud de onda a la cual la estructura proporciona una adaptación de fase perfecta entre el modo guiado propagante y contrapropagante. Esta banda de reflexión o lóbulo principal, está rodeada por lóbulos secundarios separados una distancia bien definida y que se extienden a lo largo de una región muy grande del espectro. En la figura 2.2 se muestra la reflectividad (a) y el retardo de grupo (b) respectivamente de una red de 25 mm de longitud para diversos valores de la amplitud de modulación del índice de refracción.

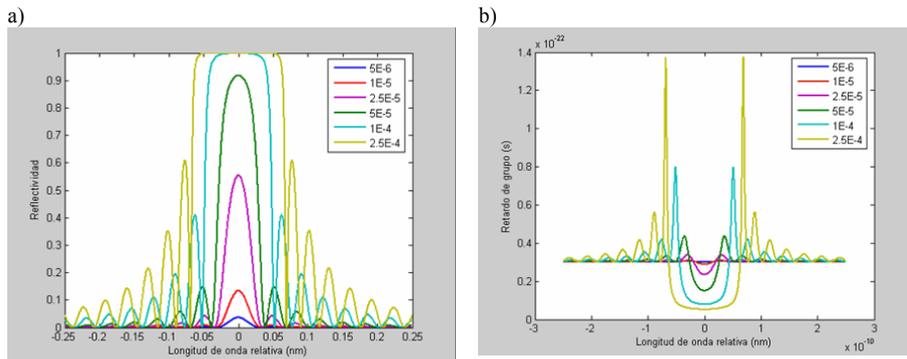
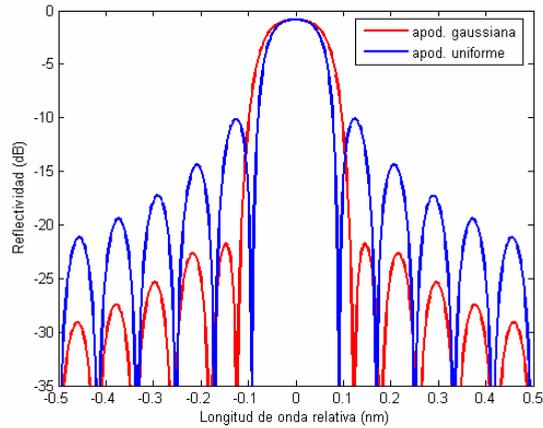


Figura 2.2. Reflectividad (a) y retardo de grupo (b) de una FBG uniforme.

La aplicación principal de las FBGs uniformes es el filtrado. Sin embargo, la utilidad de estos dispositivos como filtros ópticos está limitada por el bajo contraste entre la reflectividad del lóbulo principal y de los lóbulos secundarios.

### 2.7.2 FBGs apodizadas.

El problema del bajo contraste entre el lóbulo principal y los lóbulos secundarios de las FBGs uniformes puede resolverse reduciendo el valor de la amplitud de modulación del índice de refracción hasta hacerlo igual a cero en ambos extremos de la FBG. Esta modificación de la FBG es llamada apodización [MAT74, CRO77]. El efecto principal de la apodización es reducir el nivel de reflectividad de los lóbulos secundarios. El nivel de reducción en la reflectividad de los lóbulos secundarios depende del perfil de apodización escogido. En la figura 2.3 se muestra la reflectividad y el retardo de grupo de una FBG apodizada (apodización gaussiana) comparados con los de una FBG equivalente sin apodizar.



**Figura 2.3.** Reflectividad de una FBG con apodización gaussiana (roja) comparada con la reflectividad de una FBG uniforme equivalente (azul).

### 2.7.3 FBGs de periodo variable o con chirp.

Las FBGs uniformes y apodizadas son utilizadas en aplicaciones de filtrado, de modo que su condición de adaptación entre modos selectiva en frecuencia es utilizada para seleccionar (cuando se usan en reflexión) o para atenuar (cuando se usan en transmisión) un estrecho intervalo de longitudes de onda que cumplen esta condición. Sin embargo, variando el periodo de la perturbación del índice de refracción a lo largo de la longitud de la FBG se consigue que la condición de adaptación de fase sea dependiente de la distancia. Es decir, el ancho de banda del espectro en reflexión de una FBG con chirp se ensancha debido a que distintas longitudes de onda son reflejadas en diferentes puntos dentro de la FBG. Esto tiene una aplicación práctica inmediata a la compensación de la dispersión cromática [LOH96, ENN97, COL97-1], al provocar que diferentes longitudes de onda se reflejen en posiciones distintas y por lo tanto se introduzca un retardo entre ellas controlable por medio de la variación del periodo de la FBG.

En la figura 2.4 se muestra la reflectividad (a) y el retardo de grupo (b) de una FBG con chirp lineal. La amplitud de la FBG ha sido apodizada para reducir el rizado de la respuesta espectral [CRO77]

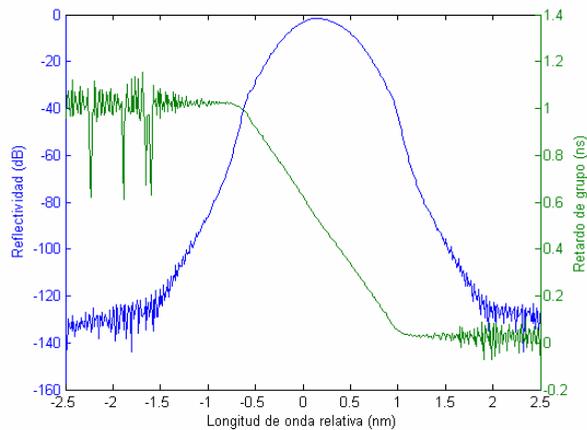


Figura 2.4. Reflectividad (azul) y retardo de grupo (verde) de una FBG con chirp lineal.

### 2.7.4 FBGs superestructuradas.

Las FBGs superestructuradas son aquellas que presentan una periodicidad espacial en la modulación de la variación del índice de refracción. La principal aplicación de este tipo de FBGs es fabricar respuestas espectrales multicanal. En ese caso la envolvente es periódica, la longitud de la sección que se repite determina la separación espectral entre las resonancias, y la forma de la envolvente en la sección que se repite determina la forma de la respuesta espectral considerando el conjunto de todas las resonancias. En la figura 2.5 se muestra el perfil y la respuesta espectral de una FBG de este tipo.

FBGs de este tipo han sido fabricadas para obtener filtros sin dispersión [IBS98] y compensadores de dispersión con una respuesta espectral extremadamente plana [DUR00].

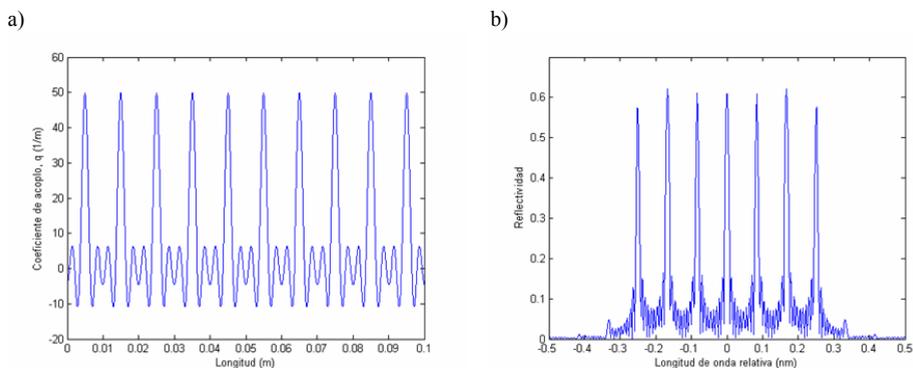


Figura 2.5. Perfil (a) y reflectividad (b) de una FBG superestructurada.

## 2.8 Fotosensibilidad: una perspectiva histórica.

Una vez descrito el funcionamiento de una FBG, su modelado teórico, y los diferentes tipos de FBGs existentes en función de sus parámetros físicos, en este apartado se va a explicar como se descubrió el fenómeno de la fotosensibilidad en las fibras ópticas y como este descubrimiento dió lugar a la aparición de las primeras FBGs.

Cabe destacar que después de aproximadamente 30 años desde el descubrimiento de las FBGs, todavía no existe una descripción definitiva de los mecanismos físicos responsables de la fotosensibilidad en las fibras ópticas. Por lo tanto en este apartado tan solo se pretende describir el fenómeno de la fotosensibilidad desde una perspectiva histórica. Se puede encontrar una buena revisión de los mecanismos fotosensibles en [OTH99].

En un experimento llevado a cabo en 1978 en el Centro de Investigaciones de Canadá, un grupo de investigadores dirigidos por Hill inyectaron un haz de luz intenso proveniente de un láser de Argón en una fibra óptica dopada con germanio [HIL78, KAW78]. Después de algunos minutos, se observó una fuerte reducción de la potencia óptica transmitida por la fibra. Análisis espectrales posteriores mostraron que la fibra estaba actuando como un reflector muy selectivo en frecuencia para la longitud de onda de la radiación láser (488 nm). Ese fue el momento del nacimiento histórico de las redes de difracción de Bragg en fibra [HIL97].

Lo que había sucedido era que la luz reflejada parcialmente por uno de los extremos de la fibra había formado un patrón estacionario al interferir con la radiación propagante. La intensidad de este patrón fue suficiente para iniciar una desconocida hasta entonces reacción fotosensible en el núcleo dopado con germanio. El resultado fue un incremento permanente y periódico del índice de refracción de la fibra. El periodo de este incremento del índice de refracción venía determinado por el periodo de la onda estacionaria, por lo que era igual a la mitad de la longitud de onda de la radiación del láser de argon-ion. Esto daba lugar a una adaptación de fase para la longitud de onda de Bragg que producía que la radiación responsable de la reacción fotosensible fuera reflejada.

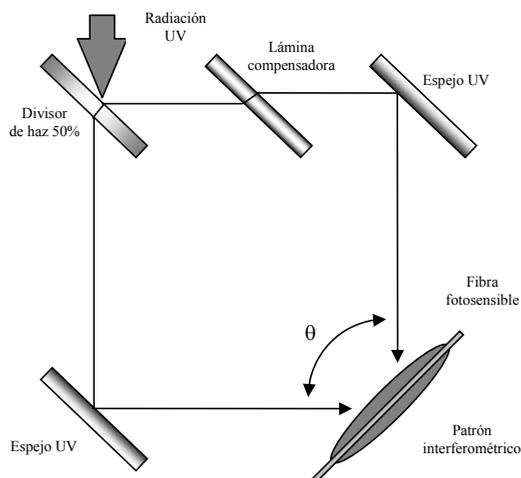
Este proceso de “auto-formación” de FBGs, aunque muy interesante desde un punto de vista teórico, tenía poca utilidad práctica dado que la longitud de onda que lo originaba era solo una muy concreta. No fue hasta el descubrimiento de que la reacción fotosensible producida con radiación de 488 nm era un proceso de dos fotones, y que por lo tanto podía ser mucho más eficiente siendo iniciada con fotones de 244 nm, pero sobre todo cuando Meltz demostró en 1989 [MEL89] que la FBG podía fabricarse externamente intersectando dos haces UV y controlar su periodo variado el ángulo relativo entre dichos haces, cuando el interés en este tipo de dispositivos fue retomado. Estos descubrimientos incrementaron enormemente el potencial de las FBGs, y propiciaron su uso inmediato como filtros muy selectivos para sistemas de telecomunicaciones, reflectores para láseres de fibra, y reflectores para aplicaciones de sensado [HIL97, GIL97].

En la actualidad existen diversas técnicas para conseguir que el núcleo de la fibra óptica presente un elevado nivel de fotosensibilidad. Como se ha visto en este apartado, se puede elevar la concentración de germanio en el núcleo de la fibra. Sin embargo, esto hace a la fibra incompatible con la fibra de comunicaciones estándar, por lo que se emplea otros codopantes como boro. La fibra fotosensible empleada en la fabricación de

la mayor parte de las FBGs que se muestran a lo largo de este trabajo es de este tipo. Por otra parte, existe la posibilidad de someter la fibra estándar a un proceso de hidrogenación [LEM93], que consiste en introducir la fibra en hidrógeno o deuterio gaseoso a alta presión durante un determinado intervalo de tiempo. Esto permite incrementos del índice de refracción muy elevados, pero el proceso de hidrogenación es complejo y caro, y además la fibra hidrogenada presenta mayores pérdidas.

## 2.9 Sistemas de fabricación de FBGs.

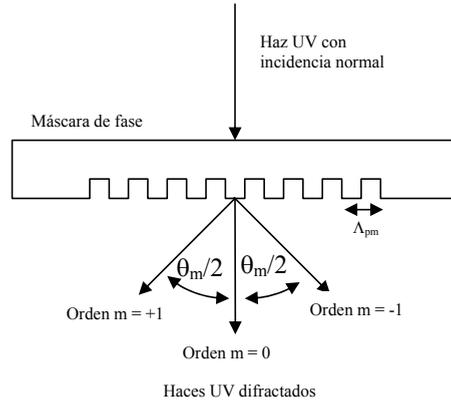
Las técnicas de fabricación de redes de difracción de Bragg también han evolucionado desde el primer sistema de fabricación externo propuesto por Meltz, que se ilustra en la figura 2.6. En este sistema el haz UV es dividido en dos haces de igual intensidad y por medio de espejos se hacen interferir estos haces en una determinada región del espacio, donde se crea un patrón interferométrico. El periodo de este patrón interferométrico depende del ángulo relativo entre ambos haces, de modo que variando este es posible sintonizar el periodo de la perturbación inscrita sobre la fibra, y por lo tanto la longitud de onda de resonancia. Como contrapartida, este tipo de sistemas requieren un cuidadoso alineamiento de todos los dispositivos ópticos implicados y exige un alto grado de coherencia de la fuente UV.



**Figura 2.6.** Esquema de inscripción interferométrica externa propuesta por Meltz.

Actualmente, casi la totalidad de las nuevas técnicas de fabricación de redes de difracción utilizan un elemento denominado máscara de fase, que consiste en una lámina de silicio, transparente a la radiación ultravioleta, que presenta una corrugación periódica en una de sus caras. El haz incide perpendicularmente por la cara no corrugada, y cuando sale de la lámina el efecto de la corrugación causa la difracción del haz en los diferentes órdenes espaciales, como se ilustra en la figura 2.7. Las corrugaciones periódicas de estas máscaras de fase están diseñadas de tal forma que maximizan la intensidad luminosa difractada en los órdenes +1 y -1 (> 40%), mientras

que minimizan la intensidad óptica del resto de órdenes, principalmente del orden cero (típicamente  $< 5\%$ ). Los haces difractados se solapan al salir de la máscara de fase en un área de algunos centenares de micras, y al ser haces coherentes producen en esa área una zona de franjas interferométricas de periodo igual a la mitad del periodo de las corrugaciones de la máscara de fase.

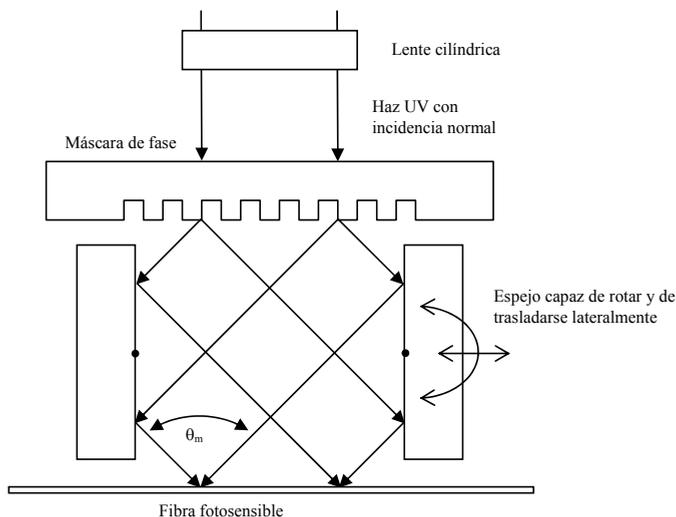


**Figura 2.7.** Difracción del haz provocada por la máscara de fase.

La fibra fotosensible se sitúa en esa zona de interferencias, de modo que la luz UV modifica el índice de refracción del núcleo de la fibra imprimiendo ese patrón interferométrico. Como resultado, las franjas interferométricas inscriben en la fibra una red de difracción cuyo periodo es la mitad del periodo de la corrugación de la máscara de fase. La principal ventaja de la técnica de la máscara de fase es que permite una mayor simplicidad del sistema de fabricación, proporciona una mejor repetibilidad de las redes de difracción fabricadas y los requisitos sobre la coherencia espacial del láser UV son menores. Como contrapartida, con este esquema el periodo de la red de difracción de Bragg fabricada viene dado por la máscara de fase, necesitándose una máscara de fase diferente para cada longitud de onda deseada.

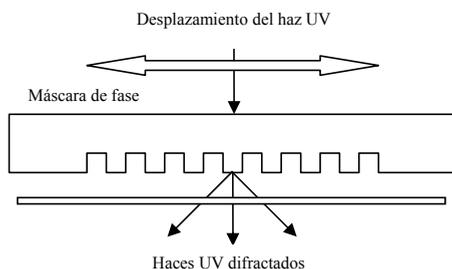
Sobre este esquema básico, se han desarrollado múltiples variaciones [KAS98, OTH95, KAS94, MAR94, EGG94], cada una de ellas con sus ventajas e inconvenientes. Por ejemplo, en la figura 2.8 se muestra un esquema [KAS98] donde los órdenes +1 y -1 son reflejados en unos espejos rotatorios que permiten variar el ángulo con el que inciden en la región de interferencia. De este modo, utilizando solo una máscara de fase podemos sintonizar la longitud de onda de la red de difracción dentro de unos márgenes. Como contrapartida, este esquema es más complicado de alinear correctamente, dado que la posición de la zona de interferencias depende del ángulo relativo entre los espejos.

Otra de las limitaciones de estos esquemas es que la longitud de la red de difracción de Bragg viene limitada en longitud a la anchura del haz UV, que suele ser típicamente de unos pocos milímetros. Por medio de la óptica adecuada, es posible expandir este haz UV para poder fabricar redes de difracción de longitudes mayores, típicamente de unos pocos centímetros. Pero en determinadas aplicaciones, como por ejemplo para la compensación de la dispersión cromática, se requieren redes de varios decímetros de



**Figura 2.8.** Esquema de fabricación que utiliza la máscara de fase como divisor de haz.

longitud. Para ello se han desarrollado esquemas de fabricación como el que se muestra en la figura 2.9 [MAR94, BYR93], en el que el haz se desplaza a lo largo de la máscara de fase de modo que la longitud de la red de difracción viene determinada por la longitud de la máscara de fase. Es en estos esquemas la alineación de todos los componentes se convierte en un factor crítico si se pretende fabricar redes de alta calidad. Otro factor crucial en este montaje es la calidad de la máscara de fase, dado que cualquier defecto en la periodicidad de esta se traduce inmediatamente en un defecto en la periodicidad de la red de difracción.



**Figura 2.9.** Esquema de la técnica de barrido de la máscara de fase.

Finalmente, existen de sistemas de fabricación que permiten fabricar redes de difracción en fibra óptica sin estar limitadas por la longitud de la máscara de fase, superponiendo subredes de poca anchura [COL97-2, DUR97], tal y como se ilustra en la figura 2.10. Esto permite fabricar redes apodizadas y/o con chirp a partir de una máscara de fase uniforme, controlando de manera adecuada el desfase relativo entre

exposiciones sucesivas. Cabe destacar que este desfase suele introducirse por medio de desajustes espaciales entre exposiciones sucesivas del orden de unos pocos nanómetros, por lo que se requieren sistemas de posicionamiento de muy alta precisión. Sin embargo, la gran ventaja de este tipo de sistemas es su extrema versatilidad, dado que una sola máscara de fase uniforme permite fabricar un gran número de perfiles de variaciones del índice de refracción diferentes. Una variación de este esquema es el objeto principal de esta tesis, como se muestra en el siguiente capítulo.

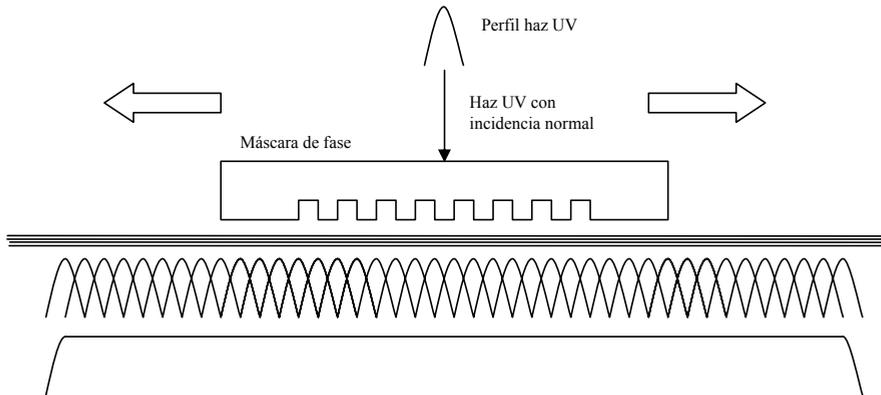


Figura 2.10. FBG uniforme fabricada como suma de subexposiciones individuales.

## 2.10 Conclusiones del capítulo.

En el presente capítulo se ha presentado una breve introducción a las FBGs, tanto en lo referente a su funcionamiento y modelado matemático, como a sus tipos y a las diversas técnicas existentes para su fabricación. Se han descrito cualitativamente los modos que soporta una fibra óptica y el efecto que sobre ellos se produce al introducir una perturbación periódica del índice de refracción. Se ha revisado la teoría de acoplamiento de modos, que proporciona un modelo matemático para las FBGs, obteniendo algunas de sus posibles soluciones y se han descrito las principales técnicas de análisis y de síntesis de FBGs. Posteriormente se han presentado los diferentes tipos de FBGs en función de sus características físicas y se ha descrito brevemente el proceso de la fotosensibilidad desde una perspectiva histórica. Por último, se han comentado las diversas técnicas de fabricación de FBGs existentes en la actualidad, haciendo especial hincapié en las ventajas e inconvenientes de cada una de ellas.

## Referencias.

- [BUC95] Buck, J. A., "Fundamentals on Optical Fibers", John Willey & sons, Inc., New York, 1995.
- [CAP04] Capmany, J.; Sales, S.; Muriel, M.A.; Rubio, J.J., "Novel layer peeling algorithm for the synthesis of fiber Bragg gratings yielding smoother fabrication profiles," Optical Fiber Communication Conference, OFC'04. Volume 1, 23-27 Feb. 2004.
- [COL97-1] M. J. Cole, H. Geiger, R.I. Laming, S.Y. Set, M.N. Zervas, W.H. Loh and V. Gusmeroli, "Broadband dispersion-compensating chirped fibre Bragg gratings in a 10 Gbit/s NRZ110 Km non-dispersion-shifted fiber link operating at 1.55  $\mu\text{m}$ ", *Electron. Lett.*, vol 33 (1), pp. 70-71, 1997.
- [CRO77] Cross, P. S., Kogelnik, H., "Sidelobe suppression in corrugated waveguide filters", *Opt. Lett.*, Vol. 1, pp. 43-45, 1977.
- [DUR97] Durkin, M.; Ibsen, M.; Cole, M.J.; Laming, R.I., "1 m long continuously-written fibre Bragg gratings for combined second- and third-order dispersion compensation", *Electron. Lett.*, Vol. 33 (22), pp. 1891-1893, 1997.
- [DUR00] Durkin, M. K., Feced, R., Ramirez, C., Zervas, M. N., "Advanced fiber Bragg gratings for high-performance dispersion compensation in DWDM systems", *Proc. OFC 2000*, 6-10 Mar. 2000, Baltimore (USA). Paper TuH4.
- [ENN97] Ennsner, K.; Laming, R.I.; Zervas, M.N., "Phase-encoded duobinary transmission over non-dispersion shifted fibre links using chirped grating dispersion compensators", *Electron. Lett.* vol. 33 (1) pp. 72-74, 1997.
- [ERD97] Erdogan, T., "Fiber Grating Spectra", *IEEE J. Lightwave Tech.*, Vol. 15 (8), pp. 1277-1294 (1997).
- [FEC99] R. Feced, M. N. Zervas, and M. A. Muriel, "An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform fiber Bragg gratings," *IEEE J. Quantum Electron.* 35, 1105-1115 (1999).
- [FRA91] P. V. Frangos and D. L. Jaggard, "A numerical solution to the Zakharov-Shabat inverse scattering problem," *IEEE Trans. Antennas. Propagat.* 39, 74-79 (1991).
- [FRA95] P. V. Frangos and D. L. Jaggard, "Inverse scattering: Solution of coupled Gel'fand-Levitan-Marchenko integral equations using successive kernel approximations," *IEEE Trans. Antennas. Propagat.* 43, 547-552, (1995).
- [GIL97] Giles, C. R., "Lightwave applications of fiber Bragg gratings", *IEEE J. Lightwave Tech.*, vol 15 (8), pp. 1391-1404, 1997.

- [HIL78] Hill, K. O., Fujii, Y., Johnson, D. C., Kawasaki, B. S., "Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32 (10), pp. 647-649, 1978.
- [HIL97] Hill, K. O., Meltz, G., "Fibre Bragg gratings technology fundamentals and overview", *IEEE J. Lightwave Tech.*, vol 15 (8), pp. 1263-1276, 1997.
- [IBS98] Ibsen, M., Durkin, M. K., Cole, M. J., Laming, R. I., "Optimised square passband fibre Bragg grating filter with in-band flat group delay response", *Electron. Lett.*, vol. 34 (8), pp. 800-802, 1998.
- [KAW78] Kawasaki, B. S., Hill, K. O., Johnson, D. C., Fujii, Y., "Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers", *Opt. Lett.*, vol. 3, pp. 66-68, 1978.
- [KOG76] H. Kogelnik, "Filter response of nonuniform almost-periodic structures," *Bell Sys. Tech. J.* 55, 109-126 (1976).
- [KOG90] H. Kogelnik, in *Theory of Optical Waveguides, Guided-Wave Optoelectronics*, T. Tamir, ed., (New York: Springer-Verlag, 1990).
- [LEM93] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, W. A. Reed, « High pressure H<sub>2</sub> loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO<sub>2</sub> doped optical fibers", *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1191-1193, 1993.
- [LOH96] W. H. Loh, R. I. Laming, N. Robinson, A. Cavaciuti, F. Vaninetti, C. J. Anderson, M. N. Zervas, and M. J. Cole, "Dispersion Compensation Over Distances in Excess of 500 km for 10-Gb/s Systems Using Chirped Fiber Gratings", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol.. 8 (1), pp. 944-946, 1996.
- [MAR91] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (New York: Academic, 1991).
- [MAT74] Matsuhara, M., Hill, K. O., "Optical waveguide band rejection filters: Design", *Appl. Opt.* Vol 13 (12), pp. 2886-2888, 1974.
- [MEL89] Meltz, G., Morey, W. W., Glenn, W. H., "Fabrication of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method", *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 823-825, 1989.
- [OTH99] "Fiber Bragg Gratings. Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing". edited by Andreas Othonos and Kyriacos Kalli, Artech House, Norwood, 1999
- [PER96] E. Peral, J. Capmany, and J. Marti, "Iterative solution to the Gel'fand-Levitan-Marchenko equations and application to synthesis of fiber gratings," *IEEE J. Quantum Electron.* 32, 2078-2084 (1996).

- [POL96] L. Poladian, “Resonance Mode Expansions and Exact Solutions for nonuniform Gratings,” *Phys. Rev. E* 54, 2963-2975 (1996).
- [POL00] L. Poladian, “Simple grating synthesis algorithm,” *Opt. Lett.* 25, 787—789 (2000).
- [ROS03] A. Rosenthal and M. Horowitz, “Inverse scattering algorithm for reconstructing strongly reflecting fiber Bragg gratings,” *IEEE J. Quantum Electron.*, 39, 1018-1026 (2003).
- [SKA01] J. Skaar, L. Wang and T. Erdogan, “Synthesis of thick optical thin-film filters with a layer-peeling inverse-scattering algorithm”, *Appl. Opt.*, vol. 40, pp. 2183-2189, 2001.
- [SNY83] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman & Hall, 1983).
- [SON85] G.-H. Song and S.-Y. Shin, “Design of corrugated waveguide filters by the Gel’fand-Levitan-Marchenko inverse-scattering method,” *J. Opt. Soc. Am. A* 2, 1905-1915 (1985).
- [WEL85] L. A. Weller-Brophy and D. G. Hall, “Analysis of waveguide gratings: application of Rouard’s method,” *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 2027-2037 (1985).

# Capítulo 3

## Sistema de fabricación de altas prestaciones de redes de difracción de Bragg en fibra

### 3.1 Introducción.

En este capítulo se explica el funcionamiento del sistema de fabricación de altas prestaciones de redes de difracción de Bragg en fibra (*Fiber Bragg Gratings; FBGs*) desarrollado en el ámbito de esta tesis en el seno del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas (GCOC) de la Universidad Politécnica de Valencia. Se describen tanto los principios físicos de la técnica de fabricación empleada como el montaje experimental, así como también las características operacionales del sistema de fabricación. Se discuten las posibilidades de fabricación de este sistema y sus limitaciones inherentes. Finalmente se muestran diversos ejemplos de redes de difracción fabricadas con este sistema.

El sistema de fabricación de redes de difracción de Bragg que se ha implementado está totalmente orientado a la investigación científica, por lo que el principal requisito que debe cumplir es que sea un sistema extremadamente versátil. Esta versatilidad se manifiesta en que el sistema debe ser capaz de fabricar un amplio abanico de redes de difracción de Bragg, tanto en lo referente a los tipos de dichas redes (apodizadas, con

saltos de fase, redes de periodo variable, muestreadas, etc.) como en cuanto a sus características físicas (índice de modulación, índice efectivo, periodo, longitud, resolución, etc.). Debido a esto, el esquema de fabricación adoptado está basado en la aplicación de ciertas mejoras sobre la técnica de fabricación continua propuesta por Cole, Durkin, Ibsen y Lamming en el Optoelectronics Research Center (ORC) en el año 1997 y que fue descrita en el capítulo anterior [DUR97]. La técnica desarrollada en el ORC consiste básicamente en introducir pequeños desplazamientos del patrón de interferencias con respecto a la fibra fotosensible e ir superponiendo parcialmente exposiciones UV de una anchura del orden de centenas de micras. Variando adecuadamente el desfase relativo entre exposiciones es posible controlar tanto la fase local de la red de difracción como el perfil del índice de refracción, permitiendo de este modo la fabricación de redes apodizadas y/o con chirp a partir de una única máscara de fase de amplitud y periodo uniformes.

La principal modificación introducida en el sistema del GCOC con respecto al sistema del ORC consiste en realizar las exposiciones sobre la fibra en situación completamente estacionaria, es decir, sin que exista movimiento relativo entre la fibra y el conjunto del haz y la máscara de fase en el momento de la exposición. De este modo se maximiza la visibilidad de la variación del índice de refracción que se puede conseguir. Además, esta modificación permite relajar en gran medida las especificaciones sobre la velocidad de conmutación del obturador electromecánico y sobre la electrónica de sincronización entre el obturador y la plataforma de posicionamiento. Como única contrapartida, aumenta el tiempo necesario para la fabricación de la red de difracción, pero como se muestra en este capítulo, el tiempo total puede reducirse incrementando la separación entre las diferentes exposiciones.

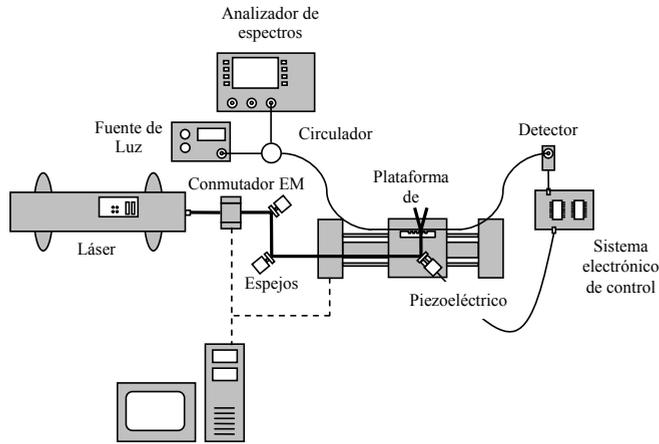
## **3.2 Descripción de la técnica de fabricación.**

En este apartado se van a comentar en profundidad los detalles del sistema de fabricación de redes de difracción de Bragg en fibra. Se van a describir los componentes utilizados, los sistemas auxiliares implementados y su integración en el sistema global. Se explicará su funcionamiento y por último se analizarán sus prestaciones, haciendo especial hincapié en sus limitaciones inherentes.

### **3.2.1 Descripción general del funcionamiento del sistema de fabricación.**

Un esquema general del sistema de fabricación puede observarse en la figura 3.1. El funcionamiento general del sistema es el siguiente:

- Un haz de luz UV es dirigido por medio de diversas lentes y espejos hacia la plataforma de traslación, completamente paralelo a la dirección de movimiento de dicha plataforma.
- El haz se refleja en un espejo situado sobre la plataforma que es controlado por actuadores piezoeléctricos, y es dirigido hacia la máscara de fase. Los actuadores piezoeléctricos permitirán optimizar la potencia óptica incidente sobre la fibra.

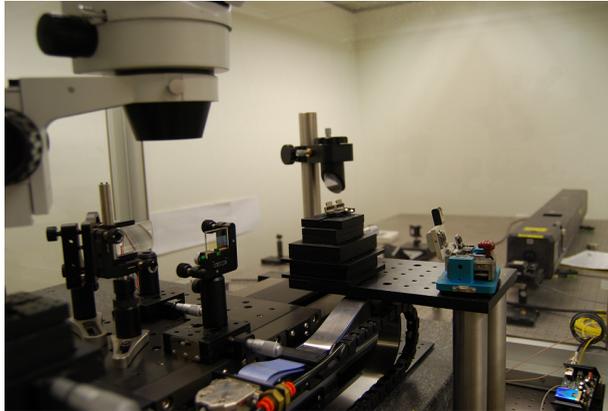


**Figura 3.1.** Esquema general del sistema de fabricación

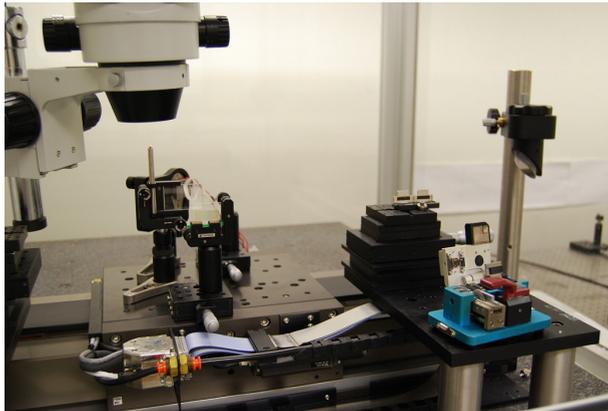
- El haz UV atraviesa la máscara de fase, que se encuentra situada sobre la plataforma y se mueve de forma solidaria con ella. La máscara de fase difracta el haz, y los haces difractados crean un patrón de franjas interferométricas en la región inmediatamente posterior a la máscara de fase.
- La fibra fotosensible es situada tras la máscara de fase, en la zona de franjas interferométricas, de modo que estas franjas quedan fotoimpresas sobre el núcleo de la fibra fotosensible. La fibra fotosensible permanece estática durante todo el proceso de irradiación.
- Cuando se alcanza un tiempo de exposición predeterminado, el obturador electromecánico bloquea el haz UV. Entonces la plataforma de traslación se desplaza hacia la posición donde se realizará una nueva exposición. Cuando la plataforma se ha estabilizado en la nueva posición, el obturador permite de nuevo el paso del haz UV.
- La fibra fotosensible está conectorizada en ambos extremos. En uno de sus extremos, colocamos un circulador óptico de tres puertos, conectado a una fuente ancha y a un analizador de espectros. De este modo es posible monitorizar en tiempo real el espectro en reflexión de la red de difracción que está siendo fabricada.
- En el otro extremo de la fibra fotosensible se conecta un detector óptico sensible a la radiación fluorescente. La señal eléctrica proveniente de este detector será, después de un procesamiento electrónico adecuado que será descrito en detalle en el presente capítulo, la que permitirá a los actuadores piezoeléctricos optimizar la potencia óptica incidente sobre la fibra fotosensible.
- Tanto la plataforma de traslación como el obturador electromecánico están controlados por un PC, que decide las posiciones donde la fibra será irradiada y los tiempos de exposición, en función del perfil del índice de refracción que se pretenda conseguir.
- Todo el sistema está situado sobre una mesa antivibratoria, para aislar al sistema de perturbaciones mecánicas.

- Todo el sistema, excepto el láser UV, está situado dentro de una urna para protegerlo de la suciedad y, en menor medida, de las condiciones ambientales. El material escogido para la urna es el metacrilato, por una doble función. En primer lugar es transparente a la luz visible, por lo que permite observar el sistema durante su funcionamiento, y en segundo lugar es opaco para la radiación UV, por lo que protege al operario de un posible irradiación accidental.

A continuación se muestran algunas imágenes generales del sistema de fabricación:



**Figura 3.2.** Perspectiva general del sistema de fabricación



**Figura 3.3.** Detalle de los elementos ópticos del sistema de fabricación

### 3.2.2 Componentes del sistema de fabricación.

El sistema de fabricación tiene tres componentes fundamentales, que son la fuente UV que se utiliza para la fotoinscripción, la plataforma de traslación que posiciona adecuadamente este haz UV sobre la fibra fotosensible, y un obturador (del inglés, “shutter”) electromecánico que controla la incidencia de la luz UV sobre la fibra fotosensible. Además de estos tres componentes fundamentales, también tiene otros como la óptica para conformar el haz UV, o la máscara de fase que crea el patrón de interferencias.

A continuación pasamos a describir más detalladamente cada componente:

- **Fuente de luz UV**

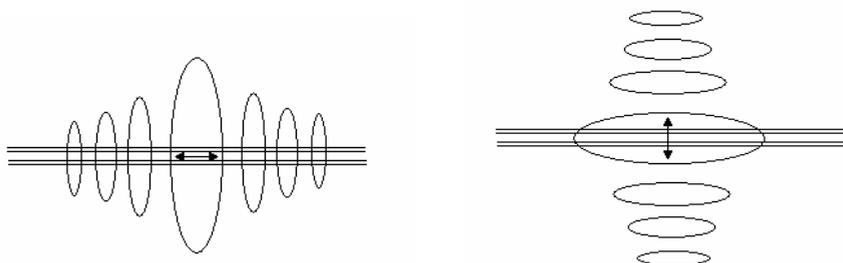
La fuente empleada actualmente es un láser de Ar-ion trabajando a 488 nm con un cristal BBO en la cavidad que provoca un doblado de la frecuencia a 244 nm. El láser es el modelo Innova 300C FreD de Coherent, que proporciona una potencia óptica de salida nominal de 100 mW. Para el correcto funcionamiento del cristal doblador es necesario mantenerlo en una atmósfera de nitrógeno de alta pureza (>99.999%), lo que implica que el láser tendrá en todo momento un suministro constante de este gas. También necesita un sistema de refrigeración, por lo que requiere una conexión a una toma de agua cuando está funcionando.



**Figura 3.4.** láser UV utilizado en el sistema de fabricación.

El haz UV producido presenta una distribución de potencia en la dirección horizontal que no es exactamente la correspondiente a un modo  $TEM_{00}$ , como se representa en la figura 3.5. Los lóbulos laterales inciden sobre la fibra produciendo un incremento del índice de refracción en zonas donde este incremento no es deseado. Para corregir este problema, el haz UV, al reflejarse en los diversos espejos que lo dirigen hacia la máscara de fase, es rotado  $90^\circ$ , por lo que el perfil horizontal se convierte en el vertical y viceversa. De este modo el perfil horizontal que incide sobre la fibra es

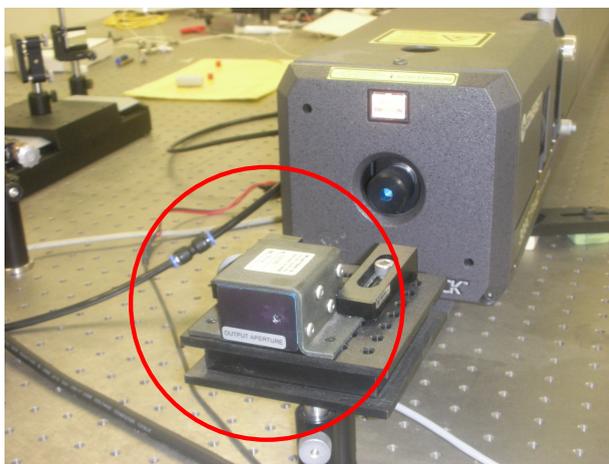
completamente gaussiano. Esto presenta la contrapartida de que la polarización del haz UV es horizontal al salir del láser, por lo que debido a esta rotación, la polarización del haz UV es vertical cuando incide sobre la fibra. Es bien conocido que esto induce birrefringencia sobre la red de difracción [ERD94, MEY97], pero en el próximo capítulo se mostrará como el efecto de esta birrefringencia inducida durante la fabricación es inapreciable comparado con el efecto causado por la birrefringencia intrínseca de la fibra. En la figura 3.5 se muestra esquemáticamente la forma del haz y su polarización respecto al eje axial de la fibra antes (izquierda) y después (derecha) de rotar el haz UV.



**Figura 3.5.** Perfil transversal del haz UV y su polarización antes de rotar el haz (izquierda) y después de rotarlo (derecha).

- **Obturador electromecánico.**

El haz UV incide sobre la fibra fotosensible de forma estacionaria, es decir, sin movimiento relativo entre ellos. Se utiliza un obturador electromecánico para bloquear el haz UV durante el movimiento de posicionamiento de la plataforma. Este obturador está controlado por una señal TTL proveniente del PC de control, y su frecuencia máxima de funcionamiento es de 200 Hz.



**Figura 3.6.** Obturador electromecánico.

- **Óptica para conformar el haz**

Es muy conveniente focalizar el haz UV en la dirección vertical para que toda la potencia UV incida sobre el núcleo de la fibra fotosensible y de este modo optimizar al máximo su aprovechamiento. En ocasiones también será conveniente, en función de las características de la red de difracción que queramos fabricar, focalizar el haz UV en la dirección horizontal, para de este modo modificar a voluntad la anchura del haz UV. Para ello utilizamos dos lentes cilíndricas dispuestas con sus ejes ópticos de forma perpendicular y con distintas distancias focales. De este modo es posible controlar la anchura del haz en ambas direcciones de forma independiente.

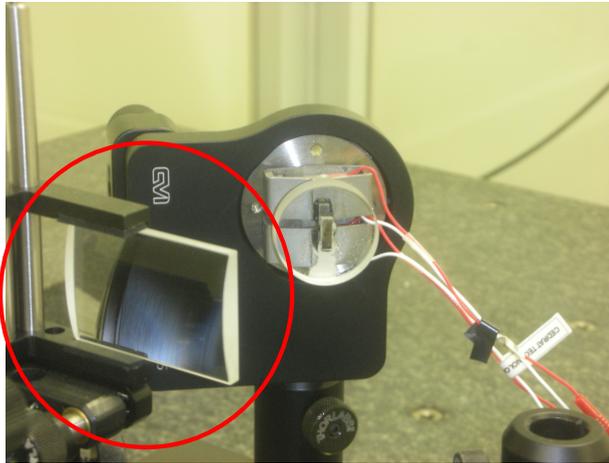


Figura 3.7. Lente cilíndrica para focalizar el haz UV.

- **Máscara de fase.**

Las máscaras de fase empleadas en el sistema de fabricación son producidas mediante la técnica holográfica, la cual permite fabricar la corrugación periódica de la máscara de fase de forma continua, evitando los errores en la concatenación que provoca la técnica del haz de electrones. La máscara de fase está optimizada para trabajar a 244 nm. A esta longitud de onda maximiza la potencia óptica difractada en los órdenes +1/-1 y minimiza el resto. Aproximadamente un 40% de la potencia óptica se difracta en cada uno de los órdenes +1 y -1, mientras que la potencia difractada en el orden cero es típicamente menor del 4%. La máscara de fase es de periodo uniforme, y tiene una longitud de 3 cm, más que suficiente para acomodar por completo el haz UV. La máscara de fase está situada sobre un tornillo micrométrico que permite variar de forma precisa su distancia respecto a la fibra óptica. Este soporte también permite ajustar la inclinación de la máscara para asegurar una incidencia normal del haz UV.

- **Plataforma de traslación.**

La plataforma de traslación es un componente crítico del sistema de fabricación, debido a que de su precisión posicionando el haz UV sobre la fibra fotosensible va a depender la calidad de la red de difracción fabricada. La característica principal de la plataforma de traslación es la precisión absoluta en el posicionamiento, que es tan sólo de 5 nm. Para conseguir esta precisión la plataforma necesita desplazarse prácticamente sin fricción, por lo que requiere un suministro permanente de aire seco. La plataforma está instalada sobre una pieza de granito de gran grosor, para garantizar la perfecta uniformidad de la superficie sobre la que se asienta. El conjunto de la plataforma y la pieza de granito están depositados sobre una mesa antivibratoria, que aísla el sistema de fabricación de las vibraciones mecánicas del entorno.

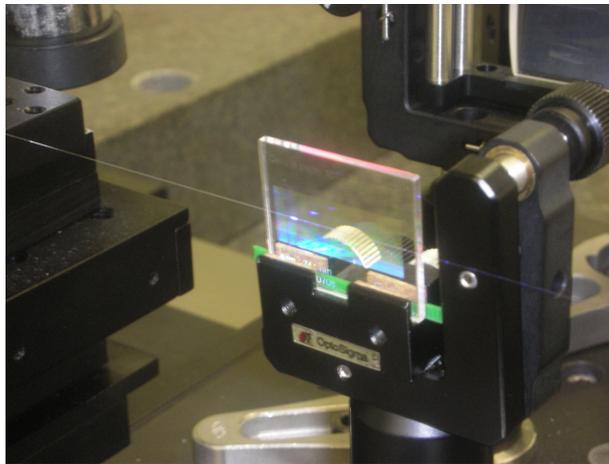


Figura 3.8. Máscara de fase.



Figura 3.9. Plataforma de traslación.

En la figura 3.10 se muestra una medida de la precisión del codificador de la plataforma determinando la posición, con los valores expresados en micras. Puede apreciarse en la gráfica inferior, “Pos Err(1)”, como el error en la determinación de la posición absoluta está acotado entre +/- 5 nm.

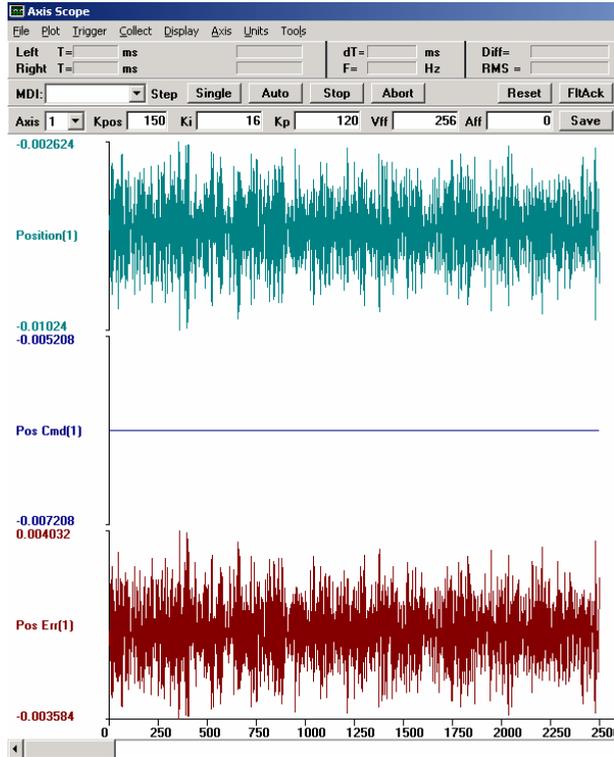


Figura 3.10. Medida del error en la plataforma de traslación.

- **Sistema de apuntamiento**

Para fabricar redes de difracción de Bragg de alta calidad, es fundamental asegurar la uniformidad temporal del flujo UV sobre el núcleo de la fibra óptica, no sólo a lo largo de una misma red, sino también entre redes diferentes. Existen dos motivos por lo que esto es tan importante. En primer lugar si el flujo que incide sobre una misma red no es uniforme (debido por ejemplo a que la fibra se curva entre los puntos de sujeción, sobretudo si es una red de algunas decenas de centímetros) la red fabricada no se corresponderá con la red objetivo, ni en la modulación del índice de refracción ni en el índice medio. En segundo lugar, la uniformidad del flujo UV es imprescindible para asegurar la repetitividad del sistema de fabricación. Tanto en aplicaciones de telecomunicaciones como de sensado es frecuente requerir varias redes de difracción con las mismas características físicas y/o espectrales, por lo que la repetibilidad del sistema de fabricación es algo muy importante. Poder controlar con un alto grado de precisión la potencia óptica que incide sobre el núcleo de la fibra fotosensible se convierte en algo imprescindible.

Para conseguir esto, se requiere el control tanto de la fluctuación de la potencia óptica emitida por el láser UV como de su correcta incidencia sobre el núcleo de la fibra. En lo referente a la potencia óptica emitida por el láser UV, el láser Innova FreD 300D posee un sistema de control que es capaz de variar la intensidad de la corriente eléctrica que alimenta el tubo para mantener la potencia óptica constante. Las fluctuaciones cuando este sistema de control de potencia está activo son menores del 1%.

Un factor mucho más crítico para nuestro sistema de fabricación es la posición en la que incide el haz UV sobre el núcleo de la fibra fotosensible. Nos interesa que sobre el núcleo de la fibra incida la mayor cantidad posible de radiación UV, y esto se consigue posicionando el máximo del haz UV (que recordemos que presenta un perfil gaussiano tanto en la dirección horizontal como en la vertical) sobre el centro del núcleo de la fibra. El haz está focalizado en la dirección vertical para aprovechar al máximo la potencia óptica emitida por el láser, por lo que el problema consiste en centrar un haz de apenas un centenar de micras sobre un núcleo de tan solo unas pocas micras.

Dado que la incidencia de la luz UV sobre la fibra fotosensible modifica su índice de refracción, se suele utilizar una fibra “de prueba” para centrar el sistema. Posteriormente se sustituye esa fibra de prueba por la fibra sobre la que se va a fabricar la red de difracción. El problema es que, en primer lugar, la repetitividad a la hora de situar la fibra en el sistema es cuestionable (recordemos que estamos hablando de centrar el haz en una zona de unas pocas micras). Además, como ya ha sido comentado, normalmente la fibra estará ligeramente combada, por lo que una incidencia óptima en el punto inicial no garantiza una incidencia óptima a lo largo de toda la red. Por último, pequeñas variaciones de la temperatura ambiental pueden provocar que el haz UV varíe ligeramente su dirección, necesiándose por lo tanto un ajuste dinámico.

La solución adoptada ha consistido en desarrollar e implementar un sistema de posicionamiento automático. Este sistema está basado en el hecho de que al incidir luz UV sobre fibra óptica convencional se produce una emisión fluorescente a una longitud de onda de  $\sim 400$  nm [WIL92], [GAL93], que puede ser utilizada como referencia para implementar un sistema de apuntamiento que maximice la potencia UV incidente sobre el núcleo de la fibra [KOM96]. Parte de esta señal fluorescente se acopla a los modos propios de la fibra y viaja a lo largo de ella, de modo que es posible detectarla monitorizando uno de los extremos de la fibra. Esta emisión fluorescente es proporcional a la potencia óptica UV que incide sobre la fibra, por lo que se utilizará como señal de entrada en un sistema de control que por medio de un espejo montado sobre actuadores piezoeléctricos mantendrá el haz UV centrado sobre la fibra fotosensible en cualquier momento a lo largo del proceso de fabricación.

Sólo una parte de la fluorescencia producida se acoplará a los modos propios de la fibra, que además presenta elevadas pérdidas para esas longitudes de onda, por lo que la señal que llegará al receptor será muy débil. Debido a esto no es posible detectar directamente la fluorescencia, sino que se necesita un sistema de detección algo más sofisticado. En la figura 3.11 se muestra un esquema del sistema de apuntamiento implementado.

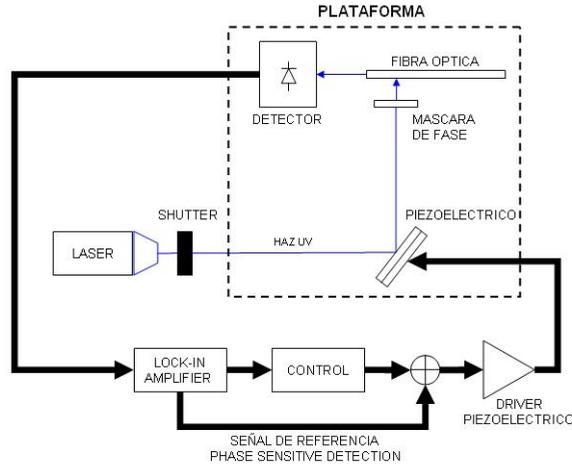


Figura 3.11. Esquema del sistema de apuntamiento implementado.

El funcionamiento del sistema es el siguiente: El haz UV es reflejado en un espejo montado sobre actuadores piezoeléctricos antes de incidir sobre la fibra. Este espejo móvil puede girar sobre un eje horizontal en función de la tensión eléctrica aplicada a los piezoeléctricos, de modo que es capaz de mover el haz sobre la fibra en la dirección vertical. Este espejo estará oscilando permanentemente con una pequeña amplitud de frecuencia  $f_0$ . Debido a esta oscilación, el nivel de fluorescencia detectado no será constante, sino que tendrá componentes en los armónicos  $f_0$  y  $2f_0$ . De hecho, cuando el haz esté perfectamente centrado el armónico en  $2f_0$  será máximo y el armónico en  $f_0$  será mínimo. El motivo de esto se ilustra gráficamente en la figura 3.12.

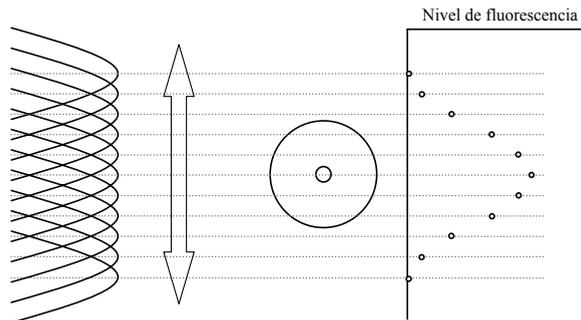


Figura 3.12. Generación del nivel de fluorescencia en función de la posición del haz UV.

En la figura 3.12 se representa el caso donde el haz está perfectamente centrado sobre la fibra, lo que significa que el punto medio de su oscilación coincide con el centro de la fibra. En esta situación se observa como cuando el haz se desplaza medio periodo de la oscilación (de extremo a extremo) el nivel de fluorescencia generado presenta un periodo completo. Por lo tanto si el haz UV está oscilando a una frecuencia  $f_0$ , la fluorescencia será generada a una frecuencia  $2f_0$ . Del mismo modo si el haz no está perfectamente centrado sobre la fibra la fluorescencia presentará componentes en ambas

frecuencias,  $f_0$  y  $2f_0$ , siendo  $f_0$  menor cuanto mejor centrado esté el haz. Si el haz UV está tan desalineado que en su oscilación no llega a incidir sobre el centro de la fibra, toda la fluorescencia será generada a la frecuencia  $f_0$ .

El sistema de control debe pues en primer lugar extraer la componente eléctrica del armónico  $f_0$  proveniente del fotodetector de banda ancha, y posteriormente producir una señal de control para el espejo montado sobre los actuadores piezoeléctricos. La función de dicha señal de control es la de minimizar la componente en el armónico fundamental. La función de detección la realiza un detector de ancho espectro y de elevada sensibilidad. Este detector trabaja en la región desde 300 nm hasta 1050 nm y es capaz de detectar niveles de potencia del orden de los femtowatios. Para extraer la componente en el armónico fundamental de la señal eléctrica producida por el detector se utiliza un dispositivo denominado amplificador de lazo cerrado (o lock-in amplifier). Este componente, además de generar una señal sinusoidal a la frecuencia deseada, es capaz de extraer la componente espectral correspondiente a esa frecuencia (o a cualquiera de sus armónicos) de la señal eléctrica, y producir un nivel de voltaje proporcional a la intensidad del armónico detectado. Esto lo consigue comparando la señal sinusoidal generada con la señal que le llega del detector, y de esta comparación extrae tanto la amplitud del armónico como su fase. El voltaje de salida por lo tanto tiene signo distinto dependiendo de si el haz UV está posicionado a un lado o al otro de la fibra óptica. Este voltaje de salida es llevado a un sistema de control analógico, cuya misión será minimizar este voltaje, dado que, como se ha discutido anteriormente, este voltaje es proporcional a la componente  $f_0$ , que es mínima cuando el haz UV está centrado sobre la fibra y aumenta al descentrarse este. El sistema de control analógico consiste fundamentalmente en unas etapas de adaptación eléctricas y en un integrador de constante de integración variable y controlable por un potenciómetro. Finalmente, la señal de salida del sistema de control es sumada con el tono de frecuencia  $f_0$  generado por el lock-in amplifier y esa señal resultante es dirigida hacia el actuador piezoeléctrico a través de una etapa de potencia.

El resultado del sistema de apuntamiento es que, durante el proceso de escritura, el haz UV vibra con una señal de frecuencia  $f_0$  de pequeña amplitud y a su vez recibe una señal de control que lo mantiene centrado sobre la fibra fotosensible mientras dura el proceso de fabricación.

En las figuras 3.13-3.17 se muestran los diversos componentes empleados para la implementación del sistema de apuntamiento, y en el Anexo III puede encontrarse el esquema eléctrico detallado del circuito de control analógico.



Figura 3.13. Espejo UV montado sobre actuadores piezoeléctricos.

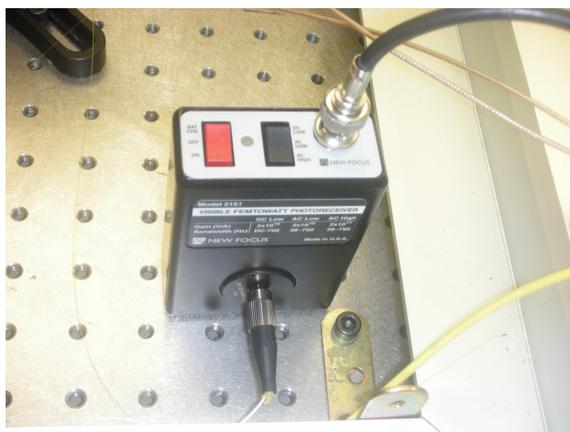


Figura 3.14. Detector de fluorescencia.

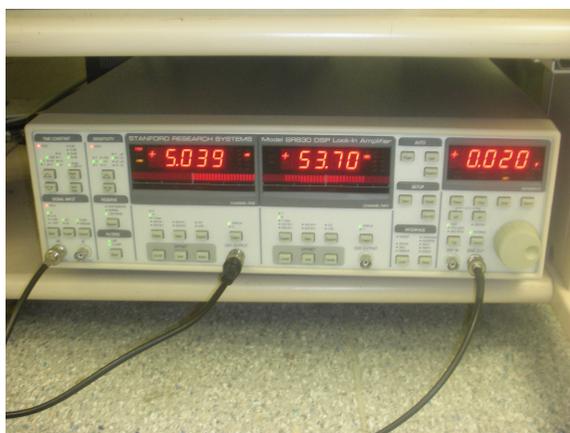


Figura 3.15. Amplificador de lazo cerrado (look-in amplifier).



Figura 3.16. Adaptador de voltajes y desfaseador para el control de los actuadores piezo-eléctricos.

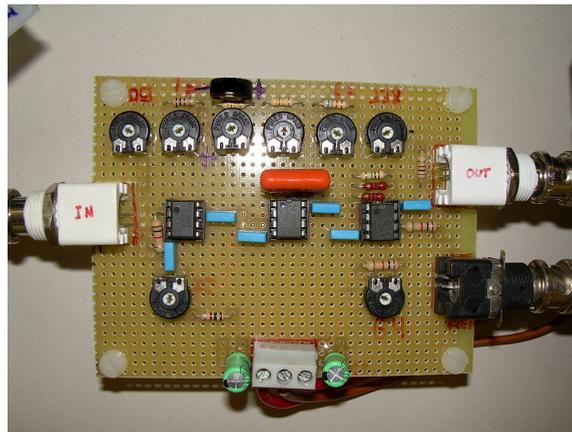


Figura 3.17. Circuito analógico de control del sistema de apuntamiento.

### 3.3 Modelado teórico de la técnica de fabricación.

Para poder fabricar prácticamente cualquier perfil del índice de refracción a partir de la superposición de exposiciones individuales desfásadas entre ellas, es necesario realizar diversos cálculos que permitan obtener los parámetros de fabricación (posición de las exposiciones, desfase relativo entre ellas y tiempo de exposición) en función del perfil deseado. En este apartado se mostrarán los fundamentos físicos de la técnica de fabricación y sus posibilidades y límites teóricos.

### 3.3.1 Principios físicos de la técnica de fabricación.

Un haz de diámetro  $D$  incidiendo sobre una máscara de fase de periodo  $2\Lambda$  genera un patrón de interferencia con un periodo  $\Lambda$  que comprende  $m$  franjas, donde:

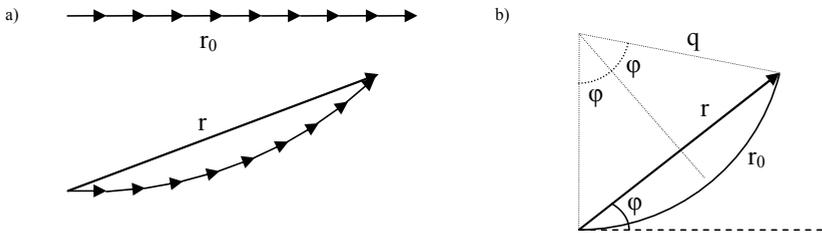
$$m = \frac{D}{\Lambda} \tag{3.1}$$

La resonancia de Bragg fundamental observada en una red de difracción producida por esa máscara de fase se produce a la longitud de onda  $\lambda_B$ , que viene dada por:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \tag{3.2}$$

donde  $n_{eff}$  es el índice efectivo de la fibra. En el caso en el que no exista desfase entre las sucesivas exposiciones, las franjas interferométricas se solaparán exactamente y la interferencia entre ellas será totalmente constructiva. En el caso de que exista un desfase entre las sucesivas exposiciones, la fase de la exposición resultante no será la

misma en cada punto, y por lo tanto se modificará la longitud de onda de Bragg local. Como consecuencia de este desfase entre exposiciones sucesivas, la modulación del índice de refracción resultante será menor que cuando las exposiciones sucesivas están en fase, como puede observarse en la figura 3.18 (a).



**Figura 3.18.** Índice de modulación resultante de 9 exposiciones (a) para  $\varphi=0^\circ$  (arriba) y para  $\varphi=22.5^\circ$  (abajo) y construcción geométrica para obtener el cociente entre  $r$  y  $r_0$  (b).

Supongamos que la variación de la fase entre exposiciones sucesivas viene dada por:

$$\Delta\theta = 2\pi \left[ \frac{\Lambda'}{\Lambda} - 1 \right] \tag{3.3}$$

donde:

$$\Lambda' = \Lambda + \Delta\Lambda \tag{3.4}$$

de modo que  $\Delta\theta$  puede ser expresado como:

$$\Delta\theta = 2\pi \left[ \frac{\Lambda + \Delta\Lambda}{\Lambda} - 1 \right] = 2\pi \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} \tag{3.5}$$

La fase resultante de  $m$  exposiciones resulta:

$$\phi = \frac{1}{2} m \Delta \theta \equiv m \pi \frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} \quad (3.6)$$

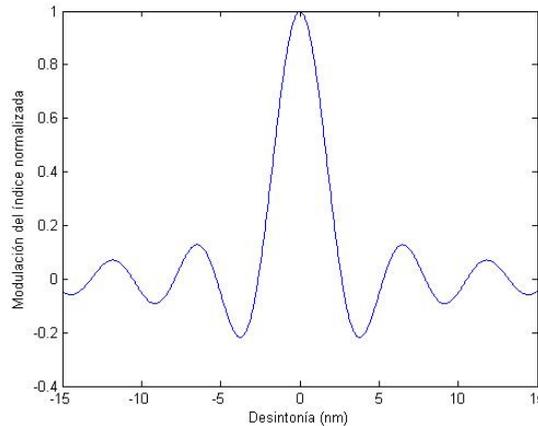
de modo que sustituyendo las ecuaciones (3.1) y (3.2) en la (3.6) se obtiene:

$$\phi = \pi D \frac{\Delta \Lambda}{\Lambda^2} = 2\pi m_{\text{eff}} D \frac{\Delta \lambda}{\lambda_B^2} \quad (3.7)$$

La modulación del índice de refracción normalizada viene dada por el cociente entre la resultante de las  $m$  exposiciones,  $r$ , y la resultante para la resonancia de Bragg,  $r_0$ , que puede determinarse a partir a partir de la figura 3.18(b) como:

$$\Delta \bar{n} = \frac{r}{r_0} = \frac{2q \sin \phi}{2q \phi} = \frac{\sin \phi}{\phi} \quad (3.8)$$

En la figura 3.19 se representa el valor de la modulación del índice de refracción normalizado obtenido a partir de las ecuaciones (3.7) y (3.8) para una anchura del haz de  $100 \mu\text{m}$  en función de la desintonía. A partir de esta figura se hace patente que pese a que el patrón de interferencia de cada exposición es idéntico, es posible desintonizar la condición de Bragg desfasando exposiciones sucesivas siempre que la integración de las  $m$  exposiciones sea distinta de cero a lo largo de la anchura del haz.

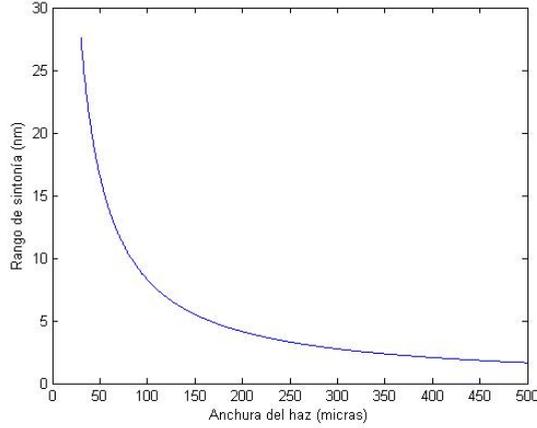


**Figura 3.19.** Modulación del índice de refracción normalizada frente a la desintonía de la longitud de onda de Bragg.

El primer nulo corresponde al caso donde existe un desfase entre exposiciones tal que exposiciones separadas espacialmente una distancia igual a la anchura del haz están desfasadas un ángulo de  $\pi$ , es decir, cuando  $\phi = p\pi$  (donde  $p \neq 0$ ). Si aplicamos esta condición a la ecuación (3.8) obtenemos la siguiente expresión:

$$\Delta\lambda(D) = p \frac{\lambda_B^2}{2n_{\text{eff}}D} \quad (3.9)$$

Esta expresión representa, como puede verse en la figura 3.20, el rango de sintonía máximo que podemos obtener en función de la anchura del haz. Como puede apreciarse en la figura, cuanto más estrecho es el haz mayor es el rango de sintonía que podemos obtener. Esto es particularmente importante en el caso de redes con chirp, como se estudiará más adelante.



**Figura 3.20.** Rango de desintonía relativo a la longitud de onda de Bragg en función de la anchura del haz.

A partir de esta figura se deduce que es interesante trabajar con un haz UV lo más estrecho que sea posible, para de este modo tener un rango de sintonía mayor. Sin embargo, una de las características principales que diferencia a esta técnica de fabricación frente a otras similares es el efecto de promediado producido por las múltiples exposiciones en cada punto. La precisión en la posición de cada exposición es de vital importancia en este sistema de fabricación a la hora de determinar la calidad de la red de difracción. Si la red de difracción fuera fabricada por la concatenación de sub-redes individuales (sin solapamiento o con un solapamiento mínimo) el efecto del error en el posicionamiento se traduciría directamente como ruido de fase en la red de difracción. Dado que los periodos de las redes de difracción de Bragg son del orden de centenares de nanómetros (para  $\lambda_B=1550$  nm,  $\Lambda\sim 535$  nm), errores del orden de unas pocas decenas de nanómetros tendrían un efecto negativo muy importante sobre la calidad de la red de difracción. Sin embargo, el efecto del promediado de las múltiples exposiciones en cada punto reduce de forma drástica el efecto negativo del error en el posicionamiento, de acuerdo con la expresión:

$$\sigma_{FBG} = \frac{\sigma}{\sqrt{m}} \quad (3.10)$$

donde  $m$  representa el número de exposiciones en cada punto de la red, cada una con un error en la posición  $\sigma$ .

Es decir, cuanto mayor es el número de exposiciones en un mismo punto, más robusto es nuestro sistema de fabricación frente a los errores en el posicionamiento. Dado que para una misma separación entre exposiciones el solapamiento será mayor cuanto más ancho sea el haz, teniendo en cuenta únicamente este criterio sería conveniente trabajar con la mayor anchura de haz que fuera posible. Por lo tanto, se ha de escoger un tamaño de haz que signifique un compromiso entre rango de sintonía y suficiente grado de promediado entre exposiciones.

### 3.3.2 Fabricación de redes con chirp.

La posibilidad de desintonizar la longitud de onda de Bragg fundamental de la máscara de fase discutida en la sección 3.3.1 permite la fabricación de redes de Bragg de periodo variable o redes con chirp. Esta técnica de fabricación permite crear variaciones de la longitud de onda local de la red de difracción del orden de decenas de nanómetros, dependiendo de la anchura del haz utilizado. Para un chirp de acuerdo a la expresión  $\lambda(z) = \lambda_B + \Delta\lambda \cdot z/L$  a lo largo de una red de difracción de longitud  $L$ , puede calcularse fácilmente que el desfase necesario entre exposiciones viene dado por la expresión:

$$\theta(z) = 2\pi \frac{z\Delta\lambda}{L\lambda_B} \quad (3.11)$$

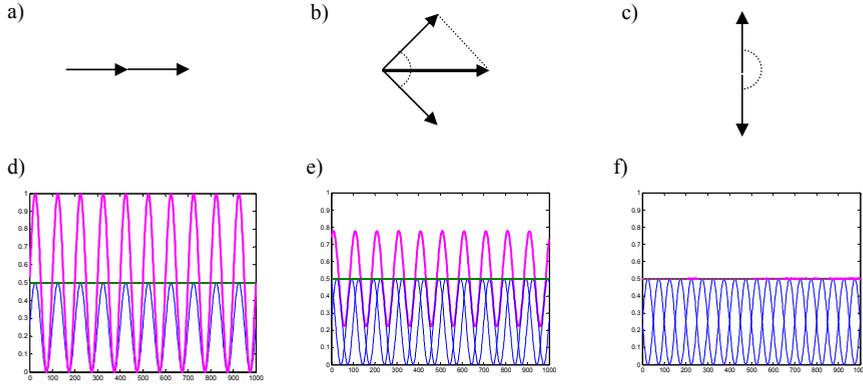
El efecto del promediado debido a las múltiples exposiciones produce un perfil de chirp muy suave en la estructura resultante. Este hecho por sí sólo ya representa una ventaja muy significativa frente a otros métodos de fabricación de redes con chirp como el método del chirp escalonado [KAS96], dado que la inexistencia de errores en la concatenación de las exposiciones produce unas redes con excelentes características de dispersión sobre todo el ancho de banda de la red de difracción.

### 3.3.3 Fabricación de redes apodizadas.

Se ha mostrado como esta técnica de fabricación permite un completo control sobre la fase local de la red de difracción y es por lo tanto ideal para la escritura de redes con chirp. El otro parámetro de crucial importancia en una red de difracción es la amplitud de la modulación del índice de refracción. Este parámetro puede controlarse modulando la fluencia UV a lo largo de la longitud de la red de difracción durante su inscripción. Sin embargo este método tiene la inevitable y desafortunada consecuencia de modificar también el índice de refracción medio, produciendo variaciones no deseadas de la fase local.

La solución adoptada consiste en utilizar el desfase entre exposiciones, además de para controlar el periodo local, también para conseguir el perfil de apodización deseado, pero manteniendo el valor medio del índice de refracción constante. Si descomponemos cada exposición en dos sub-exposiciones (o doblete), entonces el cambio en el índice de refracción inducido por ese doblete es la adición vectorial de las dos sub-exposiciones. Cuando ambas exposiciones del doblete están en fase entonces la modulación del índice de refracción inducido será maximizada (figura 3.21a). Desfasando las sub-exposiciones del doblete con la misma magnitud pero sentidos opuestos producirá que la modulación

del índice se vea reducida (figura 3.21b) pero sin embargo el valor medio del índice de refracción permanecerá constante. La modulación del índice llegará a valer cero cuando el desfase entre las sub-exposiciones del doblete sea igual a  $\pi$  (figura 3.21c).



**Figura 3.21.** Efecto del desfase entre sub-exposiciones sobre la amplitud de modulación (rosa) y el valor medio del índice de refracción (verde) para valores del desfase correspondientes a  $\alpha=0^\circ$  (a,d),  $\alpha=112^\circ$  (b,e), y  $\alpha=180^\circ$  (c,f).

De este modo es posible fabricar la red de difracción con la apodización deseada descomponiendo cada exposición en dos y desfasándolas entre ellas en función del valor de la apodización en cada punto. Este método, a diferencia del que modificaba la fluencia UV, mantiene constante el valor medio del índice de refracción, dado que la energía depositada por unidad de tiempo y de longitud permanece constante.

### 3.4 Modelado del proceso de crecimiento.

Para fabricar redes de difracción de alta calidad en fibra es imprescindible controlar adecuadamente el proceso de fotoinscripción, es decir, caracterizar adecuadamente las variaciones del índice de refracción del núcleo de la fibra en función de la distribución de potencia óptica UV que incide sobre él. Para ello es necesario conocer con la mayor precisión posible la distribución espacial del patrón de interferencias y el perfil de la radiación UV. Con esta información será posible modelar las variaciones del perfil del índice de refracción que se crean por medio del sistema de fabricación.

#### 3.4.1 Distribución espacial de potencia tras la máscara de fase.

El sistema de fabricación de redes de Bragg en fibra está basado en la tecnología de la máscara de fase [HIL93, MAL93, ALB94, AND93, PRO93], que se describió en el capítulo 2. Para modelar adecuadamente el proceso de crecimiento es imprescindible conocer en detalle el patrón interferométrico que crea la máscara de fase, así como el efecto que sobre este tienen determinados parámetros como la fracción de potencia difractada en los distintos órdenes, la coherencia del haz UV, su ancho de línea, o el ángulo entre la máscara de fase y el haz UV incidente. Para ello se implementarán las ecuaciones que proporcionan el campo interferométrico tras la máscara de fase y se particularizarán para las características de nuestro sistema de fabricación.

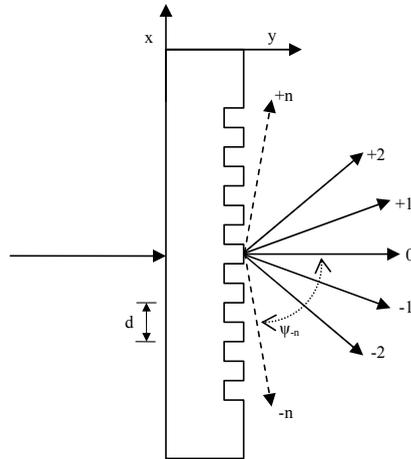


Figura 3.22. Geometría de la difracción.

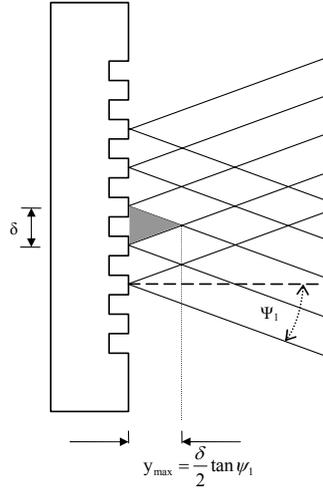
De acuerdo con la figura 3.22, se asume que una onda cuasi-monocromática polarizada paralela a las hendiduras de la máscara de fase incide normalmente sobre la máscara de periodo  $d$ . El campo emergente se compone de un grupo de ondas planas difractadas [CAT74] propagándose con ángulos  $\psi_n$  que cumplen la siguiente relación:

$$\sin(\psi_n) = n\lambda/d \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm m \quad (3.12)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación incidente y  $m$  es el entero mayor que hace que  $\psi_n$  tenga un valor real. Las ondas evanescentes que corresponden con un valor de  $|n\lambda/d| > 1$  se degradan a una distancia de  $\lambda$  desde la superficie de la máscara [CAT74], por lo que no serán tenidas en cuenta. Asumiendo que los órdenes difractados son simétricos, tales que sus amplitudes satisfacen  $E_n = E_{-n}$ , y que cada una de las componentes difractadas tienen la misma fase en el origen, la interferencia de los haces producen una distribución de densidad de energía electromagnética de la forma:

$$cU = I_0 + \sum_{j=1}^m \sum_{i=0}^m 4\sqrt{I_i I_j} \cos(kx \sin \psi_i) \cos(kx \sin \psi_j) \cos(ky \cos \psi_i - ky \cos \psi_j) \quad (3.13)$$

En la que  $I_i$  es la irradiancia del  $i$ -ésimo orden ( $i=0, 1, 2, \dots$ ) medida en un plano normal a la dirección de propagación (potencia incidente por unidad de área, expresada en  $W/m^2$ ),  $x$  e  $y$  son las coordenadas espaciales correspondientes a la distancia respecto a la máscara de fase y la longitud de esta respectivamente, y  $k = 2\pi/\lambda$ .



**Figura 3.23.** Representación geométrica del rango  $y_{\max}$  en el cual los órdenes  $\pm 1$  interfieren de manera coherente.  $\delta = \lambda/\Delta\phi$  es la distancia de coherencia en la máscara de fase, y  $\Delta\phi$  es la divergencia del haz incidente.

Teniendo en cuenta la divergencia del haz del láser que se utiliza como fuente, tal y como se representa en la figura 3.23, se supone que el campo incidente se compone de un espectro angular finito de ondas originadas en la fuente y que incidirán con distinto ángulo sobre la máscara de fase. La suma de estas componentes de ángulo  $\theta$  con respecto a la contribución normal de la máscara de fase, producirán una distribución de la densidad de energía de la forma:

$$c dU_k = I'_0 d\theta + \sum_{j=1}^m \sum_{i=0}^m 4\sqrt{I'_i I'_j} \cos(kx \sin \psi_i - ky \frac{\theta}{\mu} \tan \psi_i) \times \cos(kx \sin \psi_j - ky \frac{\theta}{\mu} \tan \psi_j) \cos(ky \cos \psi_i - ky \cos \psi_j) d\theta \quad (3.14)$$

donde  $I'_i d\theta$  representa la contribución a la irradiancia total del  $i$ -ésimo orden ( $i=0, 1, 2, \dots$ ) debido a la componente de la onda plana con ángulo  $\theta$ , y  $\mu$  es el índice de refracción del medio exterior a la máscara de fase. Para un espectro incidente angular constante dentro del rango  $-\Delta\phi/2 < \theta < +\Delta\phi/2$  (es decir, todas las contribuciones pesan lo mismo) la ecuación (3.14) queda de la siguiente forma:

$$U_k = I_0 + \sum_{j=1}^m \sum_{i=0}^m 2\sqrt{I_i I_j} \left[ \begin{aligned} &\text{sinc} \left( (ky \tan \psi_i + ky \tan \psi_j) \frac{\Delta\phi}{2\mu} \right) \cos(kx \sin \psi_i + kx \sin \psi_j) + \\ &\text{sinc} \left( (ky \tan \psi_i - ky \tan \psi_j) \frac{\Delta\phi}{2\mu} \right) \cos(kx \sin \psi_i - kx \sin \psi_j) \end{aligned} \right] \times \cos(ky \cos \psi_i - ky \cos \psi_j) \quad (3.15)$$

donde  $I_i = I_1 \Delta\phi$  es la irradiancia del  $i$ -ésimo orden en un intervalo espectral estrecho centrado en  $k$ .

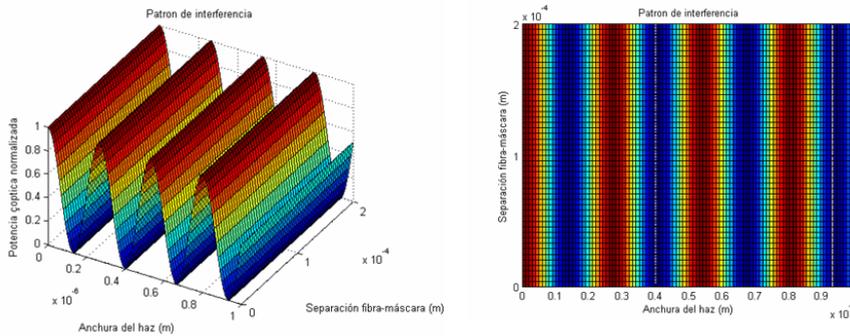
Esta ecuación puede simplificarse si se considera el caso de una máscara de fase ideal. Una máscara de fase ideal es aquella que tiene completamente suprimido el orden 0 ( $I_0=0$ ) y que produce tan sólo los órdenes  $\pm 1$ . En este caso, y tomando  $\mu=1$ , la ecuación (3.15) queda de la siguiente forma:

$$cU_k = 2I_1 [\text{sinc}(ky \tan \psi_1 \Delta\phi) \cos 2kx \sin \psi_1 + 1] \quad (3.16)$$

Si se considera el caso de una coherencia espacial infinita ( $\Delta\phi \rightarrow 0$ ), y dado que  $\sin \psi_1 = \lambda/d$ , la ecuación (3.16) puede simplificarse hasta la expresión:

$$cU_k = 4I_1 \cos^2(2\pi x/d) \quad (3.17)$$

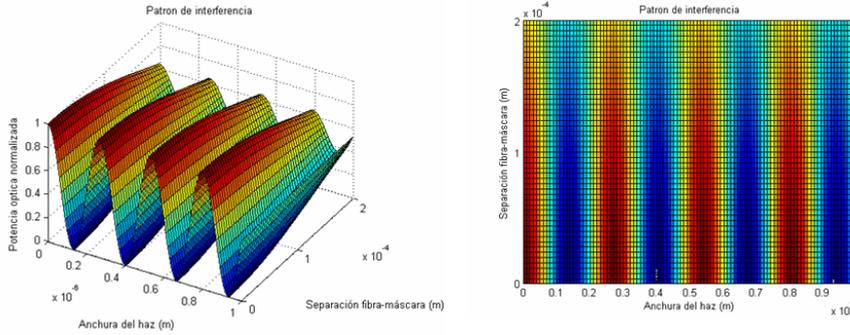
La ecuación (3.17) muestra que la distribución de la densidad de energía tras una máscara de fase ideal forma un sistema de franjas espaciadas  $d/2$  en la dirección  $x$  independientemente de la longitud de onda. Esta máscara de fase ideal no requiere por lo tanto una fuente de ancho de línea pequeño. En la figura 3.24 se muestra la distribución espacial de energía para el caso de una máscara de fase ideal desde dos perspectivas para una mejor apreciación.



**Figura 3.24.** Patrón de interferencia generado por una máscara de fase ideal (sólo orden  $\pm 1$ ), con coherencia espacial del haz perfecta y ancho de línea de 1 nm.

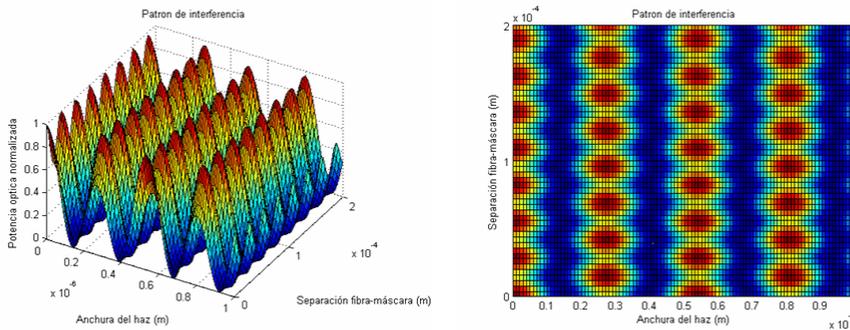
Como puede apreciarse en la figura 3.24, el patrón de interferencias creado por una máscara de fase ideal consiste en una perturbación sinusoidal en la dirección paralela a la máscara de fase y que se extiende hasta el infinito sin pérdida de visibilidad. En cambio, si consideramos el caso de una coherencia espacial finita ( $\Delta\phi \neq 0$ ) la visibilidad de las franjas se pierde a una distancia  $y = \lambda/2 \tan \psi_1 \Delta\phi = \delta/2 \tan \psi_1$ , tal y como se muestra en la figura 3.25, donde  $\delta = \lambda / \Delta\phi$  es la longitud de coherencia en la máscara de fase [DYE90].

Como puede observarse en la figura 3.25, la visibilidad del patrón interferométrico se va reduciendo conforme aumenta la distancia respecto a la máscara de fase. Por este motivo el sistema de fabricación trata de ubicar la fibra fotosensible lo más cerca posible de la máscara de fase, con la única precaución de mantener una distancia suficiente para evitar posibles efectos electrostáticos entre la máscara y la fibra.



**Figura 3.25.** Patrón de interferencia generado por una máscara de fase ideal (sólo orden +/- 1), con divergencia espacial del haz no nula ( $\Delta\phi=0.85$  mrad) y ancho de línea de 1 nm.

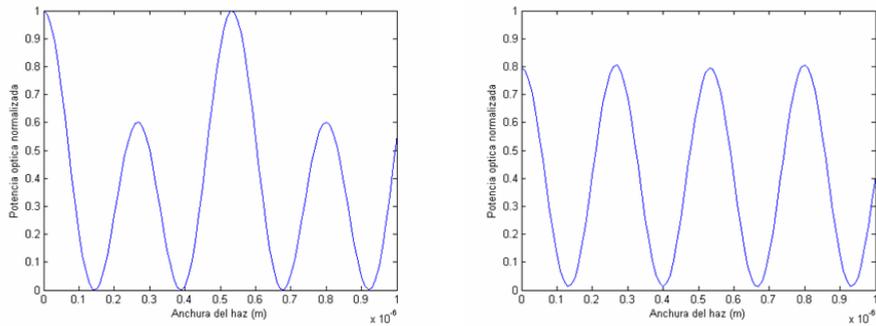
Además de la divergencia espacial finita del haz, el hecho de que la máscara de fase no sea ideal tiene también una gran incidencia sobre el patrón interferométrico. Una máscara de fase real, difracta alrededor del 3% de la potencia incidente en el orden cero. En la figura 3.26 podemos ver el efecto del orden cero sobre el patrón de interferencias.



**Figura 3.26.** Patrón de interferencia generado por una máscara de fase real (orden cero 3%), con coherencia espacial del haz perfecta y ancho de línea de 1 nm.

Se aprecia como aparece una nueva estructura periódica a lo largo de la dirección perpendicular a la máscara de fase, de una periodicidad dos órdenes de magnitud mayor que la periodicidad de la perturbación paralela a la máscara de fase, en torno a las 20-30 micras. Dado que el núcleo de la fibra fotosensible tiene una anchura de aproximadamente 5-10 micras, el patrón interferométrico que se va a fotoinscribir sobre él va a depender fuertemente de su posición. Concretamente, el núcleo de la fibra fotosensible va a estar expuesto a patrones como los que se muestran en la figura 3.27, sin mas que desplazarse unas decenas de micras.

El periodo fundamental de las franjas interferométricas a lo largo de la dirección paralela a la máscara de fase no varía pero, en función de la posición de la fibra, puede aparecer un armónico de segundo orden. Esto tendrá un efecto muy limitado sobre la respuesta espectral de la red de difracción fabricada, dado que esta perturbación de segundo orden tendrá efecto espectral en unas longitudes de onda fuera de la zona de interés. Sin embargo, es conveniente minimizar este efecto, dado que emplea parte de la potencia óptica disponible en crear resonancias no deseadas. La solución adoptada para

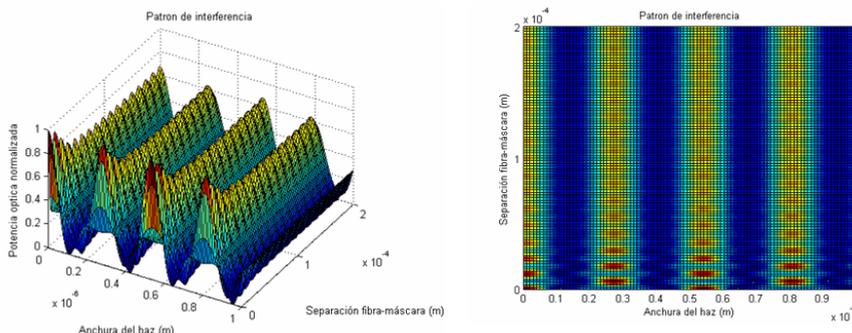


**Figura 3.27.** Perfil de potencia incidente sobre la fibra fotosensible en dos posiciones del patrón interferométrico.

minimizar este efecto, dado que con el sistema de fabricación actual es inevitable que parte de la energía difractada en el orden cero incida sobre la fibra, consiste en programar la plataforma de traslación de modo que el salto entre exposiciones consecutivas se corresponda siempre con un número impar de periodos. De este modo exposiciones sucesivas cancelarán este efecto optimizando el empleo de la potencia óptica UV.

En cualquier caso, se puede apreciar claramente como el efecto sobre el patrón interferométrico de la energía difractada en el orden cero es absolutamente crítico, por lo cual es muy importante trabajar con máscaras de fase de alta calidad que aseguren los menores niveles posibles de energía difractada en este orden.

Por ultimo, se considera el efecto de los ordenes superiores, concretamente del orden  $\pm 2$ . Este efecto, como puede apreciarse en la figura 3.28, es mucho menos nocivo para el patrón de interferencias que el efecto del orden cero.



**Figura 3.28.** Patrón de interferencia generado por una máscara de fase real (orden  $\pm 2$   $\sim 10\%$ ), con coherencia espacial del haz perfecta y ancho de línea de 1 nm.

Al igual que el orden cero, produce una periodicidad en la dirección perpendicular a la máscara de fase. Pero en este caso, esa periodicidad se desvanece al cabo de unas pocas decenas de micras, por lo que en la región donde se va a ubicar la fibra fotosensible el único efecto es un ligera pérdida de visibilidad.

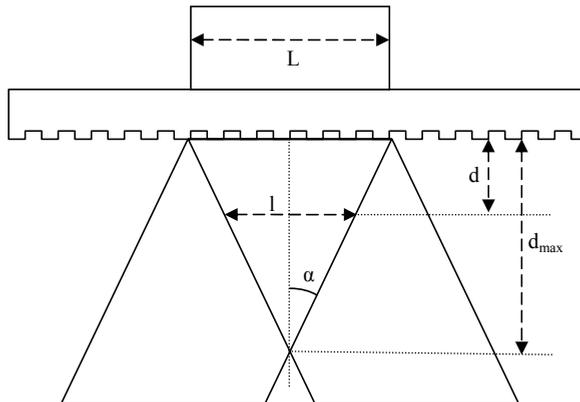
### 3.4.2 Anchura efectiva de la región de interferencias.

Como ya ha sido mencionado anteriormente, el haz UV que incide sobre la máscara de fase tiene un perfil gaussiano tanto en la dirección vertical como en la horizontal. Utilizando el equipamiento adecuado es posible caracterizar con gran precisión la anchura de este haz UV en la posición en la que incide sobre la máscara de fase. En nuestro caso, esa anchura es de  $470\ \mu\text{m}$  en la dirección horizontal y de  $100\ \mu\text{m}$  en la dirección vertical, ambos valores representando la anchura total a mitad del valor máximo (*full width half maximum*; FWHM). Sin embargo, la distancia entre la máscara de fase y la fibra provoca que la anchura “efectiva” del patrón de interferencias que va a iluminar la fibra fotosensible sea algo menor que la anchura del haz que incide sobre la máscara de fase.

Como puede verse en la figura 3.29, a medida que nos alejamos de la máscara de fase, la zona en la que se superponen los órdenes de difracción +1 y -1 es cada vez de una anchura menor. La anchura de la región de interferencias en función de la separación respecto a la máscara de fase vendrá dada por la expresión:

$$l = L - 2d \tan(\alpha) \quad (3.12)$$

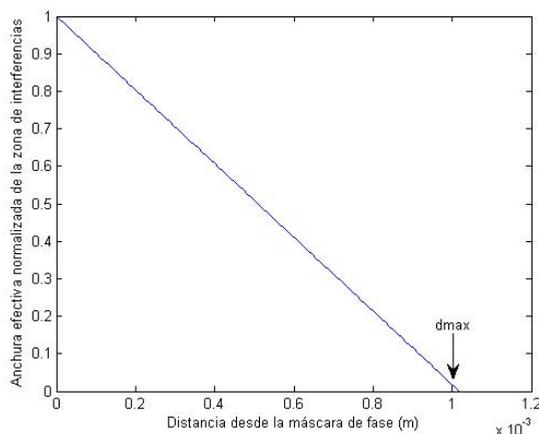
donde  $L$  es la anchura del haz UV al incidir sobre la máscara de fase,  $d$  es la distancia respecto a la máscara de fase y  $\alpha$  es el ángulo que forman los órdenes difractados +1 y -1 respecto a la normal a la máscara de fase (típicamente  $\alpha$  tiene un valor en torno a  $13^\circ$ ). En la figura 3.30 se ha representado la anchura efectiva normalizada de la zona de interferencias en función de la distancia desde la máscara de fase. La zona de interferencias se extiende hasta una distancia igual a  $d_{\text{max}} = L/2 \cdot \tan(\alpha)$ .



**Figura 3.29.** Superposición de los órdenes de difracción +1 y -1 tras al atravesar el haz UV la máscara de fase.

Hay que tener en consideración que la fibra tiene una anchura típica de  $125\ \mu\text{m}$  de diámetro, por lo que su núcleo siempre estará como mínimo a unos  $\sim 65\ \mu\text{m}$  de la máscara de fase. Además, para evitar el contacto entre la fibra y la máscara de fase, que puede dañar esta última, y para evitar problemas de atracción electrostática, no es recomendable situar el borde exterior de la fibra óptica a una distancia menor de  $50\ \mu\text{m}$ ,

por lo que el valor mínimo para la separación entre el núcleo fotosensible y la máscara de fase será de unos 115  $\mu\text{m}$ . Esto provocará que, en el mejor de los casos, la anchura efectiva de la zona de interferencias será el 89% de la anchura del haz UV que incide sobre la máscara de fase. Para una anchura del haz UV de 470  $\mu\text{m}$ , esto representa que la anchura de la zona de interferencias será de 417  $\mu\text{m}$ .



**Figura 3.30.** Anchura efectiva de la zona de interferencias en función de la distancia respecto a la máscara de fase.

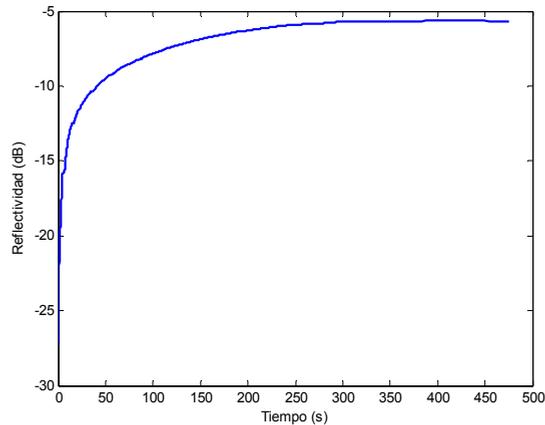
Estos cálculos sobre la anchura efectiva del haz deben ser tomados en cuenta a la hora de la fabricación de las redes de difracción, pero sobre todo a la hora de modelar el crecimiento del índice de refracción inducido por la radiación UV.

### 3.4.3 Caracterización de la fotosensibilidad.

Para poder controlar adecuadamente el proceso de fabricación, es necesario caracterizar con precisión la fotosensibilidad de la fibra óptica que va a emplearse. Es importante destacar que la caracterización de la fotosensibilidad no se limita únicamente a la fibra fotosensible, sino que lo que se caracteriza es el conjunto formado por la fibra fotosensible y por el sistema de fabricación. Sería por lo tanto más correcto hablar de caracterización del sistema de fabricación en lugar de caracterización de la fotosensibilidad de la fibra. El motivo es que hay multitud de parámetros que influyen en el modo en que el índice de refracción crece al ser irradiado por luz UV (potencia óptica, polarización del haz UV, distancia de la fibra respecto a las lentes cilíndricas, distancia y posición respecto a la máscara de fase, ángulo de incidencia del haz UV, parámetros del sistema de apuntamiento, etc...). Es por ello más sencillo desde un punto de vista práctico caracterizar la fotosensibilidad del sistema para una configuración determinada, que tener que calcular el efecto de las variaciones de las distintas variables sobre la fotosensibilidad. Por lo tanto, la caracterización de la fotosensibilidad sólo será aplicable en sentido estricto a una determinada configuración del sistema de fabricación, y para un determinado tipo de fibra. Cuando se modifique la disposición de algún componente, algún parámetro del sistema, o el tipo de fibra, la fotosensibilidad del sistema deberá ser caracterizada de nuevo.

La fibra óptica fotosensible que se utiliza habitualmente en el sistema de fabricación es una fibra codopada con boro, de la marca Fibercore, modelo PS1250/1500. Al estar codopada con boro es fotosensible de manera intrínseca, es decir, no requiere de un proceso de hidrogenación. Esto presenta la ventaja de que la fibra fotosensible está lista para ser utilizada en cualquier momento, y además siempre presenta las mismas características en cuanto a fotosensibilidad, pero como contrapartida su fotosensibilidad es menor que la de la fibra hidrogenada, alcanzando un valor entorno a  $1E-3$ . Otra contrapartida es que la fotosensibilidad de este tipo de fibras no es lineal, lo que dará lugar a que en ocasiones sea necesario aplicar algún procedimiento adicional para compensar los efectos negativos que puede tener este comportamiento no lineal, como se verá más adelante.

Para caracterizar la fotosensibilidad del sistema se irradia la fibra fotosensible con el haz UV manteniendo la plataforma en posición estacionaria. De este modo, el haz UV de perfil gaussiano producirá un incremento del índice de refracción en el núcleo de la fibra. A uno de los extremos de la fibra fotosensible se ha conectado un circulador, una fuente de banda ancha y un analizador de espectros ópticos (como se mostró en la figura 3.1), de modo que al mismo tiempo que se produce la irradiación es posible monitorizar la reflectividad en tiempo real. A partir de esta reflectividad es posible inferir como ha evolucionado el índice de refracción en función del tiempo (dado que mantenemos la potencia óptica constante), y de este modo obtener una expresión para la fotosensibilidad. En la figura 3.31 se muestran los valores de la reflectividad obtenidos en función del tiempo de exposición.



**Figura 3.31.** Reflectividad producida por la irradiación del haz UV en función del tiempo de exposición.

Como se vio en el capítulo 2, la expresión analítica que relaciona la reflectividad de una red de difracción con la amplitud de su índice de modulación es válida tan solo en el caso de redes uniformes. La apodización de la red no será uniforme dado que el perfil del haz UV es gaussiano. Parece razonable suponer que la amplitud del índice de modulación creado en el núcleo de la fibra también presentará un perfil gaussiano, pero en todo caso se desconoce la anchura de este perfil dado que la respuesta de la fibra fotosensible podría ser no lineal, y por lo tanto la anchura del perfil del índice de

refracción no tiene porque ser la misma que la anchura del haz UV. Por lo tanto, se va a aproximar la apodización producida por la irradiación del haz gaussiano sobre la fibra a una apodización uniforme. El objetivo es extraer información cualitativa sobre la dinámica del proceso fotosensible. Una vez obtenida esta información cualitativa, se realizará un nuevo ajuste más preciso para obtener cuantitativamente las variable dinámicas del proceso.

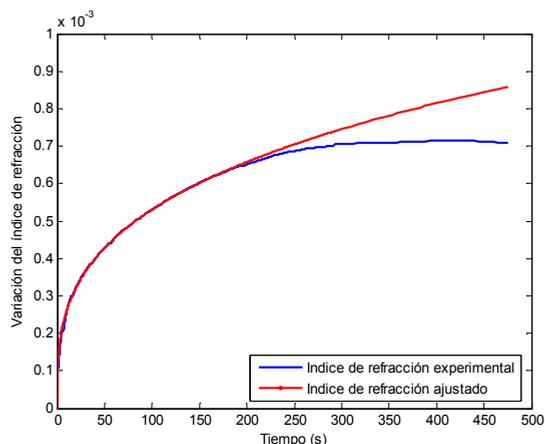
Por lo tanto, a partir de la medida de la reflectividad en función del tiempo de la figura 3.31, y utilizando la ecuación 3.13 (deducida en el capítulo 2 particularizando la solución de las ecuaciones de acoplo de modos para el caso de redes uniformes) se obtiene la variación del índice de refracción en función del tiempo.

$$\Delta n(t) = \frac{\lambda \operatorname{atanh}(\sqrt{R(t)})}{\pi \eta L} \quad (3.13)$$

En la figura 3.32 se representa la variación del índice de refracción en función del tiempo. Como se puede observarse en esta figura, el crecimiento del índice de refracción parece evolucionar de forma exponencial, al menos lejos de la zona de saturación, por lo que se realizará el ajuste numérico de acuerdo a la expresión:

$$\Delta n = a \cdot t^B \quad (3.14)$$

Los parámetros de este ajuste son  $a = 1.27E-4$  y  $B = 0.31$ . Como puede observarse el ajuste es excelente hasta un tiempo de exposición de aproximadamente 200 segundos, instante a partir del cual el efecto de la saturación de la fotosensibilidad hace que esta ya no se ajuste al modelo exponencial.



**Figura 3.32.** Ajuste de la variación del índice de refracción a un modelo exponencial en una primera aproximación.

De esta primera aproximación se concluye que el índice de refracción crece de forma exponencial en función del tiempo de irradiación, antes de llegar a la región de saturación. Pero al haber asumido que la apodización del índice producida era

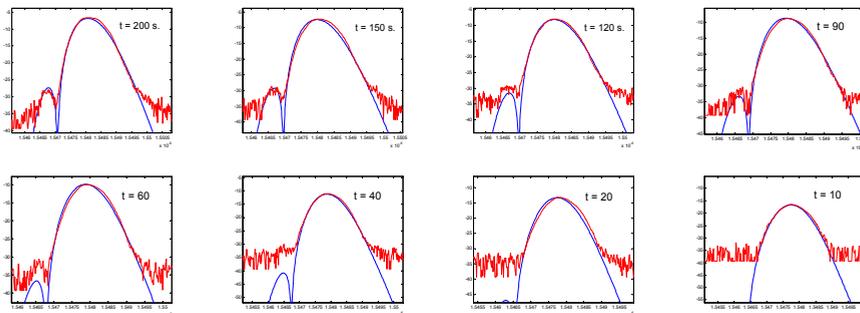
uniforme, no es posible considerar como válidos los parámetros  $a$  y  $B$  obtenidos del ajuste.

Con el fin de realizar un ajuste más preciso, se utilizaron las capturas espectrales obtenidas en diferentes instantes durante la irradiación ( $t_{exp}=10$  s, 20 s, 40 s, 60 s, 90 s, 120 s, 150 s, y 200 s) para obtener el perfil del índice de refracción para esos instantes determinados. Dado que solo se conoce la amplitud de la respuesta espectral y no su fase, no es posible aplicar métodos de síntesis, por lo que se ha implementado un proceso automático basado en el algoritmo “Nelder-Mead simplex algorithm” [LHO05]. Este proceso reconstruye los parámetros físicos de una red de difracción a partir tan solo del módulo de su respuesta espectral, sin necesitar información sobre su fase, pero como contrapartida necesita el conocimiento previo del tipo de apodización de la red de difracción. En este caso, dado que la respuesta del proceso fotosensible es exponencial, la red fabricada tendrá un perfil gaussiano cuya anchura  $\sigma'$  vendrá dada por:

$$\sigma' = \frac{\sigma}{\sqrt{B}} \tag{3.15}$$

donde  $\sigma$  es la anchura del haz UV que incide sobre la fibra una vez corregido el efecto de la distancia entre la fibra y la máscara de fase de acuerdo a la ecuación (3.12).

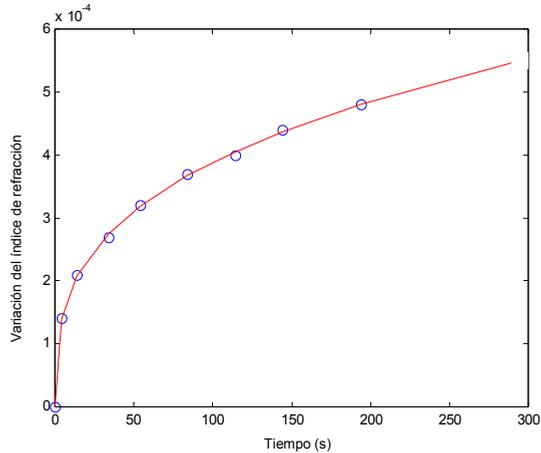
Debido a la dinámica exponencial del proceso fotosensible, el índice de refracción fabricado sobre la fibra tendrá un perfil gaussiano de anchura  $\sigma'$  que se mantendrá constante durante todo el proceso, mientras que el valor máximo de este perfil gaussiano aumentará en función del tiempo. El algoritmo Nelder-Mead implementado realiza diversas iteraciones modificando el valor máximo del perfil gaussiano del índice de refracción hasta ajustar los espectros parciales obtenidos y los simulados. En la figura 3.33 se muestra los resultados del ajuste obtenidos para las diferentes capturas parciales. En el eje vertical se representa la reflectividad en dBm y en el eje horizontal la longitud de onda en metros.



**Figura 3.33.** Ajustes de las capturas espectrales parciales obtenidas durante la irradiación.

A partir de los valores máximos del perfil del índice de refracción obtenido en función del tiempo, y dado que se ha asumido un crecimiento exponencial, es posible determinar los valores de  $a$  y  $B$  experimentalmente. Siguiendo este procedimiento se obtienen unos

valores  $a = 8.9E-5$  y  $B = 0.32$ , que como puede observarse en la figura 3.34 proporcionan un ajuste excelente con los valores experimentales obtenidos a partir de las capturas parciales.



**Figura 3.34.** Variación del índice de refracción en función del tiempo de irradiación obtenido a partir de las capturas parciales (Azul) y ajuste al modelo exponencial (rojo)

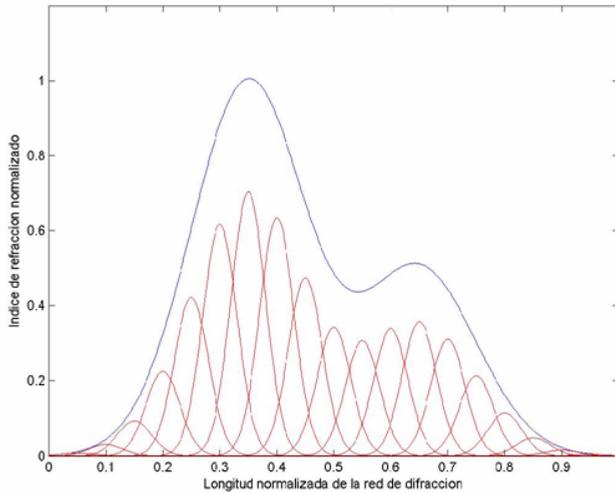
### 3.5 Automatización del proceso de fabricación.

Uno de los aspectos más importantes en un sistema de fabricación de altas prestaciones de redes de difracción de Bragg en fibra es la automatización del mismo. Si se pretende fabricar redes de Bragg de alta calidad se ha de intentar que el componente “artesanal” en el proceso de fabricación sea lo más pequeño posible. Para ello se requieren unos procedimientos que, implementados de forma adecuada, permitan fabricar redes de difracción a partir de sus requerimientos (bien sobre el espectro óptico o bien sobre el perfil del índice de refracción) de forma automática, es decir, con la menor intervención que sea posible del operador a cargo del sistema de fabricación. Esta automatización se consigue por medio de un PC que controla tanto el movimiento de la plataforma de traslación como el obturador electromecánico.

El punto de partida de esta automatización son los requisitos sobre la red de difracción de Bragg. Estos requisitos pueden especificarse sobre su respuesta espectral (módulo y/o fase) o sobre la variación del índice de refracción (tanto en amplitud como en el periodo). Utilizando los programas de síntesis que mencionamos en el capítulo 2, es posible obtener la variación del índice de refracción que proporciona una determinada respuesta espectral, por lo que se considerará que el punto de partida para el proceso de fabricación siempre será un determinado índice de refracción objetivo.

El primer paso del proceso de fabricación consistirá en descomponer la amplitud del índice de refracción objetivo como suma de índices de refracción de perfil gaussiano de distintas intensidades. Estos índices de refracción de perfil gaussiano estarán equiespaciados una distancia que vendrá dada por un múltiplo entero del periodo de las franjas interferométricas y tendrán una anchura igual a la anchura efectiva del haz. En la

figura 3.35 se muestra gráficamente esta descomposición con valores aumentados de la separación entre exposiciones, para una mejor apreciación visual.



**Figura 3.35.** Descomposición del índice de refracción objetivo como suma de perfiles de índice de refracción gaussianos equiespaciados de anchura igual a la anchura efectiva del haz UV.

A partir de esta descomposición, y dado que anteriormente se ha caracterizado el crecimiento del índice de refracción en función del tiempo de exposición a la radiación UV, es posible determinar cual es el tiempo de exposición necesario para conseguir el índice de refracción máximo. El resultado de este primer paso será por lo tanto las posiciones donde se debe irradiar la fibra y el tiempo de exposición en cada posición.

En la descomposición anterior sólo se ha tenido en cuenta la amplitud (módulo) del perfil del índice de refracción que se pretende fabricar. El segundo paso consistirá en calcular las posiciones de irradiación teniendo en cuenta la fase de dicho perfil. Para ello sumamos un desplazamiento adicional a cada posición en función de la fase relativa que tenga el perfil en cada uno de los puntos de exposición. Este desplazamiento adicional variará entre  $\pm\lambda/2$  cuando la fase relativa varíe entre  $\pm\pi$ .

El tercer paso consistirá en descomponer cada exposición sencilla en dos sub-exposiciones desfasadas entre si. Cada una de estas sub-exposiciones tendrán un tiempo de exposición igual a la mitad del tiempo máximo calculado en el primer paso, y el desfase relativo entre ella,  $\theta$ , será el adecuado para conseguir el perfil de apodización en cada punto,  $\Delta n$ , obtenido en ese primer paso de acuerdo a la expresión:

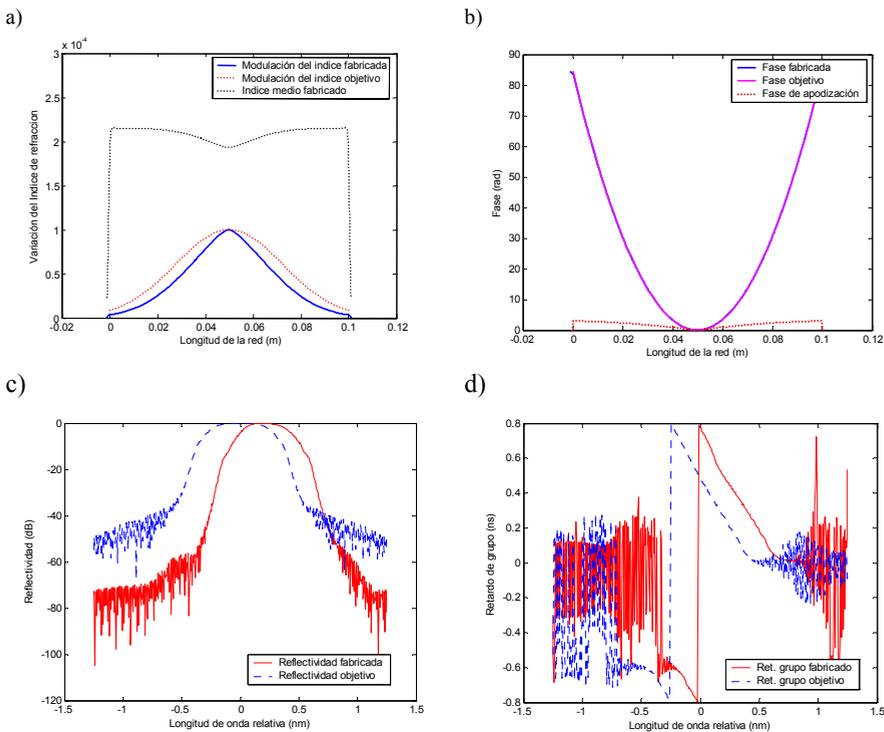
$$\Delta n = \frac{1 + \cos \theta}{2} \quad (3.16)$$

Como cuarto paso, el PC calculará el perfil de índice de refracción (tanto en módulo como en fase) que se creará a partir de las posiciones de irradiación y de los tiempos de exposición obtenidos, y mostrará gráficamente una comparativa entre el índice de refracción objetivo y el que va a ser fabricado realmente. También aplicará el método de

análisis a ambos perfiles, de modo que mostrará la respuesta espectral obtenida (módulo, fase y retardo de grupo) a partir del perfil objetivo y la comparará con la respuesta espectral obtenida a partir del perfil fabricado.

En la figura 3.36 se muestra un ejemplo de la comparativa realizada entre el perfil de índice de refracción objetivo y el fabricado, así como de sus respuestas espectrales asociadas. Se trata de una red con chirp y con apodización gaussiana. En la figura 3.36(a) se muestra la modulación del índice de refracción deseada y la conseguida, así como el valor medio del índice de refracción. En la figura 3.36(b) se muestra la fase cuadrática introducida para conseguir un chirp lineal, y la fabricada realmente, así como la fase que produce el perfil de apodización gaussiana. Por último, se muestra la reflectividad y el retardo de grupo en las figuras 3.36(c) y 3.36(d), respectivamente, correspondientes a ambos perfiles, al objetivo y al fabricado.

En caso de dar por buena la concordancia mostrada entre la red de difracción objetivo y la fabricada, se pasaría al quinto y último paso, que consiste en que el PC escriba un programa de fabricación que contenga los comandos adecuados para controlar tanto la plataforma de traslación como el obturador electromecánico. La ejecución automática de este programa posicionaría la plataforma de traslación y conmutaría sincronizadamente el obturador de modo que se fabricara la red de difracción de Bragg deseada de forma automática.



**Figura 3.36.** Comparación entre la red objetivo y la fabricada a partir de la suma de exposiciones desfasadas.

En caso de que la concordancia resultante del paso cuarto no fuera completamente satisfactoria, sería necesario modificar los parámetros de fabricación (salto entre exposiciones, anchura del haz, etc...) o, de ser esta la causa, compensar el posible efecto de la respuesta no lineal de la fotosensibilidad de la fibra. Este proceso de compensación se describe con detalle en el apartado 3.6.

En la figura 3.37 se muestra un esquema de los pasos dados en esta automatización del proceso de fabricación.

Por último, se debe mencionar el modo en que se realiza la suma de las variaciones de índices de refracción producidos por las diferentes exposiciones. Dichas variaciones tienen un periodo del orden de centenares de nanómetros, por lo que para realizar computacionalmente la suma de diferentes variaciones del índice de refracción deberíamos muestrear dichas variaciones con una resolución del orden de, como mínimo, varias decenas de nanómetros. Muestrear con esta resolución distancias que pueden alcanzar los 30 cm (longitud máxima de una red de difracción producida por el sistema de fabricación) exigiría un coste computacional enorme. Para ello, se ha comprobado que dos variaciones del índice de refracción de fuerza y fase arbitrarias pueden ser sumadas analíticamente, eliminando el elevado coste computacional.

Suponiendo que se tienen que sumar dos perfiles de índice de refracción que vienen dados por las expresiones:

$$\begin{aligned}
 A(z) &= A_0(z) \left( 1 + \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda} + \phi_1(z) \right) \right) \\
 B(z) &= B_0(z) \left( 1 + \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda} + \phi_2(z) \right) \right)
 \end{aligned}
 \tag{3.17}$$

donde  $A_0$  y  $B_0$  son las envolventes o perfiles de apodización del índice de refracción,  $\Lambda$  es el periodo de la perturbación y  $\phi_1$  y  $\phi_2$  son las fases del índice de refracción, que no tienen que ser necesariamente constantes a lo largo de cada exposición.

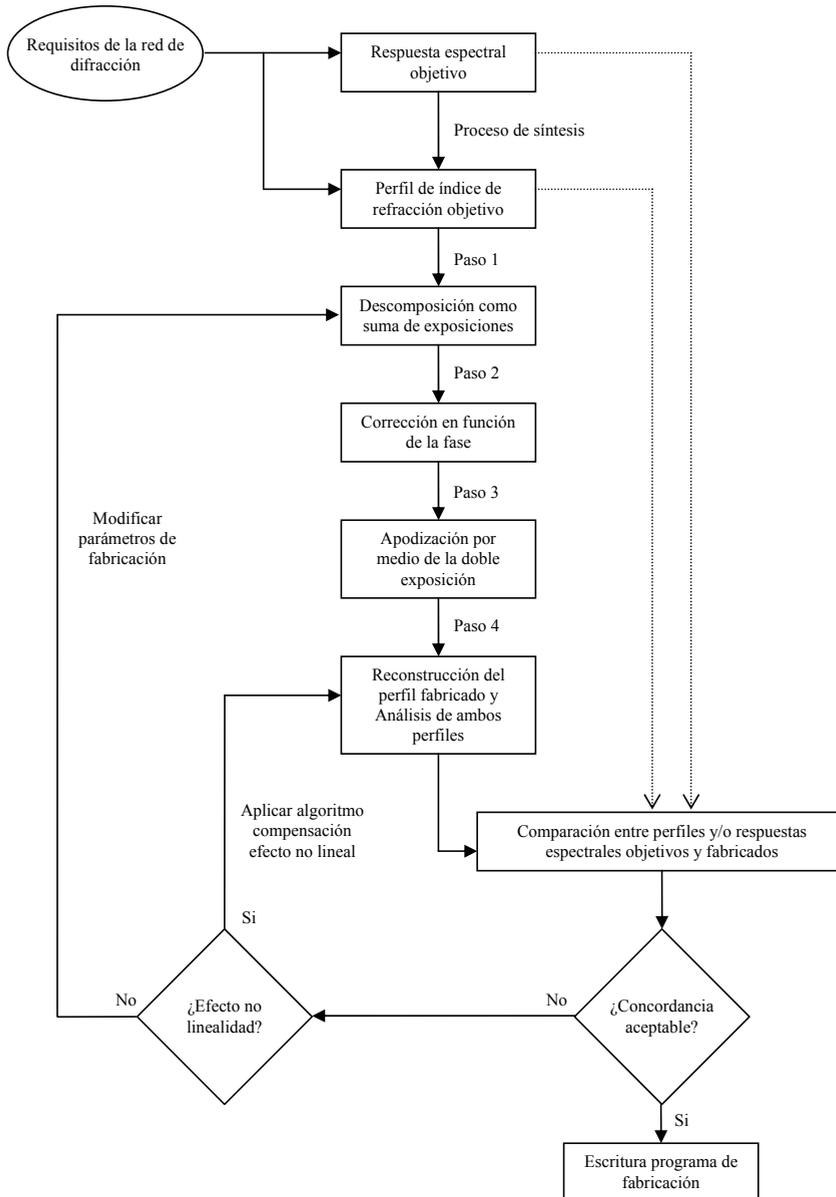
Operando algebraicamente sobre la suma de ambas expresiones obtenemos la siguiente ecuación:

$$A(z) + B(z) = A_0(z) + B_0(z) + (A_0(z) + B_0(z) \cos(\Delta\phi(z))) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right)
 \tag{3.18}$$

donde  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ . Esto significa que esta expresión analítica que permite calcular el efecto de la suma de exposiciones sin tener que recurrir a muestrear el perfil del índice de refracción con una resolución del orden de decenas de nanómetros.

En la figura 3.38 se muestran algunos ejemplos de aplicación de esta ecuación, comparando sus resultados con los obtenidos realizando la suma “muestreada”. En el primer caso se realiza la suma de dos apodizaciones gaussianas en fase y de igual amplitud, mientras que en el segundo caso las amplitudes son diferentes. En el tercer caso existe un desfase de  $\pi$  entre ambas, y en el último caso ese desfase es de  $\pi/3$ . En todos los casos el resultado de la suma utilizando la expresión analítica de la ecuación

(3.18) coincide con el resultado de la suma “muestreada”, lo que demuestra la validez de este método.



**Figura 3.37.** Esquema del proceso de automatización del sistema de fabricación.

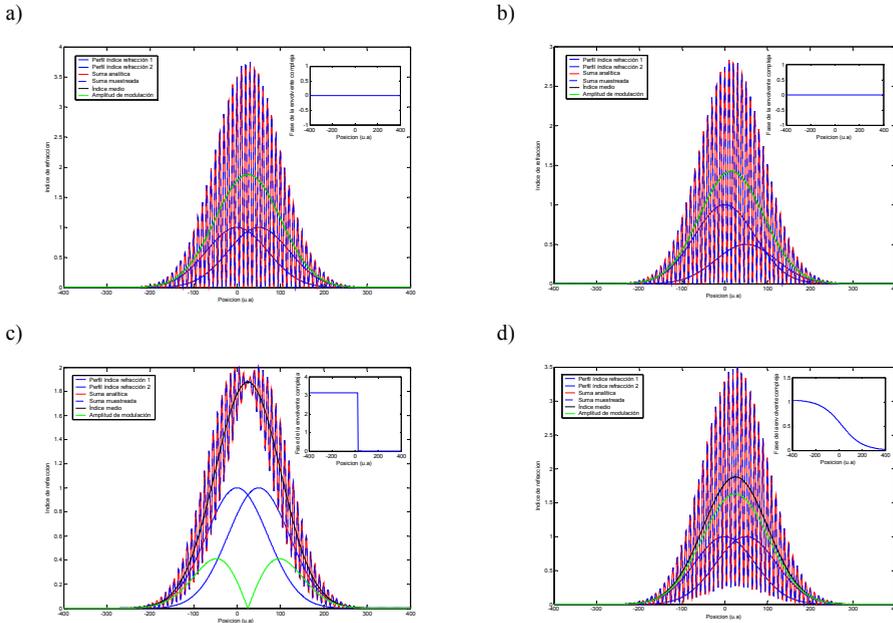
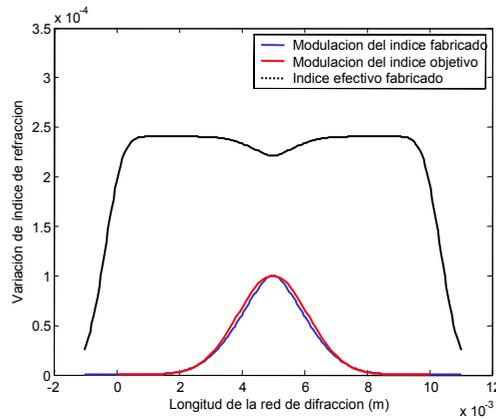


Figura 3.38. Suma de exposiciones de perfil gaussiano de igual amplitud (a), de diferentes amplitudes (b), desfasadas  $\pi$  radianes (c) y desfasadas  $\pi/3$  radianes (d).

### 3.6 Compensación del efecto no lineal.

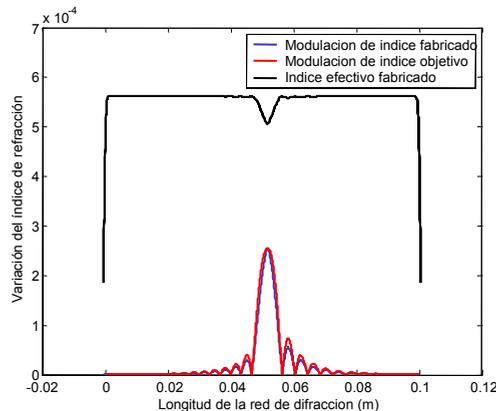
Como se pudo ver en el apartado 3.4.3, la fotosensibilidad de la fibra utilizada en el sistema de fabricación no es lineal sino que, lejos de la zona de saturación, presenta una dependencia temporal de tipo exponencial de acuerdo a la ecuación 3.14, donde  $a = 8.9E-5$  y  $B = 0.32$ . Esta no-linealidad tiene implicaciones muy profundas sobre el sistema de fabricación, especialmente cuando se desea fabricar redes de difracción con requerimientos sobre la respuesta espectral muy exigentes. Más concretamente, el efecto de la no-linealidad provoca que el índice de refracción fabricado no coincida exactamente con el deseado. Esta discrepancia puede dar lugar a diferencias importantes entre la respuesta espectral requerida y la fabricada.

Como se ha visto en este capítulo, la técnica empleada en el sistema de fabricación consiste en la superposición de exposiciones individuales. Controlando adecuadamente la fase relativa entre las subredes así creadas, el sistema es capaz de fabricar redes apodizadas y/o con chirp. Además, para conseguir mantener un valor del índice de refracción promedio constante cada exposición es desdoblada en dos sub-exposiciones, de modo que la fase relativa entre ellas determinará la modulación del índice de refracción, pero al mismo tiempo dado que la energía depositada por la doble exposición es siempre la misma, el valor medio del índice de refracción permanecerá constante. Como puede verse en la simulación de la figura 3.38, cuando se fabrica una red apodizada mediante esta técnica el efecto de la no linealidad produce que el valor del índice efectivo no se mantenga constante, y que la modulación del índice fabricado difiera ligeramente de la modulación objetivo.

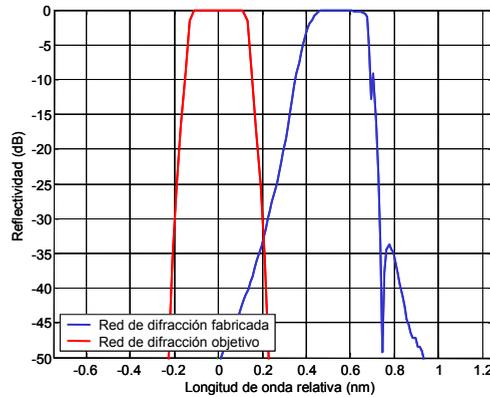


**Figura 3.38.** Efecto de la no-linealidad sobre el perfil del índice de refracción de la red de difracción.

El impacto de estas imperfecciones en el perfil del índice de refracción de la red sobre su respuesta espectral depende fuertemente del tipo de red. Para redes apodizadas sencillas, estas imperfecciones se traducen en una pequeña variación de anchura y de reflectividad, que en la mayor parte de las ocasiones son poco significativas. Pero cuando la respuesta espectral de la red de difracción tiene unos requisitos muy exigentes, estas imperfecciones pueden provocar que la red de difracción deje de cumplir las especificaciones espectrales requeridas. En la figura 3.39 puede observarse el efecto de la no-linealidad sobre una red de difracción cuya respuesta espectral pretende ser un filtro pasa-banda con una anchura de 0.2 nm a -1 dB y de 0.4 nm -30 dB. Como se aprecia en la figura, el efecto de la no-linealidad provoca la pérdida de uniformidad del índice efectivo, así como un desajuste entre el valor de la modulación del índice fabricada y el objetivo. El efecto de estas imperfecciones sobre el espectro provoca que el filtro fabricado deje de cumplir las especificaciones deseadas, como se observa en la figura 3.40.



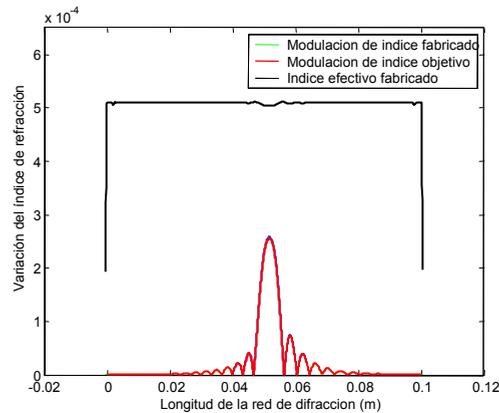
**Figura 3.39.** Efecto de la no-linealidad sobre el perfil del índice de refracción de un filtro óptico de requisitos muy estrictos.



**Figura 3.40.** Efecto de la no-linealidad sobre la respuesta espectral de un filtro óptico de requisitos muy estrictos.

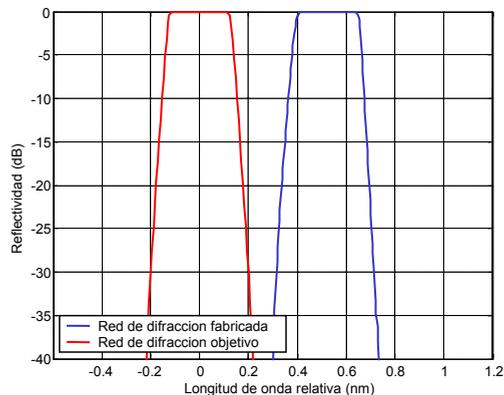
Para conseguir que el filtro cumpla las especificaciones deseadas debe compensarse el efecto de la no linealidad. Se necesita compensar tanto el valor de la modulación del índice como el valor del índice efectivo, y esto no puede ser conseguido variando tan solo el desfase relativo entre exposiciones, dado que este desfase afecta a ambos valores. Debido a esto es necesario modificar otro parámetro, el tiempo de exposición, que también afecta tanto a la modulación del índice como al índice efectivo. Debemos pues encontrar unos valores para el desfase entre exposiciones y para el tiempo de exposición que nos permita compensar el efecto de la no-linealidad, es decir, que produzca una variación del índice de refracción similar a la que se produciría si la fotosensibilidad de la fibra tuviera un comportamiento lineal. Para conseguir esto se procede a desarrollar e implementar un algoritmo iterativo, que va modificando el desfase relativo entre exposiciones y el tiempo de exposición de cada una de modo que tanto la modulación del índice como el índice efectivo convergen al valor objetivo conforme aumenta el número de iteraciones.

En la figura 3.41 se puede observar el perfil del índice de refracción de la red de Bragg después de haber aplicado este algoritmo iterativo. Se aprecia como existe una gran coincidencia entre la modulación de índice fabricada y la objetivo. También se observa como el índice efectivo se mantiene prácticamente uniforme a lo largo de toda la red de Bragg.



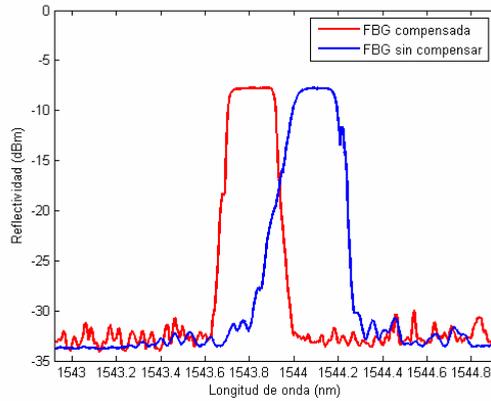
**Figura 3.41.** Efecto de la compensación del efecto no-lineal sobre el perfil del índice de refracción.

A consecuencia de esto, la respuesta espectral de la red de Bragg se ve modificada como se aprecia en la figura 3.42, mostrando una gran similitud con la respuesta deseada y cumpliendo con los exigentes requisitos demandados para su empleo como filtro óptico.



**Figura 3.42.** Resultado de la compensación del efecto no-lineal sobre la respuesta espectral de la red de difracción.

Por último, para validar experimentalmente este algoritmo iterativo que compensa el efecto no-lineal, se han fabricado y medido los espectros ópticos correspondientes a los perfiles compensados y sin compensar. En la figura 3.43 se observa la evidente mejora en las características espectrales que presenta la respuesta del filtro compensado (a) comparado con el filtro sin compensar (b), confirmando el correcto funcionamiento del algoritmo.



**Figura 3.43.** Validación experimental de la compensación del efecto no-lineal sobre la respuesta espectral de la red de difracción.

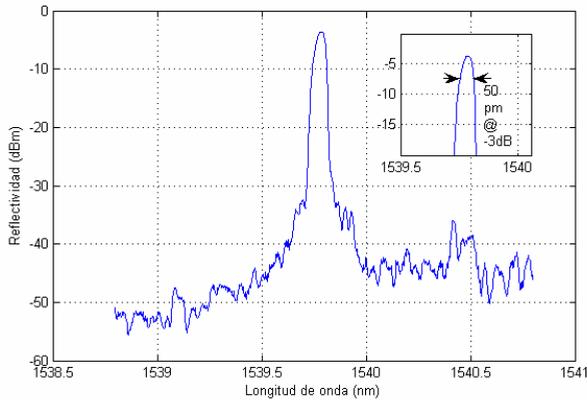
### 3.7 Prestaciones y límites del sistema de fabricación.

Pese a que el sistema de fabricación de redes de difracción de Bragg en fibra ha sido diseñado con la finalidad de que tenga la máxima versatilidad y flexibilidad posible, sus características, tanto físicas como de funcionamiento, ponen ciertos límites a las características de las FBGs que puede fabricar. En este apartado se evalúan los límites del sistema de fabricación y se analizan posibles modificaciones futuras que permitan superar estos límites.

#### 3.7.1 Límites físicos del sistema de fabricación.

- **Longitud física de la FBG**

Debido a la longitud finita de la plataforma de traslación, las FBGs producidas por el sistema de fabricación tienen una longitud máxima de 30 cm. Dado que a mayor longitud de la FBG más estrecha es su respuesta espectral, esto permite la fabricación de FBGs con una anchura de hasta tan solo unas pocas decenas de picómetros, como puede apreciarse en la figura 3.44. En dicha figura se muestra una FBG de 25 cm de longitud con una anchura espectral de aproximadamente 50 pm, lo que corresponde a una anchura en frecuencia de unos 6 GHz. De hecho, el factor limitante en este caso para la anchura espectral de la FBG no es la longitud física de la misma, sino el excesivo valor del incremento del índice de refracción. Esa FBG fabricada presenta un incremento de índice de refracción de aproximadamente  $1.3E-5$ , lo que implica una transmitividad de  $\sim -15$ dB. Dado que el obturador electromecánico presenta un tiempo mínimo de conmutación, existe un umbral mínimo de fluencia UV sobre la fibra que no es posible traspasar, y por lo tanto un valor mínimo para el incremento del índice de refracción. Con un obturador más rápido es posible conseguir valores menores del incremento del índice de refracción, de modo que las simulaciones muestran que un valor del incremento del índice de refracción de  $0.5E-5$  produce una FBG de transmitividad  $\sim -3$ dB y de una anchura espectral de tan solo 5 pm, es decir, aproximadamente 0.6 GHz.



**Figura 3.44.** Respuesta espectral de una red apodizada de 25 cm de longitud..

En el sistema desarrollado la fibra permanece estacionaria y es la plataforma de traslación, y el haz UV que viaja sobre ella, los que se mueven. Existen otros sistemas que mantienen inmóvil el haz UV mientras lo que se desplaza es la fibra, utilizando unas bobinas que van girando a la velocidad angular adecuada, y permitiendo de este modo la fabricación de redes de difracción de más de un metro de longitud. Sin embargo, dichos sistemas requieren procesos de alineamiento muy costosos y complicados, y no se prevé que en el Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas se requieran fabricar FBGs de tal longitud.

- **Longitud de onda de Bragg**

Aunque el sistema es versátil en cuanto al perfil de apodización y a la fase espacial de la FBG fabricada, la longitud de onda de Bragg de la FBG viene determinada fundamentalmente por el periodo de la máscara de fase utilizada.

La técnica de la máscara de fase supone una ventaja en cuanto a la facilidad en el alineamiento del sistema y a la repetibilidad de las FBGs fabricadas, pero sin duda en un inconveniente al necesitar una máscara de fase diferente para cada longitud de Bragg con la que se tiene que trabajar.

- **Cancelación entre exposiciones sucesivas**

Una de las principales características del sistema es que, controlando adecuadamente el desfase entre exposiciones, es posible fabricar redes chirpeadas utilizando tan solo una máscara de fase uniforme. Sin embargo, el desfase entre exposiciones se consigue introduciendo pequeños saltos adicionales entre exposiciones sucesivas. Esto produce que la suma de todas las exposiciones en cada punto no estén en fase, lo que reduce la visibilidad de la perturbación periódica fotoinscrita sobre la fibra. Cuando los desfases entre exposiciones son grandes, esta visibilidad se reduce de manera drástica llegando a alcanzar un valor nulo. Las consecuencias prácticas de este fenómeno son que se establece un límite superior a la variación máxima del periodo que se puede alcanzar en redes con chirp.

Excepto por este límite superior, el sistema permite controlar con un alto grado de precisión el retardo de grupo de las FBGs con chirp fabricadas, y la técnica de

fabricación empleada permite conseguir respuestas espectrales con muy poco rizado tanto en la amplitud como en el retardo de grupo, tal y como se ilustra en la figura 3.45.

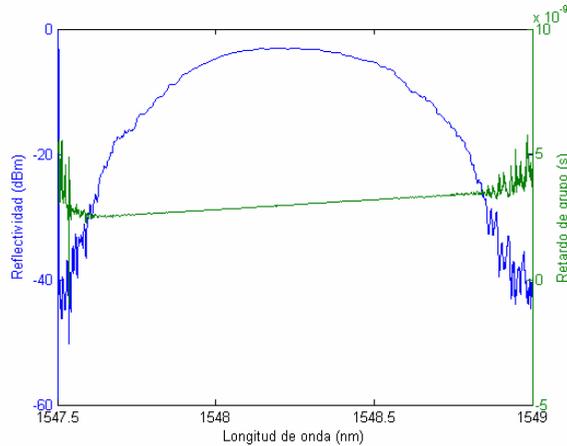


Figura 3.45. Amplitud y retardo de grupo de una red chirpeada..

- **Tiempo de estabilización entre exposiciones.**

Como ya se ha comentado en el presente capítulo, el sistema irradia la fibra de forma estacionaria, es decir, sin movimiento relativo entre la fibra y el haz UV. Esto provoca que después de cada movimiento de la plataforma, el sistema deba esperar un cierto tiempo hasta que la plataforma deja de oscilar y se puede activar nuevamente el obturador electromecánico para una nueva irradiación UV. En la figura 3.46 se observa una medida real del movimiento de la plataforma y del tiempo necesario para su estabilización. En las gráficas “Position” y “Pos Cmd” se representa la posición real y la posición objetivo de la plataforma, respectivamente, mientras que en la gráfica “Pos Err(1)” se representa la diferencia entre ambos valores. Se observa claramente como al iniciar y al finalizar el movimiento la plataforma sufre unas oscilaciones que no se amortiguan completamente hasta transcurrido algún tiempo. Por lo tanto, el obturador no deberá activarse inmediatamente después de que la plataforma alcance la posición deseada, sino que tendrá que esperar un tiempo de guarda hasta que las oscilaciones desaparezcan.

Este tiempo necesario para que la plataforma se estabilice es muy pequeño, del orden de unos pocos centenares de milisegundos, pero cuando los tiempos de exposición son también pequeños, o cuando el número de exposiciones que requiere la FBG es muy grande, puede significar un aumento considerable en el tiempo total necesario para la fabricación.

Este aumento en el tiempo total necesarios para la fabricación, en determinadas ocasiones puede resultar muy perjudicial porque resulta complicado garantizar la estabilidad térmica y mecánica del sistema para intervalos de tiempo mayores de 20 minutos.

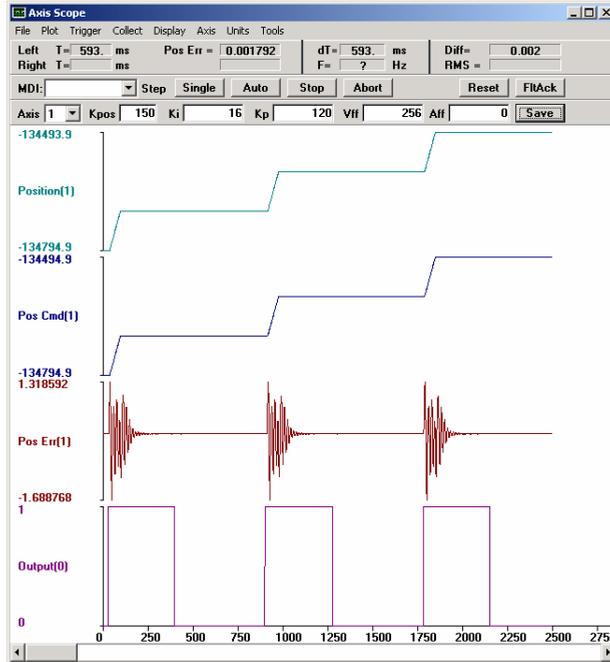


Figura 3.46. Medida del funcionamiento de la plataforma de traslación.

- **Sistema de apuntamiento analógico.**

Otra característica esencial del sistema de fabricación desarrollado es la implementación del sistema de apuntamiento que se ha descrito en el apartado 3.2.2. Este sistema incrementa de forma drástica la repetibilidad y la calidad de las FBGs fabricadas. En la figura 3.47 se muestra la transmitividad medida para diferentes FBGs uniformes de 2 cm de longitud cuando el sistema de apuntamiento se encuentra conectado (círculos rojos) o desconectado (cruces azules). Se aprecia claramente la mejora que produce el sistema de apuntamiento sobre la repetibilidad del sistema.

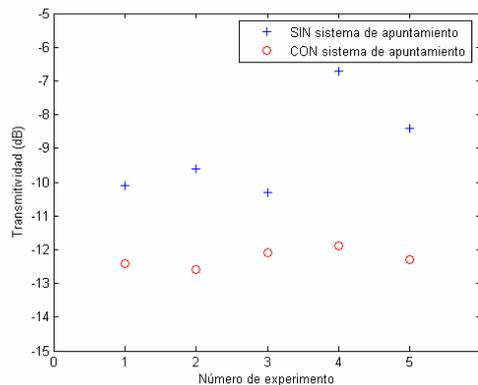


Figura 3.47. Efecto del sistema de apuntamiento sobre la transmitividad de FBGs uniformes de 2 cm de longitud.

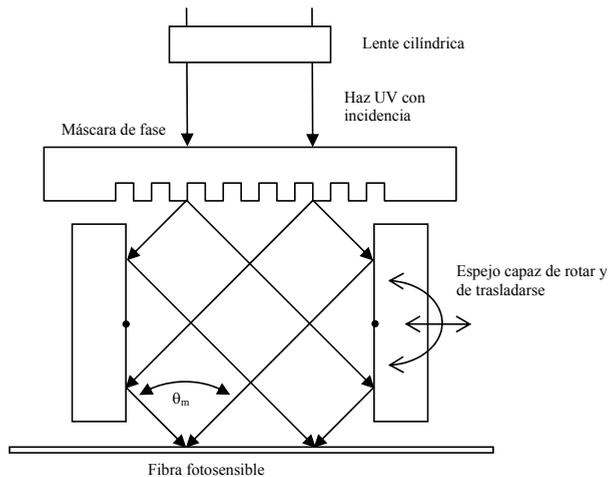
Hay que destacar que, aunque esta mejora ya se hace evidente para FBGs de tan solo 2 cm de longitud, cuanto mayor es la longitud de la FBG, mayor es la mejora que produce el sistema de apuntamiento en la calidad y repetibilidad de las FBGs fabricadas. Por ejemplo, la FBG de 25 cm de longitud mostrada en la figura 3.44 sería en la práctica imposible de fabricar con este sistema sin disponer del sistema de apuntamiento analógico.

### 3.7.2 Mejoras futuras.

Algunas de las limitaciones del sistema de fabricación vistas en el apartado anterior son limitaciones inherentes del sistema, es decir, se deben a la propia naturaleza de la técnica escogida o de su implementación y no pueden superarse, como por ejemplo el límite a la longitud física de las FBGs o la cancelación entre exposiciones sucesivas. Sin embargo, algunas de estas limitaciones sí que pueden ser superadas realizando determinadas modificaciones al sistema. En este apartado se van a describir estas modificaciones que van a ser aplicadas en un futuro próximo para mejorar las prestaciones del sistema.

- **Longitud de onda de Bragg**

Esta es una de las principales limitaciones del sistema en la actualidad, dado que implica la necesidad de adquirir una nueva máscara de fase para cada nueva longitud de onda de trabajo. En el futuro se pretende utilizar la máscara de fase tan sólo como elemento divisor del haz, y dirigir los órdenes difractados  $\pm 1$  por medio de espejos móviles hasta superponerlos en una determinada región del espacio, tal y como se comentó en el apartado 2.9 y se muestra en la figura 3.48.



**Figura 3.48.** Esquema del sistema de fabricación interferométrico que utiliza la máscara de fase como elemento divisor del haz.

Esta modificación permite sintonizar el periodo de las franjas interferométricas variando el ángulo relativo entre los haces. Como contrapartida, la región de interferencias no se crea siempre en la misma zona espacial, por lo que aumenta la

complejidad del sistema de alineamiento al requerir que la fibra varíe su posición espacial en función del ángulo relativo entre los espejos.

- **Tiempo de estabilización entre exposiciones.**

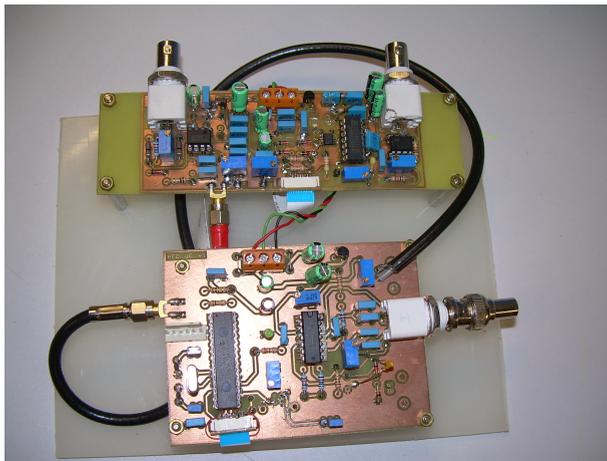
Para eliminar la necesidad de este tiempo de estabilización y, en general, para aumentar la velocidad de fabricación del sistema, se ha planteado la sustitución del obturador electromecánico por un modulador acustoóptico, que utiliza la polarización del haz incidente para controlar el paso de la luz UV a una velocidad muy superior a la de su equivalente mecánico.

De este modo es posible fabricar la FBG moviendo la plataforma de forma continua pero sin ver reducida la visibilidad dada la gran velocidad de conmutación de este modulador. Además, dado que con esta técnica es posible irradiar con saltos de tamaño igual a un periodo, los errores en el posicionamiento se reducen de forma drástica, tal y como muestra la ecuación 3.10 que se vio en el apartado 3.3.1.

- **Sistema de apuntamiento digital.**

Como ya ha sido comentado en el apartado anterior, el sistema de apuntamiento analógico implementado es una de las causas principales de la calidad de las FBGs producidas en el sistema. Sin embargo este sistema es mejorable en algunos aspectos.

Para ello se ha desarrollado e implementado un sistema de apuntamiento digital, cuya característica principal es un mejor y más sencillo ajuste de las variables de control electrónico que intervienen en el proceso. Este nuevo sistema permite, entre otras cosas, que el tiempo necesario para que en la exposición inicial el haz UV se centre perfectamente en la fibra se reduzca de forma drástica. En la figura 3.49 se muestra un prototipo del sistema de control digital diseñado, y en el anexo IV se muestra el esquema eléctrico del circuito de control digital.



**Figura 3.49.** Imagen del prototipo del sistema de control digital.

### **3.8 Conclusiones del capítulo.**

En este capítulo se ha explicado el funcionamiento del sistema de fabricación de altas prestaciones de FBGs desarrollado en el ámbito de esta tesis en el seno del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas de la Universidad Politécnica de Valencia. Se ha descrito la técnica de fabricación implementada, el motivo de esta elección, y una descripción completa del funcionamiento y de los componentes. Se han mostrado los principios físicos en los que se sustenta esta técnica, y se ha modelado el proceso de crecimiento del índice de refracción. Se ha explicado como se ha automatizado el proceso para mejorar la calidad de las FBGs fabricadas, y como se ha compensado la respuesta no lineal que presenta la fibra fotosensible sobre la que se fabrican las FBGs. Por último, se han mostrado los límites de este sistema de fabricación, y las mejoras que van a implementarse en el futuro para superar algunas de estas limitaciones.

## Referencias.

- [DUR97] Durkin, M.; Ibsen, M.; Cole, M.J.; Laming, R.I., "1 m long continuously-written fibre Bragg gratings for combined second- and third-order dispersion compensation", *Electron. Lett.*, Vol. 33 (22), pp. 1891-1893, 1997.
- [ERD94] T. Erdogan, V. Mizrahi, "Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* 11, 2100-2105, 1994.
- [GAL93] M. Gallagher, U. Österberg, "Time resolved 3.10 eV luminescence in germanium-doped silica glass", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63 (22), pp. 2987-2988, 1993.
- [KAS96] R. Kashyap, H. G. Froelich, A. Swanton, D. J. Armes, "Super-step-chirped Fiber Bragg gratings", *Electron. Lett.*, vol. 32 (15), pp. 1394-1396, 1996.
- [KOM96] T. Komukai, M. Nakazawa, "Fabrication of high-quality long fiber Bragg grating by monitoring 3.1 eV radiation (400 nm) from GeO defects", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 8 (11), pp. 1495-1497, 1996.
- [MEY97] T. Meyer, P. A. Nicati, P. A. Robert, D. Varelas, H. G. Limberger, R. P. Salathé, "Birefringence writing and erasing in ultra-low-birefringence fibers by polarized ultraviolet side-exposure: origin and applications", *Optical review*, vol. 4 (1A), pp. 53-55, 1997.
- [WIL92] D. L. Williams, S. T. Davey, R. Kashyap, J. R. Armitage, Ainslie, "Direct observations of UV induced bleaching of 240 nm absorption band in photosensitive germanosilicate glass fibers", *Electron. Lett.*, vol. 28 (4), pp. 369-371, 1992.

# Capítulo 4

## Propiedades de polarización de las FBGs

### 4.1 Introducción

Las redes de difracción de Bragg en fibra (*Fiber Bragg Gratings; FBGs*) son fabricadas de manera habitual irradiando transversalmente un lado de la fibra fotosensible con un patrón de interferencias de luz UV. Este proceso de irradiación lateral induce una pequeña cantidad de birrefringencia que se combina con la birrefringencia intrínseca de la fibra dando lugar a una birrefringencia total [ERD94, VEN94]. Habitualmente, el valor de esta birrefringencia total oscila entre  $10^{-6}$  y  $10^{-5}$  [ERD94, VEN94, OH04], por lo que afecta de forma prácticamente inapreciable a la respuesta espectral de la red. Sin embargo produce que los diferentes modos de polarización ortogonales experimenten diferentes valores de la constante de acoplo a lo largo de la FBG. Esto provoca la aparición de pérdidas dependientes de la polarización (*Polarization Dependent Losses; PDL*) y de un retardo de grupo diferencial (*Differential Group Delay; DGD*) entre los dos modos ortogonales, lo que limita el ancho de banda efectivo y el alcance de los enlaces ópticos de comunicaciones [POO97, GIS97, GAL98, HUT00, LU02].

Estudiar las propiedades de polarización de las FBGs es de vital importancia para comprender su impacto en los sistemas de transmisión [KAM02] aunque también presenta interesantes aplicaciones en el campo del sensado, como el desarrollo nuevas técnicas de demodulación para sensores simultáneos de varios parámetros [OH04].

Incluso es posible utilizar las propiedades de polarización de las FBGs para compensar la dispersión por polarización modal (*Polarization Mode Dispersion; PMD*) de los enlaces ópticos [LI03, DON04]. En este capítulo se realiza un completo análisis de estas propiedades, estudiando tanto teórica como experimentalmente la dependencia con la longitud de onda de la PDL y del DGD asociados con el espectro en transmisión de las FBGs. El estudio se centra en las redes uniformes y con saltos de fase, dado que es posible obtener la función de transferencia de estas redes de forma analítica. La función de transferencia para las redes con saltos de fase es completamente general, por lo que se realizará el estudio sobre este tipo de redes y posteriormente se particularizará para el caso de redes uniformes considerándolas un caso especial de las redes con salto de fase en las que el salto de fase es igual a cero. En primer lugar se emplea el formalismo de las matrices de Jones [HEC98] y las ecuaciones de acoplo de modos para obtener una expresión analítica del coeficiente de transmisión que tenga en cuenta la birrefringencia de la red de difracción. A partir de esta expresión se derivan las expresiones teóricas de la PDL, el DGD, y los parámetros de Stokes normalizados, lo que permite obtener su valor en función de la birrefringencia. Estas expresiones permiten calcular el valor de estos parámetros a partir de las características físicas de la red de difracción. A continuación se demuestra que tanto los parámetros de Stokes normalizados como la PDL y el DGD pueden ser simulados de forma rápida y precisa utilizando las relaciones obtenidas. Una vez desarrollado el estudio teórico y validado experimentalmente, es aplicado a la medida de la birrefringencia de las FBGs producidas en el sistema de fabricación y al análisis de sus causas. También se muestra como este análisis puede aplicarse al desarrollo de un sensor de tensión transversal de alta resolución. Por último, se demuestra una relación entre la dispersión cromática de una red de difracción y su retardo de grupo diferencial que permite obtener la birrefringencia de una red de difracción sin que sea necesario conocer sus parámetros físicos. Además se comprueba como esta relación es aplicable también al caso de las redes de difracción de periodo largo [VEN96, BAC03].

## 4.2 Modelado de la respuesta en polarización de las FBGs con saltos de fase.

Como se ha comentado en el apartado introductorio, este estudio se centrará en las redes uniformes y las redes con saltos de fase dado que para este tipo de redes disponemos de expresiones analíticas para sus coeficientes de transmisión. De hecho, se considerará a las redes uniformes como un caso particular de redes con salto de fase cuando el valor del salto de fase es igual a cero. Para modelar la respuesta en polarización de las FBGs con saltos de fase, en primer lugar obtendremos la expresión analítica de su coeficiente de transmisión complejo, del mismo modo que hicimos en el capítulo 2 para las redes uniformes.

Las FBGs con saltos de fase pueden ser representadas esquemáticamente como se muestra en la figura 4.1. En este esquema,  $E_i^+$  e  $E_i^-$  representan las dos ondas que se contra-propagan en el interior de la red. Se indexan con  $i=1, 2$  dependiendo de su posición con respecto al salto de fase. En la figura 4.1,  $L$  representa la longitud total de la red, mientras que  $L_1$  es la longitud de la red hasta el punto donde se produce el salto de fase  $\Delta\Phi$  y  $L_2$  es la longitud restante.

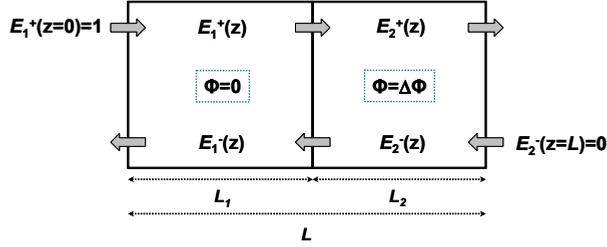


Figura 4.1. Fenómeno de acoplo en FBGs con saltos de fase.

El fenómeno de acoplo entre dos ondas contra propagantes en una red con un salto de fase puede ser expresado por dos ecuaciones acopladas [MAR99]:

$$\frac{dE_i^+(z)}{dz} = -j\kappa E_i^-(z) \exp\{j(2\sigma z + \Phi(z))\} \quad (4.1)$$

$$\frac{dE_i^-(z)}{dz} = j\kappa E_i^+(z) \exp\{-j(2\sigma z + \Phi(z))\} \quad (4.2)$$

donde  $\kappa$  es el coeficiente de acoplo,  $\sigma$  es el número de onda diferencial y  $\Phi(z)$  es el valor de la fase en función de la posición. Estos parámetros vienen dados respectivamente por las siguientes relaciones [ERD97]:

$$\kappa = \frac{\pi\eta\delta n}{\lambda} \quad (4.3)$$

$$\sigma = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (4.4)$$

donde  $\eta$  es el factor de confinamiento relativo al cociente de energía guiada en el núcleo de la fibra,  $\delta n$  es la modulación del índice de refracción del núcleo,  $\Lambda$  es la periodicidad de la red,  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo del núcleo y  $\lambda$  es la longitud de onda.

Para resolver las ecuaciones (4.1) y (4.2) se utilizan las condiciones de contorno que aparecen en la figura 4.1 y la continuidad de las ondas entrantes y salientes en la posición del salto de fase. Después de desarrollo, se obtiene la siguiente expresión para el coeficiente de transmisión complejo:

$$t = \frac{\alpha^2}{a + jb} \quad (4.5)$$

donde:

$$\alpha = \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \quad (4.6)$$

$$a = \kappa^2 \sinh(\alpha L_1) \sinh(\alpha L_2) (\cos \Delta\Phi - 1) + \alpha^2 \cosh(\alpha L) \quad (4.7)$$

$$b = -\alpha \sigma \sinh(\alpha L) + \kappa^2 \sinh(\alpha L_1) \sinh(\alpha L_2) \sin \Delta\Phi \quad (4.8)$$

Como se ha mencionado en la introducción de este capítulo, las redes de difracción son fabricadas generalmente por un proceso de irradiación lateral, por lo que el cambio en el índice de refracción no es constante a lo largo de la sección transversal de la fibra, sino que este cambio es mayor en la parte del núcleo por la que incide la radiación UV. Esta falta de uniformidad de la variación del índice de refracción produce una birrefringencia fotoinducida que se combina con la birrefringencia intrínseca de la fibra dando lugar a una birrefringencia total,  $\Delta n$  [ERD94, VEN94]. Además, el estado de polarización de la luz UV incidente puede influir de forma significativa sobre el valor de la birrefringencia fotoinducida [MEY97, REN01]. En presencia de birrefringencia ( $\Delta n = |n_{\text{eff},x} - n_{\text{eff},y}| \neq 0$ ), existe una diferencia entre el índice de refracción de los modos propios de la FBG (llamados modos  $x$  y  $y$ ) y el coeficiente de transmisión complejo  $t$  degenera en dos coeficientes  $t_x$  y  $t_y$  dado que los modos propios sufren diferentes acoplos a lo largo de la red. Los índices de refracción efectivos de los dos modos propios son definidos por la ecuación (4.9):

$$n_{\text{eff},x} = n_{\text{eff}} + \frac{\Delta n}{2}; \quad n_{\text{eff},y} = n_{\text{eff}} - \frac{\Delta n}{2} \quad (4.9)$$

Los coeficientes  $t_{x(y)}$ , se derivan de la ecuación (4.5), donde  $\alpha$  y  $\sigma$  son reemplazados por  $\alpha_{x(y)}$  y  $\sigma_{x(y)}$  respectivamente.  $\alpha_{x(y)}$  y  $\sigma_{x(y)}$  son obtenidos sustituyendo  $n_{\text{eff}}$  por  $n_{\text{eff},x(y)}$  en las ecuaciones (4.4) y (4.6). Los coeficientes en potencia se pueden obtener directamente del coeficiente de transmisión complejo de cada uno de los modos propios  $T_{x(y)} = |t_{x(y)}|^2$ .

En un sistema de coordenadas Cartesiano cuyos ejes de referencia coincidan con los modos propios de la FBG la matriz de Jones de la red de difracción es diagonal, siendo sus valores propios precisamente los coeficientes de transmisión complejos de cada uno de los modos propios. De este modo, el vector de Jones de la señal transmitida viene dado por la ecuación (4.10):

$$\begin{pmatrix} E_{t,x} \\ E_{t,y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i,x} \\ E_{i,y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_x E_{i,x} \\ t_y E_{i,y} \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

El rango de valores típicos para la birrefringencia,  $\Delta n$ , de una red de difracción de Bragg varía entre  $10^{-6}$  y  $10^{-5}$  [ERD94, VEN94, OH04]. El desplazamiento espectral entre  $t_x$  y  $t_y$  es entonces de tan sólo unos pocos picómetros. Debido a esto, el efecto de  $\Delta n$  no es detectado en el espectro transmitido debido a la limitada resolución de los instrumentos de medida ( $\sim 15$  pm), como se observa en la figura 4.2. Sin embargo, estos valores de la birrefringencia sí que tienen unos efectos claramente apreciables sobre las propiedades de polarización de las FBGs (PDL, DGD y Parámetros de Stokes normalizados), por lo que la medida de estas propiedades nos proporcionará información sobre los valores de la birrefringencia de la red de difracción.

### 4.2.1 Modelado de las pérdidas dependientes de la polarización en las redes de difracción de Bragg con saltos de fase.

Se define la PDL como el cambio máximo en la potencia transmitida cuando el estado de polarización inicial es variado sobre todos los estados de polarización posibles. De este modo, en el caso de FBGs, la PDL para la señal transmitida viene dada por la ecuación (4.11):

$$PDL(\lambda) = \left| 10 \log_{10}(T_x(\lambda) / T_y(\lambda)) \right| \tag{4.11}$$

A partir de esta ecuación es posible representar la PDL en función de la longitud de onda para cualquier red de difracción con salto de fase. En la figura 4.4 se representa la PDL para una red de difracción con un salto de fase de  $\pi$  (a) y para una red uniforme (b). Estas figuras fueron obtenidas a partir de las ecuaciones (4.3)-(4.9) y (4.11), utilizando los siguientes parámetros:  $L = 10$  mm,  $\Lambda = 530$  nm,  $\delta n = 10^{-4}$ ,  $\Delta n = 5 \cdot 10^{-6}$  para ambas redes y  $L_1 = L_2 = 5$  mm para la red con el salto de fase de  $\pi$ .

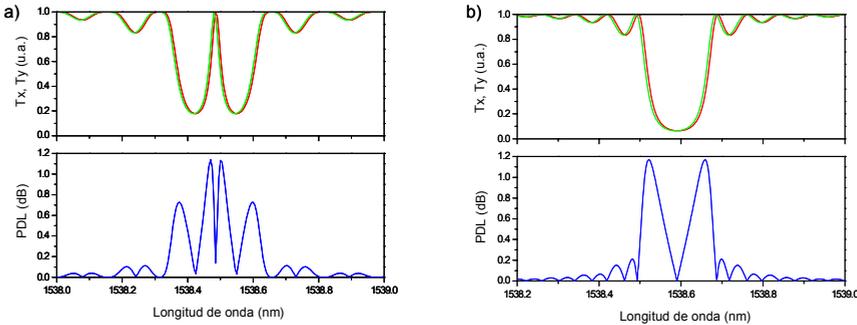


Figura 4.2. PDL en función de la longitud de onda para una red con un salto de fase de  $\pi$  (a) y para una red uniforme (b).

La evolución de la PDL puede ser explicada a partir del espectro transmitido. De hecho, los valores mínimos de la PDL se alcanzan para longitudes de onda en las cuales  $T_x = T_y$ . En particular, esto sucede el centro de la banda de rechazo. Entre dos valores mínimos consecutivos, la evolución de la PDL exhibe valores locales máximos para longitudes de onda coincidentes con la máxima diferencia de amplitudes entre  $T_x$  y  $T_y$ .

### 4.2.2 Modelado del retardo de grupo diferencial en las redes de difracción de Bragg con saltos de fase.

El DGD en una red de difracción de Bragg se define como la diferencia en el retardo de grupo entre los dos modos propios:

$$DGD(\omega) = \left| \tau_x(\omega) - \tau_y(\omega) \right| \tag{4.12}$$

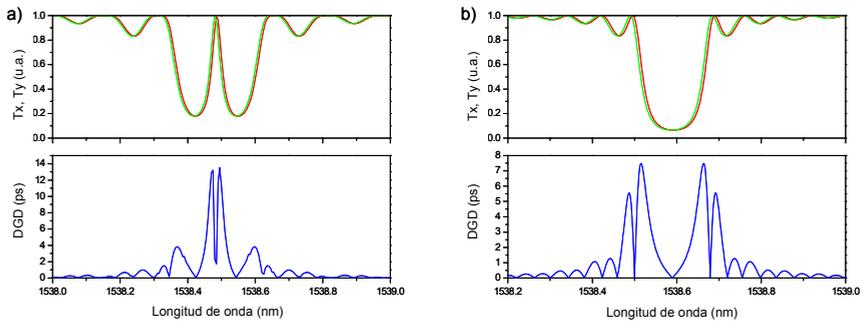
donde el retardo de grupo  $\tau_{x(y)}$  es la derivada respecto a la pulsación  $\omega$  de la fase de  $t_{x(y)}$ :

$$\tau_{x(y)}(\omega) = \frac{d}{d\omega} \arg(t_{x(y)}(\omega)) \quad (4.13)$$

A partir de la ecuación (4.12), con las expresiones dadas en (4.13) y en (4.5) es posible obtener el valor del DGD en función de los parámetros físicos de una red con salto de fase. Sin embargo, es extremadamente complejo obtener una expresión analítica cerrada y compacta, por lo que en este capítulo se muestran implementaciones numéricas de dichas ecuaciones. Para el caso particular de redes uniformes, si que es posible llegar a la expresión analítica que se muestra en la ecuación (4.14) y cuya obtención se detalla en el anexo 1.

$$\begin{aligned} \text{DGD}(\omega) &= |\tau_x(\omega) - \tau_y(\omega)| = \\ &= \left| \frac{n_{eff,x}}{c} \frac{\frac{\kappa^2}{\alpha_x \sigma_x^2} \sinh(\alpha_x L) \cosh(\alpha_x L) - L}{\frac{\kappa^2}{\sigma_x^2} \cosh^2(\alpha_x L) - 1} - \frac{n_{eff,y}}{c} \frac{\frac{\kappa^2}{\alpha_y \sigma_y^2} \sinh(\alpha_y L) \cosh(\alpha_y L) - L}{\frac{\kappa^2}{\sigma_y^2} \cosh^2(\alpha_y L) - 1} \right| \end{aligned} \quad (4.14)$$

En la figura 4.3 se representa el DGD en función de la longitud de onda para una red con un salto de fase de  $\pi$  (a) y para una red uniforme (b) con los mismos parámetros físicos que se utilizaron en el apartado 4.2.1. La forma de la dependencia del DGD con la longitud de onda puede ser justificada del mismo modo que en el apartado anterior. El DGD mínimo se obtiene a longitudes de onda para las cuales  $T_x = T_y$ , mientras que el DGD máximo corresponde a longitudes de onda para las cuales la diferencia en amplitud entre  $T_x$  y  $T_y$  es máxima.



**Figura 4.3.** DGD en función de la longitud de onda para una red con un salto de fase de  $\pi$  (a) y para una red uniforme (b).

### 4.2.3 Modelado de los parámetros de Stokes en las FBGs con saltos de fase.

Los parámetros de Stokes en transmisión de una red de difracción con salto de fase son fácilmente obtenidos a partir del vector de Jones [DER98]:

$$S_0 = |E_{t,x}|^2 + |E_{t,y}|^2 \quad (4.15)$$

$$S_1 = |E_{t,x}|^2 - |E_{t,y}|^2 \quad (4.16)$$

$$S_2 = 2 \operatorname{Re}(E_{t,x}^* E_{t,y}) \quad (4.17)$$

$$S_3 = 2 \operatorname{Im}(E_{t,x}^* E_{t,y}) \quad (4.18)$$

donde  $S_0$  corresponde a la potencia total transmitida. A partir de esta definición, y utilizando las ecuaciones aquí, utilizando las ecuaciones (4.5)-(4.10), podemos obtener los parámetros de Stokes de las FBGs con saltos de fase para cualquier estado determinado de la polarización incidente. Las ecuaciones (4.19)-(4.22) muestran los resultados obtenidos cuando el estado inicial de polarización es una polarización lineal con un ángulo de  $\pi/4$ .

$$S_0 = \sum_{i=x,y} \frac{1}{2} \frac{A_i^4}{B_1 + B_2 + B_3} \quad (4.19)$$

$$S_1 = \sum_{i=x,y} \frac{1}{2} \frac{C_i A_i^4}{B_1 + B_2 + B_3} \quad (4.20)$$

donde:

$$\begin{aligned} A_{x(y)} &= -j\alpha_{x(y)} \\ B_1 &= A_i^4 \cos^2(A_i L) + \sigma_i^2 A_i^2 \sin^2(A_i L) \\ B_2 &= 2(\gamma_i^2 - A_i^2 \gamma_i \cos(A_i L))(1 - \cos \Delta\Phi) \\ B_3 &= -2A_i \sigma_i \gamma_i \sin(A_i L) \sin \Delta\Phi \\ C_x &= 1 \\ C_y &= -1 \\ \gamma_{x(y)} &= \kappa^2 \sin(A_{x(y)} L_1) \sin(A_{x(y)} L_2) \end{aligned}$$

Del mismo modo:

$$S_2 = \frac{A_x^2 A_y^2 \{[\gamma_x^2 (\cos \Delta\Phi - 1) + A_x^2 \cos(A_x L)][\gamma_y^2 (\cos \Delta\Phi - 1) + A_y^2 \cos(A_y L)]\}}{D} + \frac{A_x^2 A_y^2 \{[-\sigma_x A_x \sin(A_x L) + \gamma_x^2 \sin \Delta\Phi][-\sigma_y A_y \sin(A_y L) + \gamma_y^2 \sin \Delta\Phi]\}}{D} \quad (4.21)$$

$$S_3 = \frac{A_x^2 A_y^2 \{-[\gamma_y^2 (\cos \Delta\Phi - 1) + A_y^2 \cos(A_y L)][-\sigma_x A_x \sin(A_x L) + \gamma_x^2 \sin \Delta\Phi]\}}{D} + \frac{A_x^2 A_y^2 \{[\gamma_x^2 (\cos \Delta\Phi - 1) + A_x^2 \cos(A_x L)][-\sigma_y A_y \sin(A_y L) + \gamma_y^2 \sin \Delta\Phi]\}}{D} \quad (4.22)$$

donde

$$D = \{[\gamma_x^2 (\cos \Delta\Phi - 1) + A_x^2 \cos(A_x L)]^2 + [-\sigma_x A_x \sin(A_x L) + \gamma_x^2 \sin \Delta\Phi]^2\} \times \{[\gamma_y^2 (\cos \Delta\Phi - 1) + A_y^2 \cos(A_y L)]^2 + [-\sigma_y A_y \sin(A_y L) + \gamma_y^2 \sin \Delta\Phi]^2\}$$

Cuando  $\Delta\Phi = 0$ , las ecuaciones (4.19)-(4.22) se reducen a las expresiones de los parámetros de Stokes para FBGs uniformes [WUI05]:

$$S_0 = \frac{1}{2} \frac{A_x^4}{A_x^4 \cos^2(A_x L) + \sigma_x^2 A_x^2 \sin^2(A_x L)} + \frac{1}{2} \frac{A_y^4}{A_y^4 \cos^2(A_y L) + \sigma_y^2 A_y^2 \sin^2(A_y L)}$$

$$S_1 = \frac{1}{2} \frac{A_x^4}{A_x^4 \cos^2(A_x L) + \sigma_x^2 A_x^2 \sin^2(A_x L)} - \frac{1}{2} \frac{A_y^4}{A_y^4 \cos^2(A_y L) + \sigma_y^2 A_y^2 \sin^2(A_y L)}$$

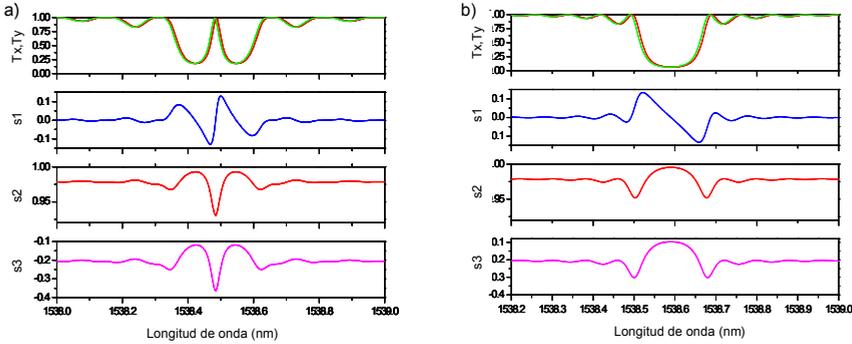
$$S_2 = \frac{A_x^2 A_y^2 \cos(A_x L) \cos(A_y L) + \sigma_x \sigma_y A_x A_y \sin(A_x L) \sin(A_y L)}{\{A_x^2 \cos^2(A_x L) + \sigma_x^2 \sin^2(A_x L)\} \{A_y^2 \cos^2(A_y L) + \sigma_y^2 \sin^2(A_y L)\}}$$

$$S_3 = \frac{A_x^2 A_y \sigma_y \cos(A_x L) \sin(A_y L) - A_x A_y^2 \sigma_x \sin(A_x L) \cos(A_y L)}{\{A_x^2 \cos^2(A_x L) + \sigma_x^2 \sin^2(A_x L)\} \{A_y^2 \cos^2(A_y L) + \sigma_y^2 \sin^2(A_y L)\}}$$

Los parámetros de Stokes normalizados ( $s_1$ ,  $s_2$  y  $s_3$ ) se obtienen empleando la relación:

$$s_m = \frac{S_m}{S_0} \quad (4.23)$$

La figura 4.4 muestra los parámetros de Stokes normalizados en transmisión en función de la longitud de onda para una FBG con un salto de fase de  $\pi$  (a) y para una FBG uniforme (b). Los parámetros de las redes son los mismos que en los apartados anteriores.



**Figura 4.4.** Parámetros de Stokes normalizados en función de la longitud de onda para una red con un salto de fase de  $\pi$  (a) y para una red uniforme (b).

Se observa como para ambas redes, los parámetros de Stokes normalizados varían lentamente con la longitud de onda en la banda de transmisión, mientras que cambian de forma más rápida en la banda de rechazo. A partir de las ecuaciones (4.15)-(4.18) se puede demostrar que los valores alcanzados fuera de la banda de rechazo son  $s_1 = 0$ ,  $s_2 = \cos(\delta)$  y  $s_3 = \sin(\delta)$ , donde  $\delta = 2\pi\Delta nL/\lambda$  es el retardo de fase entre los dos modos de polarización. Con los valores de los parámetros utilizados para las simulaciones,  $\delta = 0.2$  a 1540 nm y  $s_2$  y  $s_3$  tienden a 0.98 y -0.2 respectivamente, lo cual puede ser verificado en la figura 4.4. Los cruces por cero de  $s_1$  corresponden a las longitudes de onda para las cuales  $T_x = T_y$ . A estas longitudes de onda,  $s_2$  y  $s_3$  presentan extremos. Los extremos de  $s_1$  se obtienen en longitudes de onda para las cuales la diferencia entre las amplitudes de  $T_x$  y  $T_y$  es máxima. Notemos también que  $s_2$  y  $s_3$  son simétricas alrededor de la longitud de onda central de la banda de rechazo, mientras que  $s_1$  es inversamente simétrica, lo cual puede ser fácilmente verificado a partir de las expresiones teóricas.

#### 4.2.4 Relación entre la PDL y los parámetros de Stokes en las FBGs con saltos de fase

Durante el estudio de las propiedades de polarización de las FBGs ha sido encontrada una relación matemática entre el valor de la PDL y el valor del primer parámetro de Stokes normalizado,  $s_1$ . Esta relación es muy útil dado que permite medir el valor de la PDL de una manera muy sencilla, dado que la medida del parámetro  $s_1$  puede llevarse a cabo simplemente con un par de polarizadores y un fotodetector.

La relación se obtiene combinando las definiciones de los parámetros de Stokes  $S_0$  y  $S_1$  que aparecen en la ecuación 4.13, donde  $s_1$  representa al primer parámetro de Stokes normalizado.

$$\frac{1 + s_1(\lambda)}{1 - s_1(\lambda)} = \frac{|E_{t,x}(\lambda)|^2}{|E_{t,y}(\lambda)|^2} \quad (4.24)$$

Cuando la luz incidente está polarizada linealmente, es decir,  $E_{i,x} = \cos\varphi$  y  $E_{i,y} = \sin\varphi$ , la ecuación anterior queda de la siguiente forma:

$$\frac{1 + s_1(\lambda)}{1 - s_1(\lambda)} = \frac{T_x(\lambda) |\cos \varphi|^2}{T_y(\lambda) |\sin \varphi|^2} \quad (4.25)$$

y teniendo en cuenta la definición de la PDL expresada en la ecuación (4.11), resulta:

$$PDL(\lambda) = \left| 10 \log_{10} \left( \frac{1 + s_1(\lambda)}{1 - s_1(\lambda)} \tan^2 \varphi \right) \right| \quad (4.26)$$

Por lo tanto, se observa que existe una relación directa e inmediata entre el primer parámetro de Stokes normalizado y la PDL.

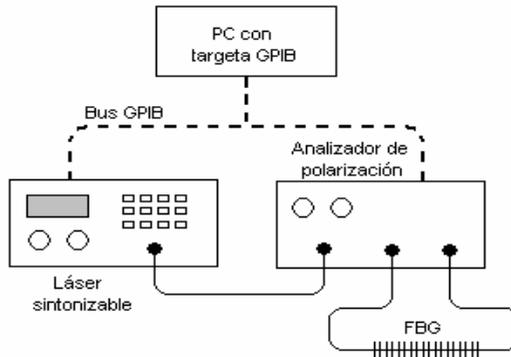
### 4.3. Medida experimental de la respuesta en polarización y comparación con los modelos desarrollados.

Para confirmar la validez del modelo desarrollado, en este apartado se va a determinar de manera experimental la respuesta en polarización de las redes de Bragg con salto de fase y a comparar estas medidas con los resultados teóricos obtenidos a partir del modelo.

#### 4.3.1 Montaje experimental.

Los experimentos para determinar la respuesta en polarización se han realizado sobre varias FBGs con saltos de fase de  $\pi$  y uniformes, fabricadas todas sobre fibra fotosensible monomodo codopada con boro y utilizando el sistema de fabricación descrito en el capítulo 3. Las FBGs han sido inscritas a través de una máscara de fase uniforme de 1070.40 nm de periodo.

El espectro en transmisión de las FBGs ha sido medido por medio de una fuente ASE no polarizada de la marca NP Photonics y de un analizador de espectros óptico Advantest con una resolución de 10 pm, modelo Q8384. Para medir las propiedades de polarización se ha implementado el método de autoanálisis de la matriz de Jones (*Jones matrix eigen analysis method*, [HEF92]) por medio de una fuente láser sintonizable ANDO completamente polarizada modelo AQ4321D y de un analizador de polarización Agilent modelo 8509C. Este analizador de polarización modifica el estado de polarización de la luz proveniente del láser e inyecta esta luz en la fibra que contiene la FBG. Este mismo instrumento es capaz de determinar el estado de polarización de la luz que atraviesa la FBG, proporcionando la matriz de Jones del dispositivo. Todo el sistema está controlado por un PC por medio del interfaz GPIB y un software específico desarrollado en LabView. En la figura. 4.5 se muestra un esquema del montaje experimental.



**Figura 4.5.** Esquema del montaje experimental para determinar la respuesta en polarización

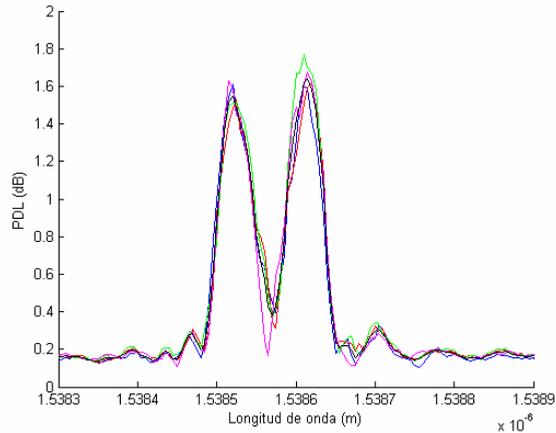
El PC controla el barrido en longitud de onda del láser sintonizable, y sincroniza este barrido con la toma de muestras por parte del analizador de polarización. Cuando finaliza el barrido el PC adquiere los datos medidos por el analizador de polarización (la matriz de Jones para cada longitud de onda), y los procesa para obtener valores de la PDL, del DGD y de los parámetros de Stokes normalizados en función de la longitud de onda. En la figura 4.6 se muestra una imagen real del sistema de medida.



**Figura 4.6.** Imagen del montaje experimental para determinar la respuesta en polarización

Las medidas de la PDL, del DGD y de los parámetros de Stokes normalizados en función de la longitud de onda fueron realizadas con una resolución de 10 pm. Durante las medidas, las FBGs no fueron sometidas a tensión y las FBGs y los conectores fueron fijados para evitar inestabilidades en el estado de polarización de la luz que atraviesa el dispositivo. Estas precauciones aseguraron una buena repetibilidad de las medidas. Aun así, las curvas experimentales presentadas en los siguientes apartados son el promediado

de cinco medidas realizadas en las mismas condiciones experimentales, dado que la medida de los parámetros de polarización es muy sensible a cualquier inestabilidad.



**Figura 4.7.** Efecto del promediado sobre la medida de las propiedades de polarización.

Para obtener la respuesta en polarización de una red de difracción a partir del modelo teórico es necesario conocer los parámetros físicos de la FBG. Estos parámetros fueron reconstruidos a partir de la medida del espectro en reflexión, utilizando un algoritmo de optimización denominado “Nelder-Mead simplex algorithm” [LHO05]. Este método de reconstrucción no es tan rápido como los métodos de síntesis mencionados en el capítulo 2, pero presenta la importante ventaja de que, a partir del conocimiento cualitativo previo del perfil del índice de la red de difracción, es posible obtener sus parámetros físicos sin necesidad de medir la fase de su respuesta espectral. Los parámetros reconstruidos fueron  $L$ ,  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $\Lambda$ ,  $\delta n$  y  $\Delta\Phi$ .

La birrefringencia  $\Delta n$  no fue tomada en consideración en el proceso de reconstrucción dado que su efecto en el espectro en transmisión es inapreciable. El valor de  $\Delta n$  fue obtenido posteriormente como el valor que proporciona el mejor ajuste posible entre las medidas experimentales y los resultados del modelo para todas las propiedades de polarización estudiadas.

En los siguientes apartados se muestra la comparación entre las propiedades de polarización obtenidas a partir de las ecuaciones teóricas desarrolladas anteriormente aplicadas sobre los parámetros físicos reconstruidos de las FBGs, y las propiedades de polarización obtenidas a partir de la medida experimental de la matriz de Jones de la FBG.

### 4.3.2 Medida de la PDL en redes de Bragg con saltos de fase.

El valor de la PDL se obtuvo a partir de la medida de la matriz de Jones,  $J_M$ , utilizando el formalismo descrito en [HEF92, ZHU00]. Por conveniencia, este formalismo es brevemente resumido en esta sección.

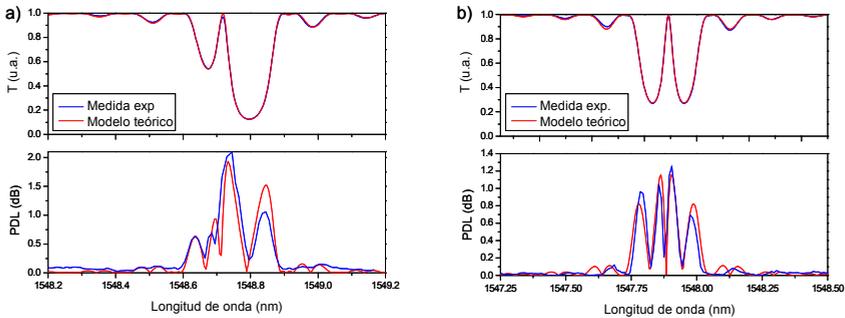
Como los conectores tienen valores de la PDL muy bajos, adoptamos la hipótesis de que no afectan al valor de la medida. De acuerdo con esta hipótesis, la PDL de la red de difracción viene determinada por la ecuación 4.27.

$$PDL(\omega) = 10 \log\left(\frac{\phi_2}{\phi_1}\right) \tag{4.27}$$

donde  $\phi_{1,2}$  son los valores propios de la matriz producto:

$$J_M^{*T}(\omega) J_M(\omega) \tag{4.28}$$

y  $J_M^{*T}$  es el complejo transpuesto de  $J_M$ . Estas matrices se obtienen directamente del analizador de polarización para cada valor de la longitud de onda, tal y como se describió en el apartado 4.3.1. La figura 4.8 compara la PDL medida experimentalmente con la obtenida a partir del modelo para una FBG con un salto de fase de  $\pi/2$  (a) y para una FBG con un salto de fase de  $\pi$  (b), ambas de 1 cm de longitud. Las simulaciones fueron realizadas con los siguientes parámetros reconstruidos:  $L = 1$  cm,  $L_1 = L_2 = 0.5$  cm,  $\lambda = 533.435$  nm,  $\delta n = 8.2 \cdot 10^{-5}$  y  $\Delta\Phi = 1.54$  rad para la FBG con salto de fase de  $\pi/2$ , mientras que se utilizó  $L = 1$  cm  $L_1 = L_2 = 0.5$  cm,  $\lambda = 533.137$  nm,  $\delta n = 7.5 \cdot 10^{-5}$  y  $\Delta\Phi = 3.14$  rad para la FBG con salto de fase de  $\pi$ . En ambos casos el valor de la birrefringencia  $\Delta n$  fue fijado en  $9 \cdot 10^{-6}$  para obtener el mejor ajuste entre el experimento y la simulación. Es posible observar una concordancia muy buena entre la medida experimental y la simulación.



**Figura 4.8.** Comparación entre la PDL medida experimentalmente y la obtenida a partir del modelo teórico para una red con un salto de fase de  $\pi/2$  (a) y un salto de fase de  $\pi$  (b).

### 4.3.3 Medida del DGD en FBGs con saltos de fase.

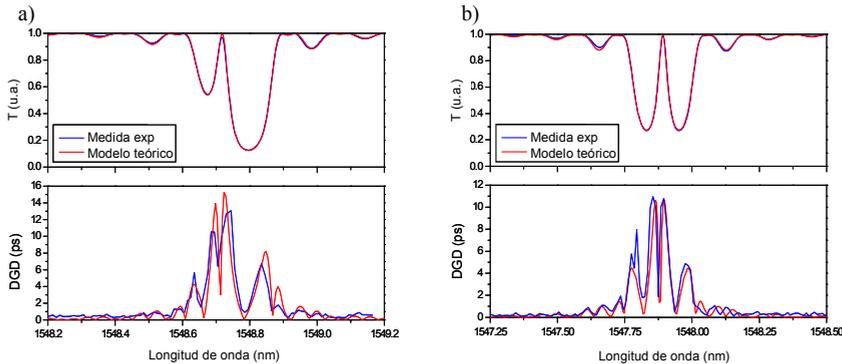
El valor del DGD se obtuvo a partir de la medida de la matriz de Jones,  $J_M$ , utilizando el formalismo descrito en [DER98]. Este método consiste en calcular el DGD para cada longitud de onda a partir parejas consecutivas de matrices de Jones separadas por un pequeño intervalo de longitud de onda, de acuerdo a la expresión:

$$\text{DGD}(\omega) = \left| \frac{\arg\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)}{\Delta\omega} \right| \quad (4.29)$$

donde  $\Delta\omega$  denota el cambio de la pulsación óptica en rad/s correspondiente al espaciado en longitud de onda y  $\rho_1$  y  $\rho_2$  son los valores propios del siguiente producto de matrices:

$$J_M(\omega + \Delta\omega)J_M^{-1}(\omega) \quad (4.30)$$

La figura 4.9 compara el DGD medido experimentalmente con el obtenido a partir del modelo para una FBGs con un salto de fase de  $\pi/2$  (a) y para una FBG con un salto de fase de  $\pi$  (b). Los parámetros utilizados para la simulación son los mismos que en el apartado 4.3.2. Se puede observar nuevamente una concordancia muy buena entre la medida experimental y la simulación. El valor empleado para la birrefringencia ha sido el mismo que en el caso anterior.



**Figura 4.9.** Comparación entre el DGD medido experimentalmente y el obtenido a partir del modelo teórico para una FBG con un salto de fase de  $\pi/2$  (a) y un salto de fase de  $\pi$  (b).

### 4.3.4 Medida de los parámetros de Stokes normalizados en FBGs con saltos de fase.

El montaje de medida esquematizado en la figura 4.5 proporciona la matriz de Jones del dispositivo bajo test, incluyendo la FBG y los conectores de fibra. La matriz así obtenida no es rigurosamente la matriz diagonal de la red de difracción definida en la ecuación 4.10. De hecho, los ejes de los tramos de fibra a cada lado de la FBG y los ejes de referencia del polarizador no están necesariamente alineados con los modos propios. Así pues, la matriz de Jones obtenida  $J_M$  está relacionada con la matriz de Jones “real”  $J_G$  por:

$$J_M(\lambda) = R_\varphi \times J_{P2}(\lambda) \times J_G(\lambda) \times J_{P1}(\lambda) \quad (4.31)$$

donde

$$R_\varphi = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

$$J_{P1}(\lambda) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta_1}{2} + j \sin \frac{\delta_1}{2} \cos 2q_1 & j \sin \frac{\delta_1}{2} \sin 2q_1 \\ j \sin \frac{\delta_1}{2} \sin 2q_1 & \cos \frac{\delta_1}{2} - j \sin \frac{\delta_1}{2} \cos 2q_1 \end{pmatrix} \quad (4.33)$$

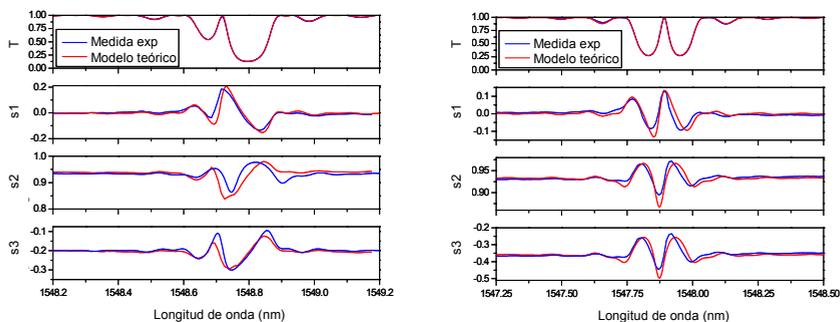
$$J_{P2}(\lambda) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta_2}{2} + j \sin \frac{\delta_2}{2} \cos 2q_2 & j \sin \frac{\delta_2}{2} \sin 2q_2 \\ j \sin \frac{\delta_2}{2} \sin 2q_2 & \cos \frac{\delta_2}{2} - j \sin \frac{\delta_2}{2} \cos 2q_2 \end{pmatrix} \quad (4.34)$$

siendo  $\varphi$  es el ángulo de rotación que representa el desajuste entre los ejes del polarizador y el segundo tramo de fibra. Tanto el primer como el segundo tramo de fibra son considerados como retardadores lineales cuyos modos propios no están alineados en general con los modos propios de la FBG.  $J_{P1}(\lambda)$  y  $J_{P2}(\lambda)$  son sus respectivas matrices de Jones.  $\delta_{1(2)}$  es el retardo de fase entre los modos propios del correspondiente tramo de fibra y  $q_{1(2)}$  es el azimut de la polarización lineal más rápida.

Para obtener una buena concordancia entre las medidas experimentales y las simulaciones, los valores de  $\varphi$ ,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ ,  $q_1$  y  $q_2$  fueron ajustados simultáneamente hasta que los parámetros de Stokes normalizados que fueron obtenidos fuera de la banda de rechazo coincidieron. Para ese propósito, permitimos a esos parámetros variar en el rango  $0-2\pi$  rad y calculamos, para cada longitud de onda, la diferencia entre las amplitudes de los parámetros de Stokes medidas y las simuladas. Escogimos la solución para la cual el valor medio y la desviación estándar de la diferencia eran minimizados.

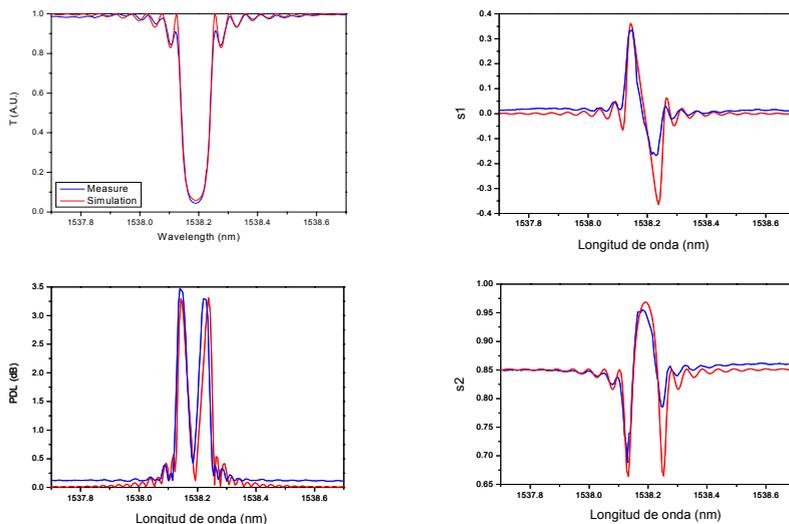
La figura 4.10 compara los parámetros de Stokes normalizados medidos experimentalmente con los obtenidos a partir del modelo para una FBGs con un salto de fase de  $\pi/2$  (a) y para una FBG con un salto de fase de  $\pi$ (b). Los parámetros utilizados son los mismos que en el apartado 4.3.2. De nuevo se observa una concordancia muy

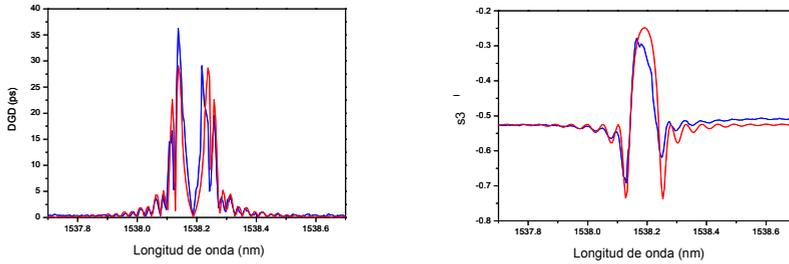
buena entre la medida experimental y la simulación para el mismo valor de la birrefringencia que en los casos anteriores.



**Figura 4.10.** Comparación entre los parámetros de Stokes normalizados medidos experimentalmente y los obtenidos a partir del modelo teórico para una FBG con un salto de fase de  $\pi/2$  (a) y con un salto de fase de  $\pi$  (b).

La figura 4.11 presenta una comparación entre las propiedades de polarización (PDL, DGD y parámetros de Stokes normalizados) obtenidas experimentalmente con las obtenidas a partir del modelo para una FBG uniforme. Sus parámetros reconstruidos son:  $L = 15$  mm,  $\Lambda = 529.775$  nm y  $\delta n = 1.4 \cdot 10^{-4}$ . La birrefringencia  $\Delta n$  fue escogida igual a  $8 \cdot 10^{-6}$  para obtener el mayor ajuste entre el experimento y la simulación. Podemos observar como la concordancia sigue siendo muy buena entre las simulaciones y las medidas experimentales.



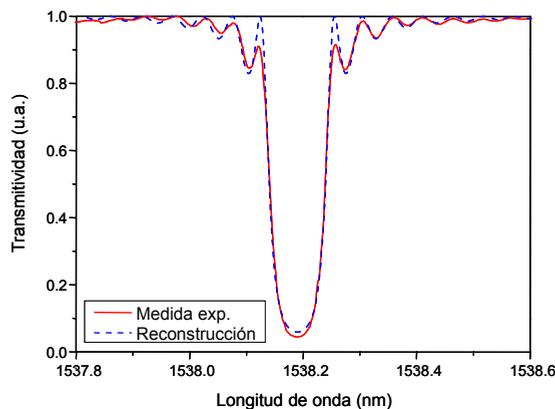


**Figura 4.11.** Comparación entre los parámetros de polarización medidos experimentalmente y los obtenidos a partir del modelo teórico para una red uniforme.

### 4.3.6 Validación experimental de la relación entre la PDL y los parámetros de Stokes en FBGs con saltos de fase

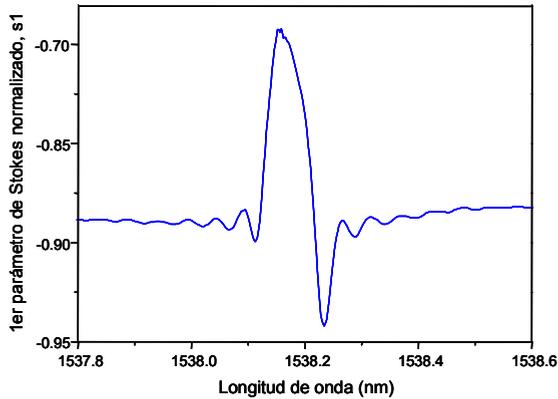
En el apartado 4.2.4 se ha mostrado una relación teórica entre la PDL y el valor del primer parámetro de Stokes normalizado. Esta relación es de una gran utilidad práctica, ya que permite la medida de la PDL de una forma relativamente sencilla, dado que el primer parámetro de Stokes normalizado puede medirse utilizando tan solo un polarizador y un fotodetector. En este apartado se va a demostrar experimentalmente la validez de dicha relación, midiendo tanto la PDL como los parámetros de Stokes según el método descrito en el apartado 4.3.1 y comprobando que esos resultados satisfacen la ecuación (4.26).

Para ello en primer lugar se caracteriza la transmitividad de una red uniforme, y a partir de esta caracterización obtenemos sus parámetros físicos utilizando el algoritmo Simplex [LHO05], ya explicado con anterioridad en este capítulo. Obtenemos unos valores para la FBG de  $L = 1.5$  cm,  $\lambda = 529.775$  nm y  $\delta n = 1.4 \cdot 10^{-4}$ . En la figura 4.12 se muestra el espectro en transmisión medido experimentalmente y el reconstruido a partir de los parámetros sintetizados.



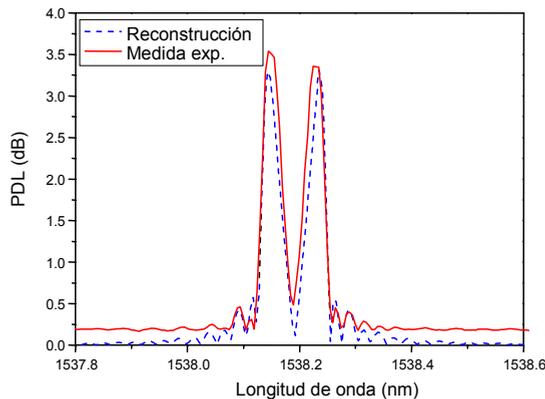
**Figura 4.12.** Transmitividad medida y reconstruida de la FBG uniforme.

La medida del primer parámetro de Stokes normalizada es inmediata utilizando un equipo como el analizador de polarización. En la figura 4.13 se muestra el resultado de la medida en función de la longitud de onda.



**Figura 4.13.** Medida experimental del primer parámetro de Stokes normalizado.

Utilizando la técnica descrita en el apartado 4.3.2 se obtiene la medida experimental de la PDL. Dado que conocemos los parámetros físicos de la FBG, podemos obtener el valor de la birrefringencia como el valor que proporciona el mejor ajuste entre la medida experimental de la PDL y la simulación a partir de sus parámetros físicos. El valor de la birrefringencia que proporciona un ajuste óptimo es  $8 \cdot 10^{-6}$ , como puede apreciarse en la figura 4.14.



**Figura 4.14.** Comparación entre la PDL medida experimentalmente y la obtenida a partir del modelo teórico.

Por último, se procede a comparar el valor de la PDL medido directamente con el analizador de polarización con el obtenido a partir del primer parámetro de Stokes normalizado,  $s_1$ , utilizando la ecuación 4.26. Sin embargo, dicha ecuación no puede ser aplicada directamente debido a la existencia de un desajuste entre los modos propios de la FBG y los ejes del polarizador, que en general no tienen que estar alineados. Debido a esto la ecuación 4.26 debe ser modificada para tener en cuenta este desajuste.

$$PDL(\lambda) = \left| 10 \log_{10} \left\{ \frac{1 + s_1(\lambda)}{1 - s_1(\lambda)} \tan^2 \varphi \tan^2 \alpha \right\} \right| \quad (4.35)$$

donde  $\alpha$  es el ángulo relativo entre los ejes del polarizador y los modos propios de la FBG. Este valor se ajusta minimizando el valor de la PDL fuera de la banda de rechazo.

En la figura siguiente se muestra la medida directa de la PDL comparada con la medida de la PDL obtenida a partir del primer parámetro de Stokes normalizado  $s_1$ . Se obtiene un buen ajuste, confirmando que la medida del primer parámetro de Stokes normalizado contiene suficiente información para recuperar el valor de la PDL de forma rápida y precisa.

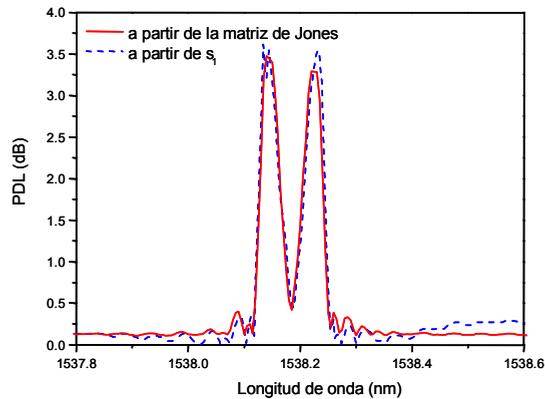


Figura 4.15. Comparación entre la PDL medida experimentalmente y la obtenida a partir del primer parámetro de Stokes normalizado.

#### 4.4. Estudio del origen de la birrefringencia de las FBGs fabricadas por el GCOQ.

Las medidas indirectas de las propiedades de polarización DGD y PDL realizadas en los apartados anteriores permiten calcular el valor de la birrefringencia de las FBGs producidas por el sistema de fabricación de redes de Bragg en fibra. Es muy interesante desde el punto de vista del sistema de fabricación, intentar conocer cuales son las causas de esta birrefringencia. Estas causas pueden ser muy diversas, y se clasifican en dos grandes grupos. Por una parte tenemos la birrefringencia producida por causas intrínsecas, que se debe fundamentalmente a las imperfecciones geométricas de la propia fibra. Por otra parte, tenemos la birrefringencia producida por causas extrínsecas, como por ejemplo la birrefringencia inducida por la irradiación lateral de la fibra [REN00, REN01, BEL03], la birrefringencia producida por el estado de polarización del haz UV [ERD94, MEY97], o la causado por la focalización del haz [DAX04].

En el capítulo anterior describimos como el haz UV presentaba polarización horizontal al salir de la cavidad láser, pero en el proceso de guiado del haz hacia la fibra el haz era rotado  $90^\circ$ , por lo que la polarización del haz UV en el momento de la irradiación era transversal al eje axial de la fibra fotosensible. Esto puede inducir una birrefringencia mayor que la inducida por el mero hecho de irradiar lateralmente la

FBG, por lo que es necesario realizar un estudio que permita cuantificar la birrefringencia inducida por esta particularidad del sistema de fabricación.

Para ello se utiliza una lámina retardadora de  $\lambda/2$  para una longitud de onda de 244 nm. Alineando adecuadamente el eje de la lámina retardadora respecto al eje de la luz UV incidente, es posible modificar la polarización de la luz que incide sobre la fibra fotosensible. Se fabricaron de este modo varias FBGs con polarizaciones del haz UV diferentes y se calculó la birrefringencia tal y como se ha descrito anteriormente en este capítulo.

Se considerará la polarización horizontal como referencia ( $0^\circ$ ), de modo que la polarización vertical presentará un ángulo de  $90^\circ$  y el ángulo  $\alpha$  del polarizador estará expresado respecto a la polarización horizontal.

En la siguiente tabla se representa las posiciones del retardador, la polarización resultante del haz UV y la birrefringencia obtenida al promediar los resultados de tres FBGs fabricadas para cada una de las polarizaciones del haz UV incidente.

Ángulo de polarización antes del polarizador	Ángulo retardador ( $\alpha$ )	Polarización incidente sobre la fibra fotosensible	Birrefringencia medida
$90^\circ$	Sin polarizador	$90^\circ$	$1.2 \pm 0.1 \text{ E-5}$
$90^\circ$	$90.0^\circ$	$90^\circ$	$1.1 \pm 0.1 \text{ E-5}$
$90^\circ$	$45.0^\circ$	$0^\circ$	$1.1 \pm 0.1 \text{ E-5}$
$90^\circ$	$67.5^\circ$	$45^\circ$	$1.1 \pm 0.1 \text{ E-5}$

**Tabla 4.1.** Valor de la birrefringencia en función del ángulo de polarización del haz incidente.

Como puede observarse en la tabla 4.1, el valor de la birrefringencia no se ve afectado de forma apreciable por el estado de polarización del haz UV. Es pues razonable suponer que el efecto que produce el efecto de la polarización del haz UV sobre la birrefringencia es mucho menor que el producido por la irradiación lateral o por la birrefringencia intrínseca de la fibra.

Para profundizar en el estudio, se procedió a realizar un nuevo experimento consistente en la fabricación y medida de nuevas FBGs pero sobre fibra estándar (Corning SMF-28) hidrogenada. Se fabricaron las FBGs utilizando distintos valores del ángulo de polarización del haz incidente, del mismo modo que se hizo para el caso de fibra codopada con Boro. Calculamos y promediamos la birrefringencia de estas tres redes de la forma habitual, y obtenemos un valor de la birrefringencia de  $0.4 \pm 0.1 \text{ E-5}$ . Como puede apreciarse, este valor es significativamente menor que el valor que obtenemos para las FBGs fabricadas sobre fibra codopada con Boro (Fibercore PS1250-1500), mientras que el método de fabricación ha sido el mismo en ambos casos. Es decir, en ambos casos se ha irradiado la fibra lateralmente del mismo modo. Por lo tanto se concluye que la birrefringencia total de las FBGs producidas en el sistema de fabricación del GCOQ es debida principalmente a la birrefringencia intrínseca de la fibra fotosensible utilizada.

## 4.5. Aplicación del estudio de la respuesta en polarización de las FBGs al sensado de tensiones transversales.

Se ha mostrado en este capítulo como la presencia de birrefringencia en las redes de difracción de Bragg tiene un efecto inapreciable sobre su respuesta espectral, pero en cambio se manifiesta de forma notable sobre las propiedades de polarización de las FBGs (PDL, DGD y parámetros de Stokes). Además, estas propiedades de polarización pueden ser cambiar de forma drástica si se aplica una fuerza transversal sobre la FBG debido a la relación entre la birrefringencia inducida y la fuerza transversal aplicada [GAS00]. En este apartado va a demostrarse que estas propiedades de polarización anteriormente estudiadas pueden ser empleadas para el sensado de la fuerza transversal, principalmente para valores de la birrefringencia relativamente modestos, dado que es para esos valores para los que no se percibe ningún efecto apreciable sobre la respuesta espectral, mientras que si que se percibe un efecto evidente sobre los parámetros de polarización de la FBG.

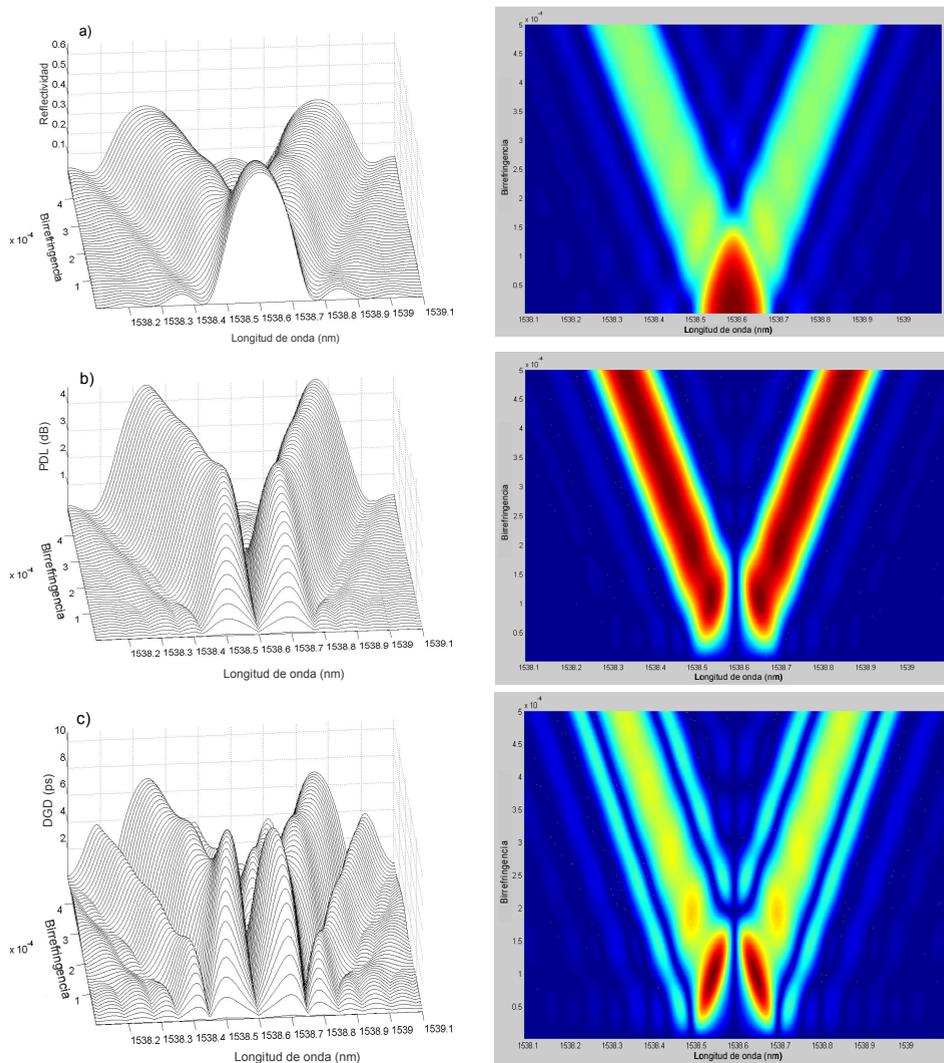
### 4.5.1 Efecto de la birrefringencia inducida sobre las propiedades de polarización de las FBGs.

En la figura 4.16 se muestra la influencia de la birrefringencia sobre el espectro en transmisión (a), la PDL (b) y el DGD (c). Para estas simulaciones se ha utilizado una FBG con los siguientes parámetros:  $L = 0.5$  cm,  $\lambda = 530$  nm y  $\delta n = 1.1 \cdot 10^{-4}$ . Para simular el efecto de la fuerza transversal hemos variado el valor de la birrefringencia desde  $1 \cdot 10^{-6}$  hasta  $5 \cdot 10^{-4}$ .

Se puede observar en estas simulaciones el hecho de que hasta que la birrefringencia no alcanza el valor de  $1 \cdot 10^{-4}$  su efecto no es apreciable en el espectro en reflexión dado que los dos picos correspondientes a los diferentes modos propios se solapan. Sin embargo, la dependencia de la PDL y del DGD con la longitud de onda presenta dos picos claramente apreciables dentro de la banda de paso de la FBG incluso para valores pequeños de la birrefringencia.

De estas simulaciones se concluye que es posible utilizar el valor de los picos de la PDL y del DGD para determinar la fuerza transversal aplicada sobre una red de difracción de Bragg. En la figura 4.17 se muestra las amplitudes de los picos para el espectro en reflexión (a) y para el DGD (b) y la PDL (c). Se observa como para valores de la birrefringencia mayores de  $1.5 \cdot 10^{-4}$  las amplitudes máximas se estabilizan y dejan de ser monótonas crecientes. A partir de este valor no es posible utilizar estos parámetros para recuperar los valores de la fuerza transversal aplicada, ya que no existirá una relación unívoca entre ambas.

Por lo tanto, caracterizando adecuadamente la variación de las propiedades de polarización de las redes de difracción de Bragg es posible calcular la tensión transversal a la que está sometida a partir de los valores máximos de la PDL y/o del DGD, en un rango en el que el efecto de la tensión transversal sobre la respuesta espectral no aporta prácticamente ninguna información.



**Figura 4.16.** Espectro en reflexión (a), PDL (b) y DGD (c) de una red uniforme en función de la birrefringencia y de la longitud de onda.

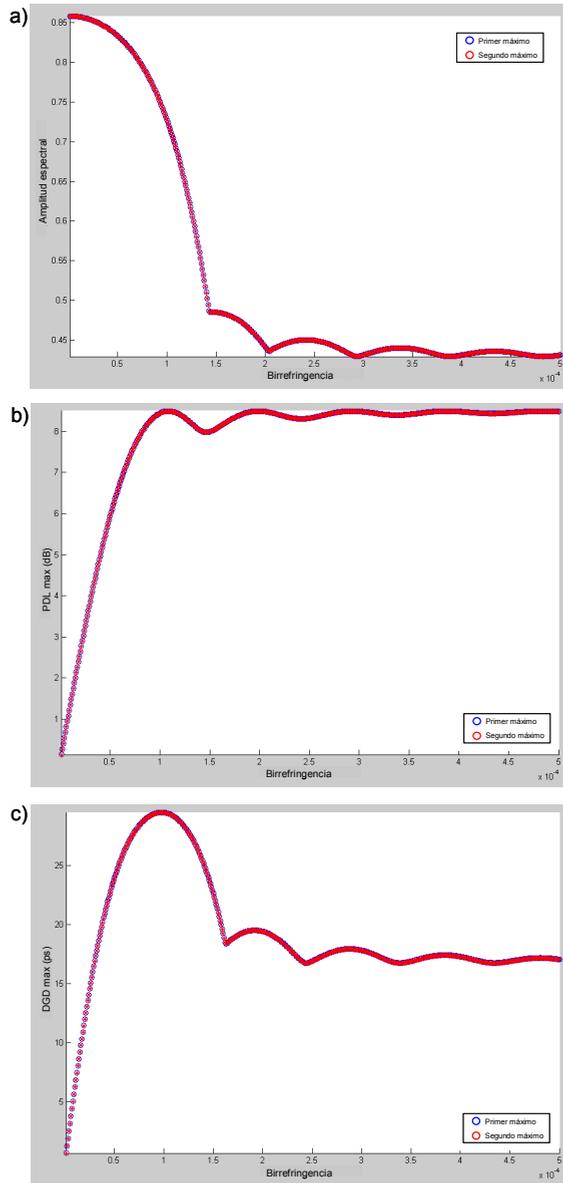
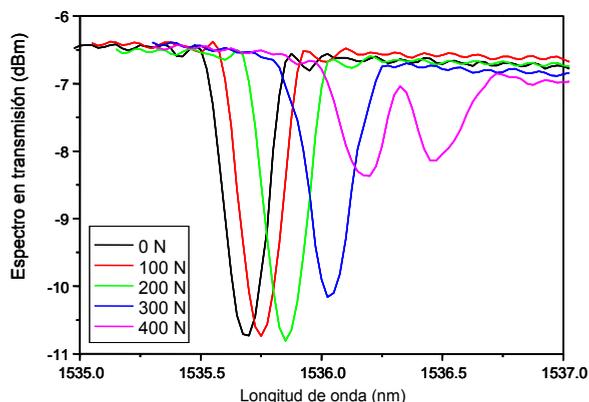


Figura 4.17. Amplitud máxima del espectro en reflexión (a), PDL (b) y DGD (c) para una red uniforme en función de la birrefringencia.

### 4.5.2 Caracterización experimental del efecto de la tensión transversal sobre los valores máximos de las propiedades de polarización de las FBGs.

Para medir las propiedades de polarización en presencia de fuerza transversal las FBGs son situadas entre dos placas rectangulares de metal y se aplica una carga por medio de un motor paso a paso sobre la placa superior. La fibra se ha dejado sin recubrimiento en la región donde la fuerza transversal era aplicada y se han extremado las precauciones para evitar efectos de inclinación. La fuerza transversal aplicada ha variado desde 0 N hasta 500 N en incrementos de 50 N.

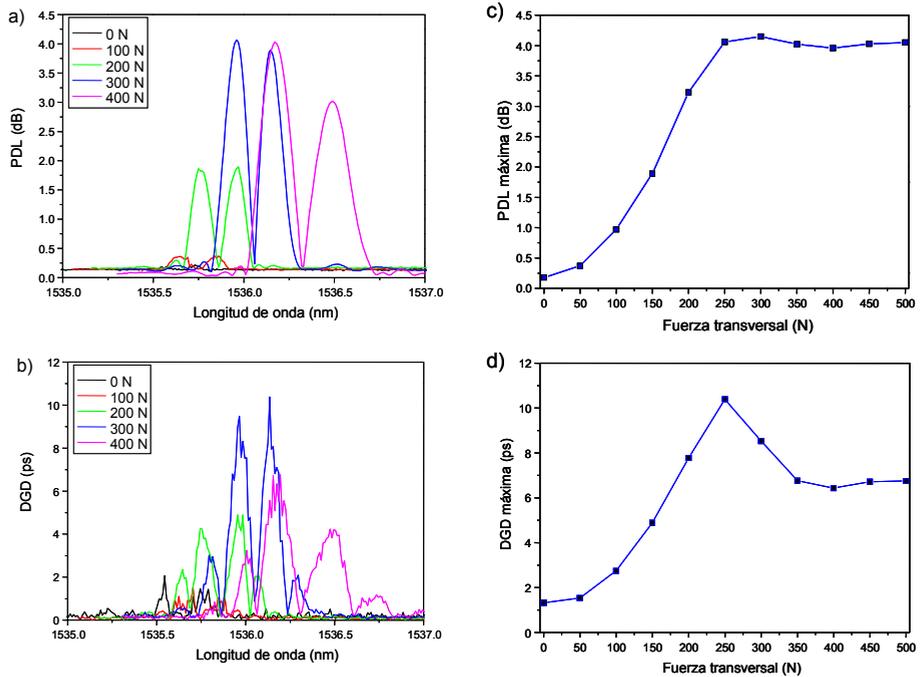
La figura 4.18 muestra la variación que sufre el espectro en transmisión de una red uniforme de 5 cm de longitud al variar la tensión transversal aplicada. Se puede observar que para valores de la fuerza transversal de hasta 300 N no se puede discriminar los modos propios  $x$  e  $y$ . Para estos valores de la fuerza aplicada el único efecto observable, aparte de un ligero ensanchamiento de la banda de rechazo, es un desplazamiento de la longitud de onda de Bragg, del mismo tipo que produciría un incremento de temperatura o la aplicación de un estiramiento axial. Cuando la fuerza transversal alcanza los 400 N la banda de rechazo del espectro en transmisión se desdobra en dos resonancias, correspondientes a los dos modos propios de la red de difracción. La información espectral no es pues adecuada para obtener medidas de la tensión transversal aplicada para tensiones transversales pequeñas (<400 N).



**Figura 4.18.** Evolución del espectro en transmisión en función de la fuerza transversal aplicada.

La figura 4.19 muestra los resultados obtenidos para las evoluciones de la PDL (a) y del DGD (b) bajo la misma fuerza transversal que en la figura 4.17. Cada curva es el promedio de 5 medidas consecutivas realizadas en las mismas condiciones experimentales. Como se esperaba, estas evoluciones presentan dos picos principales cuyas amplitudes crecen cuando aumenta la fuerza transversal aplicada. Esta evolución está acompañada por una ligera variación de la separación entre los picos. De este modo, para valores de la fuerza transversal aplicada menores de 300 N las evoluciones de la PDL y del DGD nos permiten recuperar el valor de la fuerza aplicada.

En la figura 4.19 también se muestra la amplitud máxima de la PDL (c) y del DGD (d) como función de la fuerza trasversal aplicada. Aunque los parámetros de la FBG no son exactamente los mismos, se aprecia una gran similitud con las evoluciones simuladas que aparecen en las figuras 4.16. Además, entre 0 N y 250 N las evoluciones de la PDL y del DGD son monótonas crecientes. De este modo, se ha demostrado que esta información puede ser utilizada para obtener el valor de la fuerza trasversal en un rango de valores donde la evolución espectral no proporciona suficiente información.



**Figura 4.19.** Evolución espectral de la PDL (a) y de la DGD (b) para diversos valores de tensión transversal y representación de los valores máximos (c, d).

Por otra parte, es muy importante para cualquier tipo de sensor el conocer su respuesta frente a variaciones de temperatura. Para determinar la influencia de la temperatura sobre la medida de la PDL y del DGD, las FBGs fueron introducidas en un horno cuya temperatura fue variada entre 30 °C y 100 °C en saltos de 10°C. La figura 4.20 muestra la evolución espectral de la PDL (a) y del DGD (b) al variar la temperatura. Las amplitudes máximas en ambos casos se mantienen prácticamente constantes con la temperatura, lo que demuestra que esta información codificada en amplitud puede proporcionar medidas de la fuerza trasversal independientes de la temperatura.

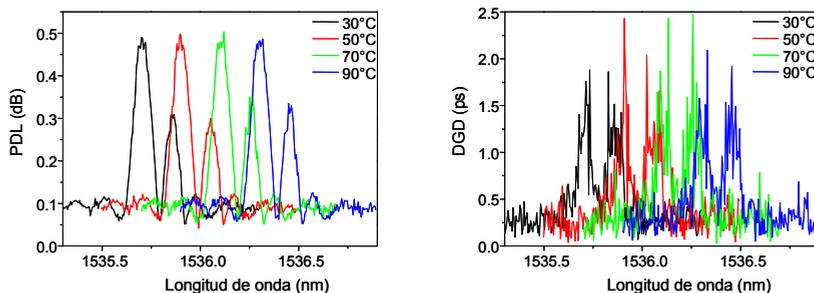


Figura 4.20. Evolución espectral de la PDL (a) y de la DGD (b) para diversos valores de la temperatura.

## 4.6. Relación entre la dispersión cromática y la birrefringencia.

Dada la enorme importancia de las redes de difracción de Bragg en los campos de las comunicaciones ópticas y el sensado, su precisa caracterización, tanto espectralmente como en lo referente a sus propiedades de polarización, es fundamental para la implementación de dispositivos y sistemas ópticos. La caracterización espectral incluye la medida tanto de su amplitud como de su respuesta en fase, o equivalentemente, de su retardo de grupo. Recientemente se ha demostrado teóricamente la relación entre los parámetros de Stokes normalizados y el retardo de grupo de una FBG [BET05-2]. El problema para la aplicación práctica de estos resultados es que, como se ha mostrado en este mismo capítulo, la medida de los parámetros de Stokes es extremadamente compleja debido al impacto de la indeterminación en la orientación de los ejes de referencia de la FBG respecto a los del instrumento de medida. En este apartado se va a generalizar ese vínculo estableciendo una nueva relación entre la fase de la respuesta espectral y las propiedades de polarización. Concretamente se va a demostrar la existencia de una relación entre la dispersión cromática (*chromatic dispersion*;  $CD$ ) y el DGD en redes de difracción de Bragg en presencia de birrefringencia. El DGD puede ser medido de forma mucho más sencilla que los parámetros de Stokes, de modo que se mostrará como este resultado tiene una aplicación práctica inmediata.

### 4.6.1 Desarrollo teórico.

Como hemos visto anteriormente en este capítulo, la birrefringencia  $\Delta n$  provoca que los diferentes modos propios experimenten diferentes factores de acoplo a lo largo de la FBG. Esto se manifiesta en la presencia de dos espectros de transmisión prácticamente idénticos separados por:

$$\Delta\lambda = 2\Delta n\Lambda \quad (4.36)$$

Considerando esta pequeña separación espectral, el retardo de grupo  $\tau(\lambda)$  de la FBG en transmisión puede ser aproximado de forma precisa por la siguiente expresión:

$$\tau_y(\lambda) = \tau_x(\lambda + \Delta\lambda) = \tau(\lambda + \Delta\lambda/2) \quad (4.37)$$

En presencia de birrefringencia, la FBG exhibe propiedades de polarización, y más concretamente, DGD. La ecuación que define la dependencia con la longitud de onda del DGD es la ecuación (4.12), como se ha visto en el apartado 4.2.2. Combinando ambas ecuaciones obtenemos la ecuación 4.38.

$$\text{DGD}(\lambda) = |\tau_x(\lambda) - \tau_x(\lambda + \Delta\lambda)| = |\tau(\lambda - \Delta\lambda/2) - \tau(\lambda + \Delta\lambda/2)| \quad (4.38)$$

Y dividiendo ambos extremos entre  $\Delta\lambda$  se obtiene en el lado derecho de la igualdad la definición de la dispersión cromática en una red de difracción ( $\text{CD}(\lambda) \equiv d\tau/d\lambda$ ) si asumimos que el valor de  $\Delta\lambda$  es pequeño.

$$\text{DGD}(\lambda)/\Delta\lambda = |\tau(\lambda - \Delta\lambda/2) - \tau(\lambda + \Delta\lambda/2)|/\Delta\lambda \approx |\text{CD}(\lambda)| \quad (4.39)$$

Consecuentemente, como  $\Delta\lambda$  no es función de la longitud de onda, la dependencia con la longitud de onda de la DGD está directamente relacionada con la dependencia con la longitud de onda del valor absoluto de la CD. Difieren tan solo en su amplitud, por un factor  $2 \Delta n \Lambda$ .

De la relación analítica expresada en la ecuación (4.39) es posible extraer dos aplicaciones prácticas:

En primer lugar, el valor del DGD de la FBG puede obtenerse a partir de la medida de la dependencia de la CD con la longitud de onda, si se conoce la birrefringencia de la FBG (obtenida por ejemplo utilizando la técnica descrita en [ERD94]). Esto permite la obtención del DGD de la FBG sin requerir medidas de polarización de alta resolución espectral.

En segundo lugar, la relación expresada en la ecuación (4.39) puede utilizarse para obtener la cantidad de birrefringencia de la FBG (durante o después del proceso de escritura). Para conseguir esto, la dependencia con la longitud de onda del DGD y de la CD deben ser medidas por separado. La ecuación (4.39) puede emplearse para obtener el valor de la birrefringencia  $\Delta n$  como el valor que proporciona un mejor ajuste entre ambos lados de dicha ecuación. La principal ventaja de este método respecto a la técnica descrita en el apartado 4.3.3 consiste en que la determinación de la birrefringencia por este método no exige el conocimiento de todos los parámetros físicos de la FBG, dado que está basado en la comparación de dos medidas experimentales.

## 4.6.2 Validación experimental.

Para validar experimentalmente esta relación, se ha procedido a obtener la birrefringencia de una FBG uniforme a partir de las medidas experimentales del DGD y de la CD. El DGD se obtuvo a partir de la medida de la dependencia con la longitud de onda de la matriz de Jones en transmisión (Jones matrix eigenanalysis method [HEF92]), técnica que ya ha sido descrita en este capítulo. La CD se obtuvo a partir de la medida del retardo de grupo utilizando una técnica basada en la modulación de un láser sintonizable por medio de un modulador externo y un analizador de redes [PAS97]. En la figura 4.21(a) se muestra la respuesta en amplitud y la CD medidas directamente.

Los resultados experimentales para la evolución con la longitud de onda del DGD se representan en la figura 4.21(b) (línea discontinua). En la misma figura se representa el DGD (línea continua) obtenido a partir de la medida del CD utilizando la ecuación (4.39). El valor de la birrefringencia de la FBG fue determinado de modo que proporcionara el mejor ajuste posible entre ambas medidas experimentales. Se consigue una concordancia muy buena para un valor de la birrefringencia de  $1.7 \cdot 10^{-5}$ .

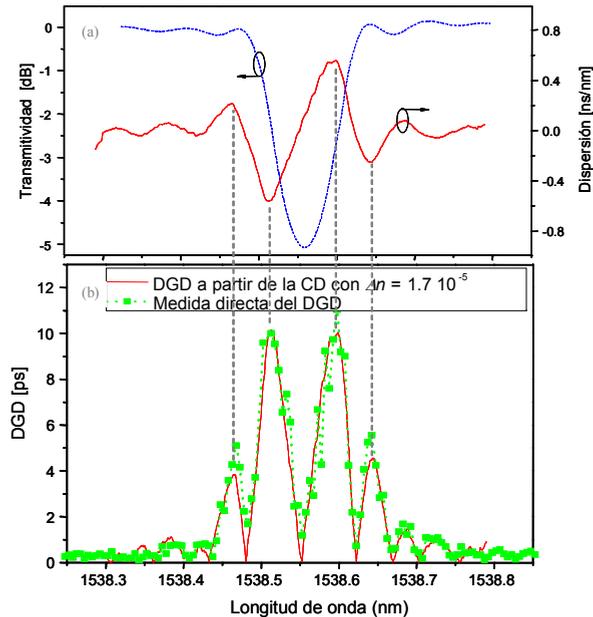


Figura 4.21. Medida de la dispersión (a) y comparación entre la DGD medida experimentalmente y la obtenida a partir de la dispersión (b).

### 4.6.3 Extensión de la relación a las LPGs.

Se ha visto como la relación entre la CD y el DGD permite la obtención del valor de la birrefringencia sin necesitar el conocimiento de los parámetros de la FBG, dado que está basado en la comparación de dos medidas experimentales. Además, la ecuación (4.39) es completamente general, en el sentido de que, en principio, puede ser aplicada también a LPGs. La aplicabilidad al caso de las LPGs es muy útil debido a que el modelado teórico de las LPG es extremadamente complejo, por lo que es muy difícil encontrar ecuaciones teóricas que relacionen los parámetros físicos de una LPG con sus parámetros de polarización.

Para validar experimentalmente que la aplicabilidad de la relación se puede extender a las LPGs, se procede a fabricar varias LPGs en fibra Corning SMF-28 hidrogenada, por medio de un láser de argon-ion de frecuencia doblada utilizando una máscara de fase de periodo  $475 \mu\text{m}$ . La longitud de la LPG fue de 2.85 cm, y después de la fabricación se mantuvo la red durante 16 horas a  $100^\circ\text{C}$  para difundir fuera de la fibra el hidrógeno remanente, y de este modo estabilizar sus propiedades. Se comprobó que la LPG mostraba valores del DGD muy pequeños, por lo que para este experimento se indujo

birrefringencia sobre la LPG de forma mecánica, aplicando una tensión transversal sobre ella. Se puso extremado cuidado en que la birrefringencia inducida fuera constante a lo largo de la red. En la figura siguiente se muestra el espectro en transmisión de la LPG antes (línea roja) y después (línea verde) de inducir la birrefringencia. Como puede apreciarse, la birrefringencia inducida tiene un efecto difícilmente apreciable en el espectro en transmisión.

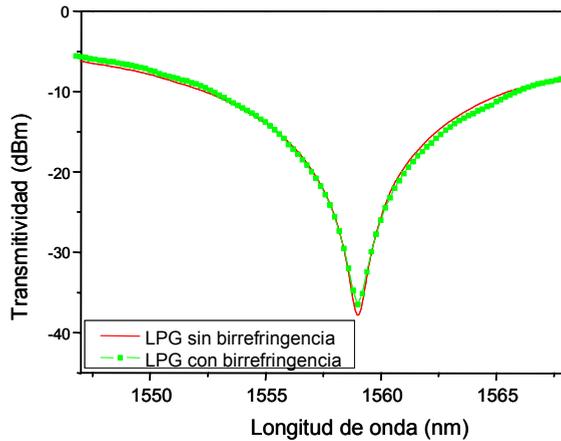
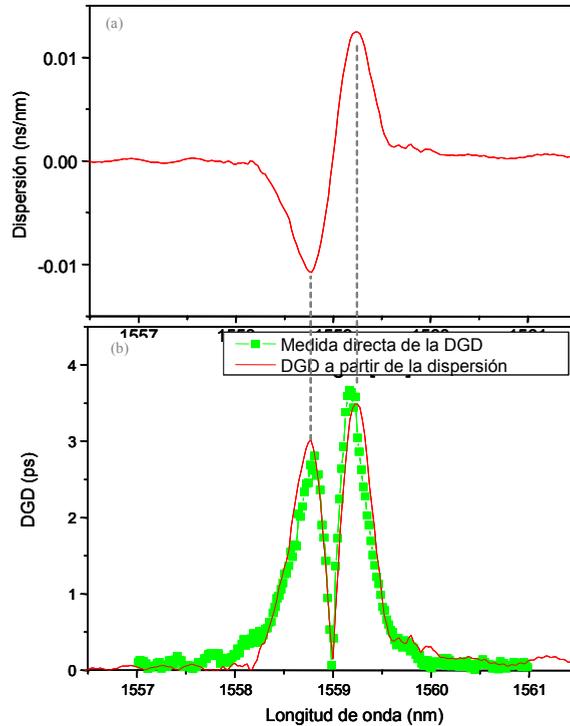


Figura 4.22. Medida de la transmitividad de la LPG

Se realizan las medidas de la CD y del DGD tal y como se describió en el apartado anterior, y en la figura 4.23 se representan tanto la dispersión como el DGD medido directamente y el DGD obtenido a partir de la CD, utilizando la ecuación (4.39) y ajustando el valor de  $\Delta\lambda$ . El mejor ajuste entre ambas curvas se obtuvo para un valor  $\Delta\lambda = 280$  pm, lo que significa un valor de  $5.9E-7$  para la suma de la birrefringencia del núcleo y de la cubierta.



**Figura 4.23.** Dispersión cromática de la LPG (a) y comparación entre el DGD medido directamente y el DGD obtenido a partir de la dispersión (b).

## 4.7. Conclusiones del capítulo.

Se ha deducido teóricamente la dependencia con la longitud de onda de las propiedades de polarización (PDL, DGD y parámetros de Stokes) de las redes de difracción de Bragg uniformes y con saltos de fase escritas en fibra fotosensible monomodo. Se ha estudiado como, debido a la birrefringencia inducida en el proceso de fabricación y que se combina con la birrefringencia intrínseca de la fibra dando lugar a la birrefringencia global, las redes de difracción de Bragg exhiben pérdidas dependientes de la polarización, retardo de grupo diferencial y presentan una evolución particular de los parámetros de Stokes normalizados en transmisión.

Se ha demostrado que, basándonos en la teoría de acoplamiento de modos y en el formalismo de Jones, es posible similar con precisión estas propiedades de polarización. De hecho, con el mismo conjunto de parámetros de la FBG, es posible obtener una concordancia muy buena entre las evoluciones experimentales y las teóricas de los parámetros de Stokes, las pérdidas dependientes de la polarización y el retardo de grupo diferencial. Las evoluciones experimentales se han obtenido a partir de la determinación experimental de la matriz de Jones para un rango determinado de longitudes de onda, utilizando un montaje experimental desarrollado específicamente para tal propósito.

Este trabajo es de gran interés para la completa caracterización de las propiedades de polarización de las redes de difracción de Bragg para el diseño de sistemas, así como para tareas de evaluación. Además, en el campo del sensado óptico, esperamos que este trabajo sirva para diseñar redes de Bragg adecuadas para el desarrollo de nuevas aplicaciones de sensado basadas en la medida de las propiedades de polarización de las redes de difracción de Bragg.

Este análisis presenta otra característica importante. De hecho, tras el proceso de escritura de la FBG, la birrefringencia obtenida no puede detectarse fácilmente en la respuesta espectral debido a su pequeña influencia en el espectro transmitido y la limitada resolución agencial, este estudio puede ser utilizado para extraer el valor de la birrefringencia, de forma rápida y con una resolución del orden de  $10^{-6}$ .

Este análisis ha sido utilizado para medir la birrefringencia de las FBGs producidas por el sistema de fabricación del GCOQ, y se han realizado diversos experimentos para determinar las causas de esa relativamente elevada birrefringencia.

Posteriormente, se han utilizado los resultados de este estudio para demostrar la viabilidad de un sensor de fuerza transversal basado en la modificación que la fuerza transversal produce sobre las propiedades de polarización de la FBG. Hemos demostrado que este sistema es capaz de medir valores relativamente pequeños de la fuerza transversal a partir de las propiedades de polarización, que no es posible detectar a partir de la respuesta espectral de la FBG.

También se ha puesto de manifiesto la relación existente entre el DGD y el CD, se ha utilizado esta relación para determinar experimentalmente la birrefringencia de una FBG sin conocer sus parámetros físicos, y se ha demostrado experimentalmente que esta relación es igualmente válida para el caso de LPG.

Por último, se ha demostrado que el valor de la PDL puede ser obtenido de forma rápida y precisa a partir de la medida del primer parámetro de Stokes normalizado.

## Referencias.

- [ALF00] R.C. Alferness, H. Kogelnik, and T.H. Wood, "The evolution of optical systems: Optics everywhere," *Bell Labs Technical Journal*, vol. 5, no. 1, 2000.
- [BAC03] B. L. Bachim, T. K. Gaylord, "Polarization-dependent loss and birefringence in long-period fiber gratings", *Appl. Opt.*, vol. 42 (34), pp. 6816-6823, 2003.
- [BEL03] N. Belhadj, K. Dossou, X. Daxhelet, S. LaRochelle, S. Lacroix, M. Fontaine, "A comparative study of numerical methods for the calculation of the birefringence of UV-illuminated fibers", in *Bragg gratings, photosensitivity and poling in glass waveguides*, Monterey, 2003.
- [BET05-1] S. Bette, C. Caucheteur, M. Wuilpart, P. Mégret, R. Garcia-Olcina, S. Sales, J. Capmany, "Spectral characterization of differential group delay in uniform fiber Bragg gratings," *Optics Express* 13, 9954-9960, 2005,
- [BET05-2] S. Bette, C. Caucheteur, M. Wuilpart, O. Deparis, M. Blondel, P. Mégret, "Relationship between group delay and Stokes parameters in fiber Bragg gratings", *Conference on Bragg gratings, photosensitivity and poling in glass waveguides (BGPP)*, Sydney, 2005.
- [DAX04] X. Daxhelet, N. Godbout, S. Lacroix, "Form birefringence of fiber Bragg gratings due to UV exposure anysotropy", *Opt. Fibre Comm. Conf. 2004*, Vol. 2, 2004.
- [DER98] Derikson, *Fiber optic test and measurement*. Prentice Hall PTR, New Jersey, 1998.
- [DON04] Xinyong Dong; N.Q. Ngo; P. Shum; Jun Hong Ng; Xiufeng Yang; Guoxiang Ning; Chao Lu, "Tunable compensation of first-order PMD using a high-birefringence linearly chirped fiber Bragg grating", *Photon. Tech. Lett.* Vol. 16 (3), 846-848, 2004.
- [ERD94] T. Erdogan, V. Mizrahi, "Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* 11, 2100-2105, 1994.
- [ERD97] T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra," *J. of Lightwave Technol.* 15, 1277-1294 (1997).
- [GAL98] A. Galtarosa, L. Palmieri, "Relationship between pulse broadening due to polarization mode dispersion and differential group delay in long singlemode fiber", *Electron. Lett.* **34**, No 5, 1998.
- [GAS00] R. Gasfi, M.A. El-Sherif, "Analysis of induced-birefringence effects on fiber Bragg gratings", *Optical Fiber Technology* **6**, 299-323, 2000.

- [GIS97] N. Gisin, B. Huttner, "Combined effects of polarization mode dispersion and polarization dependent losses in optical fibers", *Opt. Commun.*, vol. 142, pp. 119-125, 1997.
- [HEC98] E. Hecht, "Optics", Ed. Addison Wesley, 3<sup>rd</sup> edition, 1998.
- [HEF92] B.L. Heffner, "Deterministic and analytically complete measurement of polarization dependent transmission through optical devices," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 4, 451-453 (1992).
- [HUT00] B. Huttner, C. Geiser, N. Gisin, "Polarization-induced distortion in optical fiber networks with polarization-mode dispersion and polarization dependent-losses", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 6 (2), pp. 317-329, 2000.
- [KAM02] I. P. Kaminov, T. Li, "Optical fiber telecommunications IV. B" Cap. 15, Polarization mode dispersion. Academic Press, 2002.
- [LHO05] F. Lhommé, C. Caucheteur, K. Chah, M. Blondel, P. Mégret, "Synthesis of fiber Bragg grating parameters from experimental reflectivity: a simplex approach and its application to the determination of temperature-dependent properties," *Appl. Optics* 44, 493-497 (2005).
- [LI03] Yu Li; Zhou Guang tao; Zhang Xiao guang; Yang Bo jun; Zheng Yuan; Liu Yu min; Shen yu; Chen Lin, "Automatic compensation of polarization mode dispersion using chirped fiber Bragg grating", *Int. Conference on Communication Technology (ICCT 2003)*, Vol. 1, pp. 633-636. 2003.
- [LU02] P. Lu, L. Chen, X. Bao, "System outage probability due to the combined effect of PMD and PDL", *J. Lightw. Technol.*, vol. 20 (10), pp. 1805-1808, 2002.
- [MAR97] Martinez, P. Ferdinand, "Analysis of phase-shifted fiber Bragg gratings written with phase plates", *Applied Optics* 38, 3223-3228 (1999).
- [MEY97] T. Meyer, P. A. Nicati, P. A. Robert, D. Varel, H. G. Limberger, R. P. Salathé, "Birefringence writing and erasing in ultra-low-birefringence fibers by polarized ultraviolet side-exposure: origin and applications", *Optical review*, Vol. 4 (1A), pp. 53-55, 1997.
- [OH04] S.T. Oh, W.T. Han, U.C. Paek, Y. Chung, "Discrimination of temperature and strain with a single FBG based on the birefringence effect," *Optics Express* 12, 724-729 (2004),
- [PAS97] D. Pastor, B. Ortega, J. Capmany, J.L. Cruz, J. Martí, M.V. Andrés, E. Peral, M.J.Cole, R. I. Laming, "Fully automatic simultaneous fiber grating amplitude and group delay characterization", *Microwave and Optical Tech. Lett.*, Vol. 14 (6), April, 1997.

- [POO97] C. D. Pool, J. Nagel, "Polarization effect in lightwave systems" in *Optical Fiber Telecommunications IIIA*, I. P. Kaminov and T. L. Koch eds. (Academic Press, New York, 1997).
- [REN00] H. Renner, D. Johlen, E. Brinkmeyer, "Model field deformation and transition losses in UV side-written optical fibers", *Appl. Opt.*, vol. 39 (6), pp. 940-993, 2000.
- [REN01] H. Renner, "Effective-index increase, form birefringence and transition losses in UV-side-illuminated photosensitive fibers", *Opt. Express*, 9, 560, 2001.
- [VEN94] M. Vengsarkar, Q. Zhong, D. Inniss, W. A. Reed, P. Lemaire, S. G. Kosinski, "Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual-exposure method," *Opt. Lett.* 19, 1260-1262 (1994).
- [VEN96] Vengsarkar, A.M.; Lemaire, P.J.; Judkins, J.B.; Bhatia, V.; Erdogan, T.; Sipe, J.E, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14 (1), 58-65. (1996).
- [WUI05] M. Wuilpart, C. Caucheteur, S. Bette, P. Mégret, M. Blondel, "Polarization properties of uniform fiber Bragg gratings written in highly birefringent fibers," *Optics Commun.* 247, 239-245 (2005).
- [ZHU00] Y. Zhu, E. Simova, P. Berini, C.P. Grover, "A comparison of wavelength dependent polarization dependent loss measurements in fiber gratings," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 49, 1231-1239 (2000).

# Capítulo 5

## Aplicaciones de las FBGs al sensado

### 5.1 Introducción

En las últimas décadas, se han desarrollado multitud de sensores basados en las redes de difracción de Bragg en fibra (*Fiber Bragg Gratings; FBGs*). Estos sensores son capaces de sensar una amplísima variedad de parámetros físicos, y como se verá en este capítulo presentan diversas e importantes ventajas sobre los sensores convencionales. En este capítulo se mostrarán las ventajas que presentan las FBGs como elementos sensores, así como el trabajo realizado en el ámbito de este trabajo de tesis para desarrollar nuevos sensores y sistemas de interrogación que mejoren en diversos aspectos a los sensores convencionales.

Los primeros estudios de los sensores en fibra óptica se iniciaron hace 30 años y hoy en día siguen siendo un tema de cada vez mayor actualidad. Los tipos de sensores de fibra óptica más patentados suelen ser de: temperatura, presión, desplazamiento, detección de materiales, detección de daños, corriente, vibración, biológicos, químicos, entre otros

El porqué de este interés en los sensores de fibra óptica radica en sus importantes ventajas inherentes frente a los sensores convencionales:

- Inmunidad a las interferencias electromagnéticas (EMI).
- Peso ligero.
- Tamaño reducido.

- No conducen corriente.
- No explotan.
- Resistentes a radiaciones ionizantes.
- No necesitan recalibración.
- Pueden colocarse en lugares remotos/inaccesibles.
- Alta sensibilidad.
- Gran ancho de banda.
- Facilidad para ser utilizados dentro de las redes de comunicaciones ópticas.
- Posibilidad de multiplexación.

Estas ventajas les han llevado a ser utilizados en multitud de aplicaciones para sensar muy diversos parámetros. Valga como ejemplo los que se muestran en la tabla 5.1.

<b>Aplicación</b>	<b>Sensor</b>
Líneas de producción automatizadas (acero, papel, etc.)	Posición, grosor, detector de límite, detector de roturas, velocidad
Control de procesos	Temperatura, presión, flujo, análisis químico
Automóvil	Temperatura, presión, par de torsión, detección de gases, aceleración
Herramientas mecánicas	Desplazamiento, detección de ruptura de herramientas
Aviónica	Temperatura, presión, desplazamiento, rotación, tensión mecánica, nivel de líquidos
Calefacción, ventilación / aire acondicionado	Temperatura, presión, flujo
Electrodomésticos	Temperatura, presión
Petroquímica	Gases inflamables y tóxicos, detección de fugas, nivel de líquidos
Militar	Sonido, rotación, radiación, vibración, posición, temperatura, presión, nivel de líquidos
Geofísica	Tensión mecánica, campo magnético

**Tabla 5.1.** Aplicaciones de los sensores de fibra óptica en diversos campos

Un sensor óptico se compone normalmente de cuatro elementos fundamentales: una fuente óptica, un detector óptico, un sistema de procesamiento de la señal óptica recibida y un transductor que es capaz de convertir las variaciones de la magnitud que se desea medir en variaciones de algunos de los parámetros de la radiación óptica que atraviesa el transductor: fase, amplitud, polarización, longitud de onda. Los bloques básicos de un sensor se pueden observar en la Figura 5.1.

En algunos casos no será necesaria la fuente óptica, puesto que el transductor puede ser capaz de generar por sí mismo algún tipo de radiación luminosa que pueda ser captada y procesada en el receptor, si bien, el funcionamiento general del sensor óptico no variará.

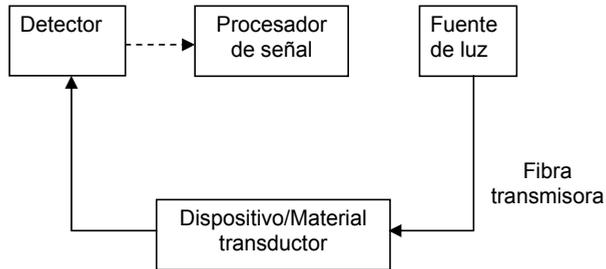


Figura 5.1: Diagrama de bloques de los componentes de un sensor óptico

En función del tipo de transductor se habla de distintos tipos de tecnologías que emplea el sensor. Generalmente la tecnología más empleada es la basada en las redes de difracción de Bragg en fibra. Esto es debido a que para las aplicaciones de medida de tensión y temperatura son los transductores de fibra óptica más adecuados, ya que presentan una sensibilidad intrínseca a estas magnitudes y además presentan una respuesta altamente lineal.

## 5.2.- Sensores de tensión y temperatura

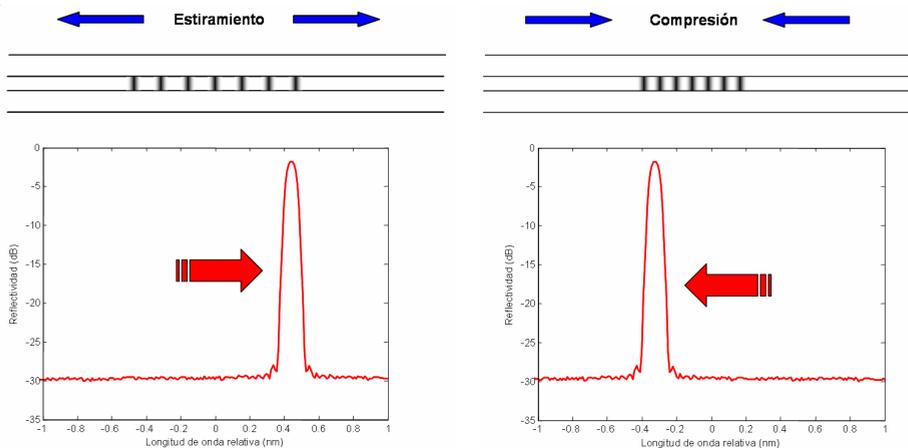
Las FBGs son inherentemente sensibles a variaciones de la temperatura y de la tensión. La longitud de onda de Bragg, o longitud de resonancia de la red,  $\lambda_B$ , viene dada por la expresión:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (5.1)$$

donde  $\Lambda$  es el periodo de la red y  $n_{eff}$  el índice efectivo de la fibra. Por otra parte, el desplazamiento de la longitud de resonancia con la temperatura y la tensión viene dado por la expresión:

$$\Delta\lambda = \lambda_B \{ (1 - \rho_e)\Delta\varepsilon + (\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T \} \quad (5.2)$$

donde:  $\rho_e$ : coeficiente de tensión,  $\Delta\varepsilon$ : incremento/disminución de tensión aplicada,  $\alpha_\Lambda$  coeficiente de expansión térmica,  $\alpha_n$  coeficiente de expansión termo-óptica,  $\Delta T$  incremento/disminución de temperatura. Básicamente, lo que muestra la ecuación (5.2) es que la longitud de onda de Bragg de la FBG se va a desplazar dependiendo de la temperatura o tensión a la que sea sometida, como se ilustra en la figura 5.2:



**Figura 5.2.** Principio de funcionamiento de los sensores basados en FBGs.

De este modo, obteniendo la posición de la resonancia a partir de la respuesta espectral de la FBG es posible obtener información acerca de las variaciones en la tensión y/o temperatura a las que ha sido sometida la FBG. Además, una característica muy importante de este tipo de sensores es que dicha información va codificada en la longitud de onda, por lo que es intrínsecamente inmune a fluctuaciones no deseadas de la potencia óptica. Esta característica dota a ese tipo de sensores de una extraordinaria robustez frente a fluctuaciones en la potencia óptica recibida por el sistema de interrogación.

En este punto se debe aclarar que, aunque se hable de medidas de tensión, lo que realmente se está midiendo por medio de la FBG es un estiramiento relativo, definido según la ecuación 5.3.

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta L}{L} \quad (5.3)$$

La unidad de medida de este estiramiento relativo se denomina ‘strain’, y se representa por la letra griega  $\varepsilon$ . Los valores típicos son muy pequeños por lo que la unidad que se utiliza es el “micro-strain” ( $\mu\varepsilon$ ), que se corresponde a una elongación/compresión de una parte por millón ( $\mu\varepsilon = \mu\text{m m}^{-1}$ ). Por ejemplo, si una fibra de 1 metro de longitud es estirada  $1 \mu\text{m}$ , se hablará de una tensión de  $1\mu\text{m}/1\text{m} = 1\mu\varepsilon$ , aunque como ya se acaba de comentar lo que realmente se está midiendo es un estiramiento relativo.

Valores típicos para la variación de la longitud de onda en función de la tensión y de la temperatura son  $1.15 \text{ pm}/\mu\varepsilon$  y  $10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ , respectivamente. Esta alta sensibilidad de la longitud de onda de Bragg a la tensión mecánica y a la temperatura son lo base de su excelente comportamiento como sensores.

### 5.2.1.- Coeficiente de tensión

Los términos de la ecuación (5.2) pueden agruparse de la siguiente forma:

$$\Delta\lambda = c_{\varepsilon}\Delta\varepsilon + c_T\Delta T \quad (5.4)$$

donde  $c_{\varepsilon}$  es el coeficiente de tensión y  $c_T$  el coeficiente de temperatura. Ambos coeficientes han sido determinados experimentalmente para las FBGs producidas por el sistema de fabricación del GCOC. Se ha utilizado para ello el montaje presentado en la figura 5.3.

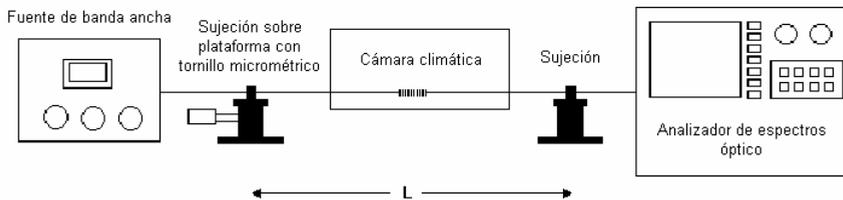


Figura 5.3. Montaje experimental para la medida del coeficiente de tensión.

Se ha mantenido el sensor a temperatura constante utilizando una cámara climática y se han ido aplicando diferentes tensiones utilizando una plataforma de traslación de 10 micrómetros de precisión. Se han medido los correspondientes desplazamientos de la longitud de onda de resonancia utilizando un analizador de espectros ópticos (Optical Spectrum Analyzer, OSA), y a partir de un ajuste lineal de estos valores se ha calculado el coeficiente de tensión.

Después de efectuar varias medidas a diferentes temperaturas, se concluye que el valor del coeficiente de tensión de las FBGs producidas por el sistema de fabricación del GCOC es de  $1.15 \pm 0.01$  pm/ $\mu\varepsilon$ . En la figura 5.4 pueden verse los datos experimentales obtenidos en una de las medidas. Como se aprecia claramente en la figura, la relación entre variación de la longitud de onda y a la tensión aplicada es altamente lineal.

### 5.2.2.- Coeficiente de temperatura

Utilizando el mismo montaje experimental descrito en la figura 5.3, pero variando tan solo la temperatura mientras se mantiene constante la tensión aplicada, es posible obtener el coeficiente de temperatura de las FBGs producidas en el sistema de fabricación del GCOC. En estas medidas la temperatura se varió entre  $-15^{\circ}\text{C}$  y  $+60^{\circ}\text{C}$ , y el valor del coeficiente de temperatura obtenido a partir del ajuste lineal es de  $8.12 \pm 0.06$  pm/ $^{\circ}\text{C}$ . Nuevamente, a partir de la figura 5.5 se puede apreciar como la relación entre la variación de la longitud de onda y la temperatura es altamente lineal.

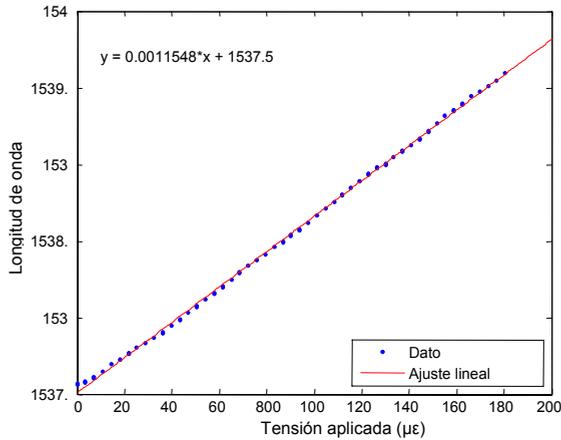


Figura 5.4. Medida del coeficiente de tensión de las FBGs.

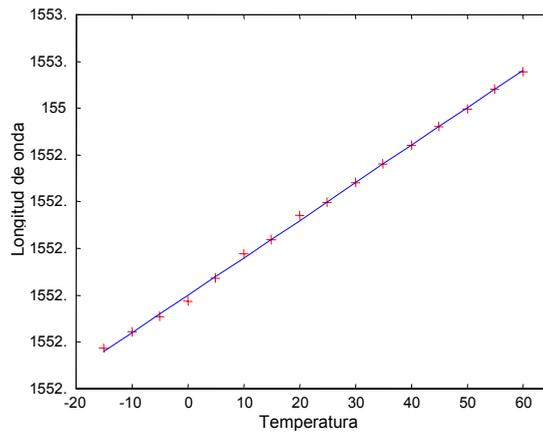


Figura 5.5. Medida del coeficiente de temperatura de las FBGs.

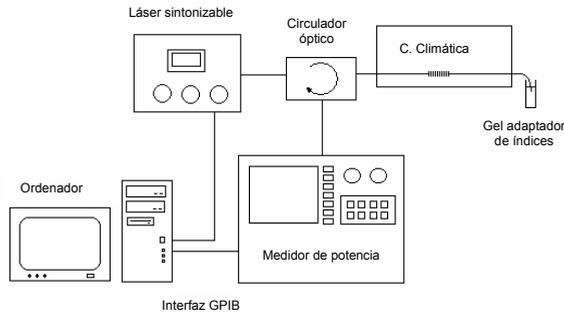
### 5.2.3.- Discriminación entre temperatura y tensión.

Debido a que tanto las variaciones de tensión como las de temperatura tienen el mismo efecto sobre la respuesta espectral de una FBG, a la hora de la aplicación práctica de las FBGs al sensado surge la necesidad de discriminar entre ambos efectos. Es pues necesario sustraer el efecto de la temperatura del desplazamiento de la longitud de onda de Bragg para obtener el efecto de la tensión. Existen en la literatura muchas aproximaciones para resolver este problema: redes de Bragg con chirp [KIM00], redes de Bragg inclinadas [KAN98], redes de Bragg en fibras con diferentes codopantes [CAV99], redes de Bragg formadas por redes de tipo I y de tipo IIA en la misma red [SHU02], redes superestructuradas [GUA00-1], redes en fibras PANDA [SUD97], redes con banda de rechazo [DUP00] y redes en estructuras en serie [GUA00-2] entre otras [UDD95, INA97, YU02, OTH99, GRA00, KRO00]. Sin embargo, todas estas alternativas se basan en diseños de FBGs complicados y/o costosos de fabricar. Incluso se ha estudiado la posibilidad de utilizar un empaquetado atórmico para las FBGs pero

esta alternativa encarece mucho el coste de las FBGs y no resulta sencillo encontrar empresas que suministren empaquetados atérmicos comerciales con un coeficiente menor de  $0.4 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  (5% del valor del coeficiente de temperatura), que sería un orden de magnitud razonable para aplicaciones de sensado.

El método de discriminación entre tensión y temperatura escogido se basa en utilizar dos FBGs en cada punto de sensado. La primera FBG debe estar en contacto mecánico con la estructura a sensar en su región activa, y seguirá las deformaciones de la estructura tanto en elongaciones como en compresiones. La segunda FBG estará instalada libremente cerca de la primera, sin acoplamiento mecánico con la estructura, y se denominará sensor de referencia. Este sensor de referencia estará a la misma temperatura que el primer sensor, debido a su proximidad, pero no sufrirá las variaciones de tensión, debido a que no está acoplado mecánicamente con la estructura. De este modo el sensor de referencia será utilizado para obtener la información referente a la temperatura y de este modo compensar el efecto de la temperatura que sufre el primer sensor [INA96, HEN99].

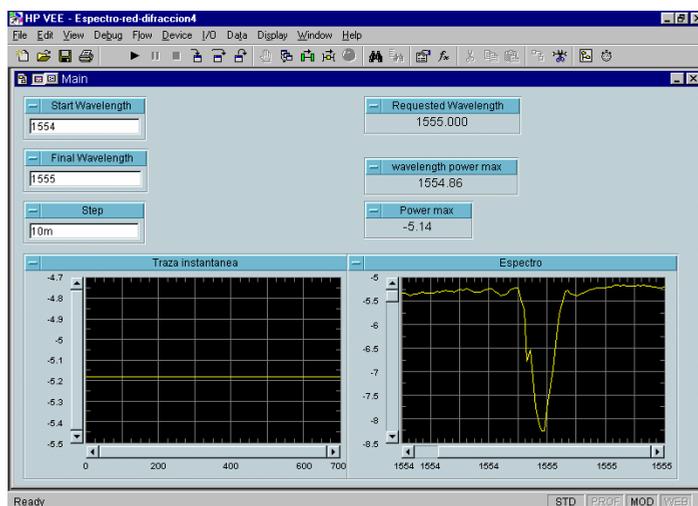
Para comprobar el funcionamiento del sensor de referencia se ha utilizado el montaje que se muestra en la figura 5.6. Se han situado dos sensores en el interior de la cámara climática (el sensor de tensión y el de referencia), y se ha variado la temperatura en el rango desde  $-15 \text{ }^\circ\text{C}$  hasta  $+60 \text{ }^\circ\text{C}$ , mientras el sensor de tensión permanece sometido a diferentes tensiones.



**Figura 5.6.** Montaje experimental para comprobar que el sensor de referencia compensa adecuadamente las variaciones de temperatura.

Para obtener unas medidas más precisas se ha utilizado como fuente óptica un láser sintonizable, con una fluctuación en potencia menor de  $0.01 \text{ dBm}$  y un medidor de potencia óptica de muy bajo ruido. Estos dispositivos son controlados por un PC por medio del bus GPIB. El láser sintonizable es capaz de dar saltos en longitud de onda de tan sólo  $1 \text{ picómetro}$ , de modo puede barrer un intervalo determinado de longitud de onda con muy alta resolución, mientras que el medidor de potencia óptico detecta la señal reflejada y la envía al PC, que coordina a los dos equipos y procesa los datos. La figura 5.7 muestra un ejemplo del interface del programa que controla la aplicación.

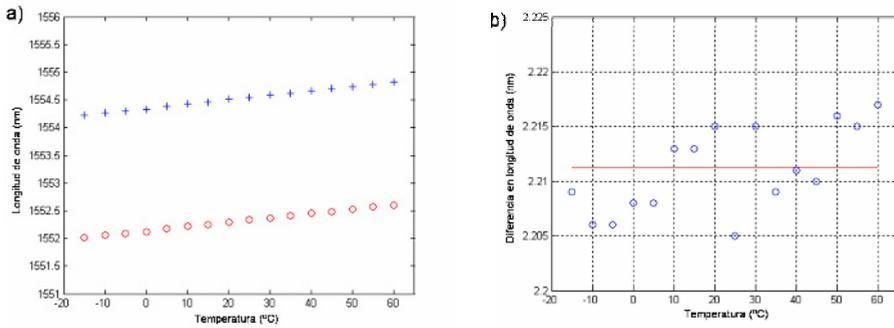
Se ha comprobado que este sistema presenta una incertidumbre menor de  $0.015 \text{ dB}$  en las medidas de amplitud, producidas por todo el sistema en conjunto (precisión del láser, ruido del detector, sensores no ideales, conectores, precisión de la cámara climática, etc.) Se ha medido también la precisión en la determinación de la longitud de onda de Bragg con este sistema y se ha comprobado que es de tan sólo  $\pm 4 \text{ pm}$ .



**Figura 5.7.** Pantalla del programa de control de la instrumentación empleada para realizar las medidas con mayor precisión.

La siguiente figura muestra un ejemplo del adecuado funcionamiento del sensor de referencia. La figura 5.8(a) muestra las longitudes de onda reflejadas en función de la temperatura de dos FBGs, la azul (cruces) está sometida a una tensión de 2500 microstrains, mientras que la roja (círculos) no está sometida a tensión y actúa como sensor de referencia. La figura 5.8(b) muestra cómo la diferencia en longitud de onda entre ellas se mantiene prácticamente constante para diversos valores de la temperatura en el rango entre  $-15^{\circ}\text{C}$  y  $+60^{\circ}\text{C}$ , con una variación de  $\pm 6$  pm sobre el valor promedio en el peor caso. De este modo la separación espectral entre ambas FBGs contiene la información sobre las compresiones/elongaciones que se pretenden medir, sin influencia de la temperatura.

Esta técnica tiene como ventajas principales la sencillez y la robustez. Asimismo, la fabricación de las FBGs no requiere fibras especiales ni diseños complicados, por lo que es mucho más eficiente desde un punto de vista económico. Como contrapartida, se necesitan el doble de FBGs, dado que en cada punto de sensado es necesario instalar un par de FBGs, pero las técnicas de multiplexación actuales permiten instalar del orden de 40 sensores por fibra en la banda óptica C, y este número todavía puede incrementarse si se emplean técnicas de reflectometría óptica en el dominio temporal (OTDR).



**Figura 5.8.** Ejemplo del funcionamiento del sensor de referencia frente a variaciones de temperatura.

Esta técnica presenta además una ventaja adicional. Está bien documentado en la literatura que otros factores ambientales, como la humedad [KRO02], afectan a la posición de la longitud de onda de Bragg, aunque de forma mucho menos importante que la tensión o la temperatura. Esta técnica de compensación permite corregir los efectos de la humedad, y en general, de cualquier otro factor ambiental que afecte a la posición de la resonancia. Para demostrar esto se ha repetido el experimento anterior de nuevo utilizando la cámara climática, pero ahora además se ha variado a la vez la temperatura y la humedad, como puede observarse en la tabla 5.2.

Número de test	Temperatura (°C)	Humedad relativa (%)
1	30	55
2	50	75
3	40	60
4	20	80
5	12	81
6	10	63

**Tabla 5.2.** Valores de temperatura y humedad utilizados en el experimento

En la figura 5.9 se observa que el sensor de referencia proporciona el mismo grado de precisión que en el caso anterior, compensando al mismo tiempo las fluctuaciones producidas por la temperatura y la humedad. En este caso el sensor de tensión (rojo) fue sometido a una tensión de 500 microstrains, y como puede observarse la variación en el peor caso fue de  $\pm 8$  pm.

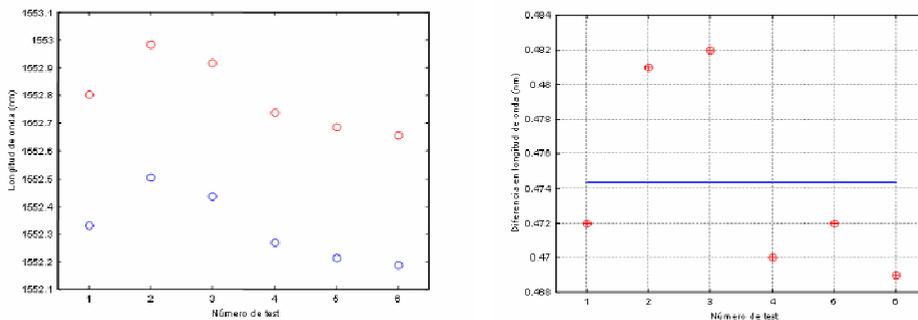


Figura 5.9. Ejemplo del funcionamiento del sensor de referencia frente a variaciones de temperatura y humedad.

### 5.2.4.- Comportamiento a largo plazo de las FBGs.

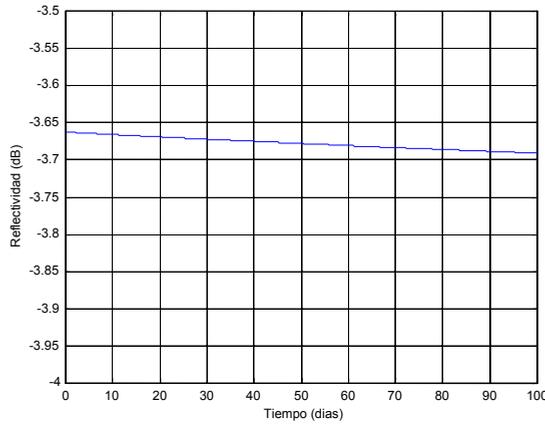
El comportamiento a largo plazo de las FBGs es crucial para su aplicación al campo del sensado. La disminución de la reflectividad del sensor durante su tiempo de vida (estimado en 25 años) causaría la necesidad de recalibrar el sistema de interrogación, o incluso en el peor caso, un fallo total del sistema de medida.

Para evitar este problema, se ha estudiado el comportamiento a largo plazo de los sensores basados en FBGs. De acuerdo con la literatura [ERD94, BAK97, KAN97, WIL95] el decaimiento en la reflectividad de las FBGs está bien caracterizado por una “ley exponencial” [ERD94] función del tiempo con un pequeño exponente. Esta ecuación es consistente con los resultados experimentales que han sido obtenidos. Estos resultados muestran un rápido decaimiento inicial seguido por un decremento en la tasa de decaimiento. Los datos del decaimiento responden a la ecuación (5.5):

$$\eta = \frac{1}{1 + A \left( \frac{t}{t_1} \right)^\alpha} \quad (5.5)$$

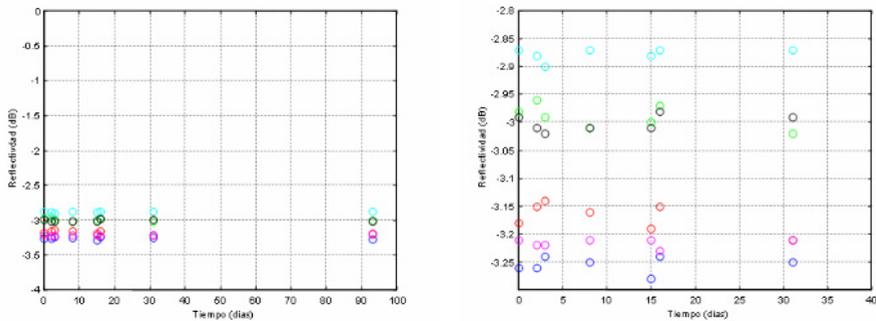
donde  $\eta$  es la constante integrada de acoplo normalizada (Normalized Integrated Coupling Constant; NICC) y es escogida como medida de la fuerza de la red, dado que esa cantidad es proporcional al cambio del índice de refracción inducido por la luz UV incluso para el caso de redes no-uniformes [KOG76]. El factor A y el exponente  $\alpha$  dependen ambos de la temperatura y del tipo de fibra utilizado en el proceso de fabricación de las FBGs. La constante  $t_1 = 1$  minuto mantiene la dimensionalidad consistente.

De acuerdo con el modelo [ERD94], es evidente que el decaimiento térmico a temperatura ambiente es muy lento, y no es sencillo de detectar incluso con sistemas de medida muy precisos como el descrito en la figura 5.6. La figura 5.10 muestra el decaimiento térmico predicho por el modelo teórico a lo largo de 100 días a una temperatura de 25°C (menor de 0.05 dB).



**Figura 5.10.** Predicción teórica del decaimiento térmico a temperatura ambiente.

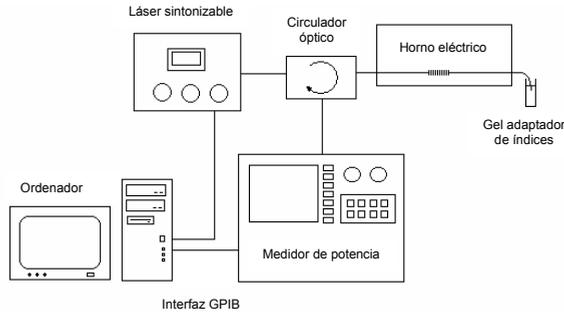
Para comprobar este efecto experimentalmente, se han fabricado 4 FBGs y se han dejado expuestas a temperatura ambiente en el laboratorio (23°C) durante 3 meses. Como se muestra en la figura 5.11 el decaimiento experimentado por la reflectividad es inapreciable.



**Figura 5.11.** Decaimiento térmico medido a temperatura ambiente durante 3 meses.

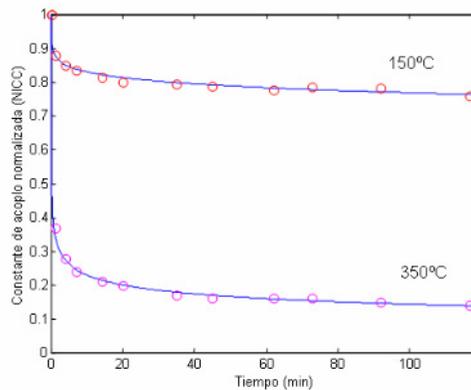
Ambas figuras toman en consideración el hecho que las FBGs comenzaron a ser monitorizadas varias semanas después de su fabricación, de modo que el rápido decaimiento inicial no aparece en las figuras. Esta es una situación realista, dado que en un sistema de producción comercial los sensores serían fabricados y posteriormente almacenados durante un determinado periodo de tiempo hasta el momento de su instalación.

Para poder observar el decaimiento de las FBGs, se ha procedido a calentarlas en un horno, y de este modo acelerar su tasa de decaimiento hasta valores que sean detectables por el sistema de medida. El montaje utilizado se representa esquemáticamente en la figura 5.12.



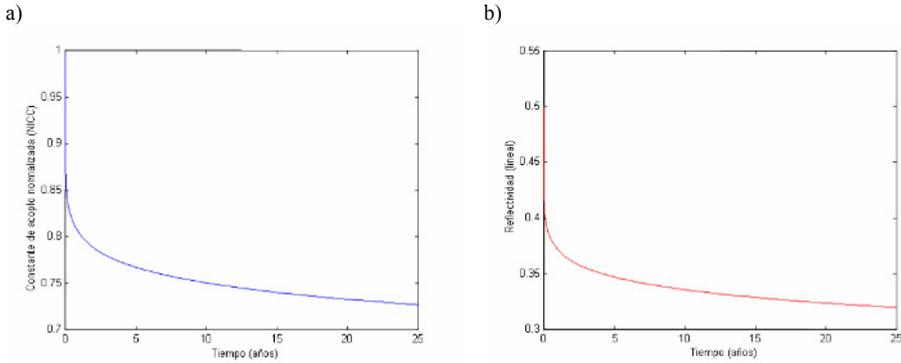
**Figura 5.12.** Montaje experimental para testear el comportamiento a largo plazo de las FBGs.

Con este montaje, el NICC puede ser fácilmente obtenido a partir del máximo en reflexión [ERD94]. Los experimentos fueron realizados a diferentes temperaturas para determinar los parámetros necesarios para predecir el comportamiento a largo plazo de los sensores. La figura 5.13 muestra la excelente concordancia entre los datos experimentales y las curvas teóricas.



**Figura 5.13.** Medida del NICC para dos FBGs calentadas a 150°C (círculos rojos) y 350°C (círculos magenta) como función del tiempo y comparación con el modelo teórico (línea continua azul).

Una vez se han obtenido los parámetros que predicen el comportamiento de los sensores, podemos obtener el decaimiento estimado durante el tiempo de vida operativa del sensor. Si se considera que el sensor debe sobrevivir por un periodo de tiempo de al menos 25 años, y que el rango operativo de temperaturas está entre -20 y 60 °C, el peor caso posible consistirá en un decaimiento producido durante 25 años a 60 °C. Teniendo en cuenta que un valor típico inicial de la reflectividad de los sensores es una reflectividad del 50%, la reflectividad después de este periodo de tiempo es mostrada en la figura 5.14.



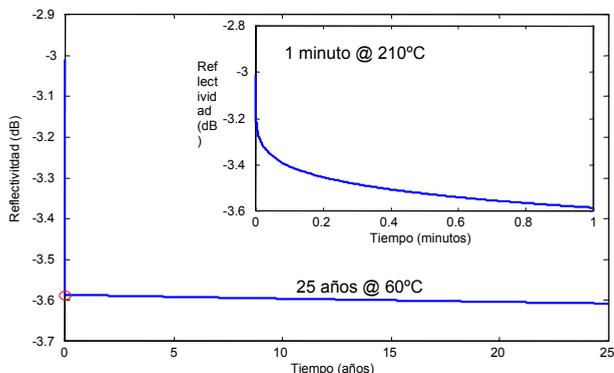
**Figura 5.14.** Decaimiento térmico de una FBG correspondiente a 60°C durante 25 años. Se representa la constante de acoplamiento integrada (a) y la reflectividad en escala lineal (b).

Puede observarse que el decaimiento térmico producido durante 25 años a 60 °C reduce la reflectividad de los sensores desde el 50% inicial a menos del 33%. Este efecto de envejecimiento puede afectar drásticamente al sistema de interrogación, incluso produciendo un fallo crítico. Por lo tanto, debe de buscarse una solución que evite esta degradación de la respuesta espectral de los sensores con el paso del tiempo. El objetivo será que el sensor no vea reducida su reflectividad por encima de 0.05 dB.

Una primera solución a considerar podría ser el almacenaje de los sensores basados en FBGs para que el tiempo de almacenamiento estabilizara la reflectividad del sensor. Sin embargo, los cálculos realizados a partir de la ecuación (5.5) muestran que para conseguir una estabilidad de 0.05 dB se necesitarían cerca de 7 años de almacenamiento a temperatura ambiente, lo cual hace claramente inviable esta opción.

Para solucionar este problema, el modelo de decaimiento mostrado anteriormente predice que es posible producir un “envejecimiento acelerado” exponiendo el sensor a elevadas temperaturas durante tiempos relativamente cortos. De este modo, el decaimiento subsiguiente a menores temperaturas será mucho más lento.

Existen varias combinaciones posibles de temperatura y tiempo que producen el proceso de envejecimiento acelerado requerido. Debe de existir un compromiso entre ambos parámetros, ya que a mayor temperatura, menor es el tiempo requerido para conseguir el envejecimiento requerido, pero sin embargo el uso de temperaturas muy elevadas reduciría la reflectividad del sensor innecesariamente. Bajo estas condiciones, una posible combinación de tiempo y temperatura consistiría, por ejemplo, en un envejecimiento acelerado producido al exponer el sensor durante 1 minuto a una temperatura de 210 °C. Después de este proceso, las simulaciones muestran que la reflectividad del sensor decaerá menos de 0.05 dB durante los siguientes 25 años de exposición a 60 °C, tal y como se muestra en la figura 5.15.



**Figura 5.15.** Decaimiento de los sensores después del proceso de envejecimiento acelerado.

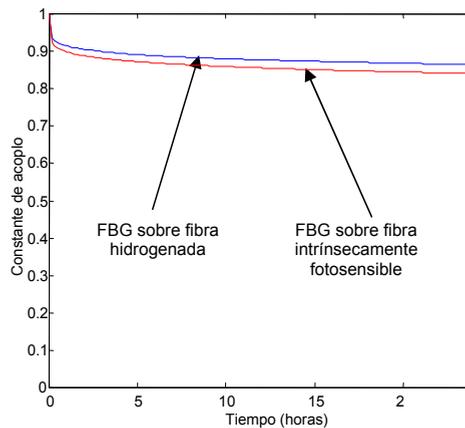
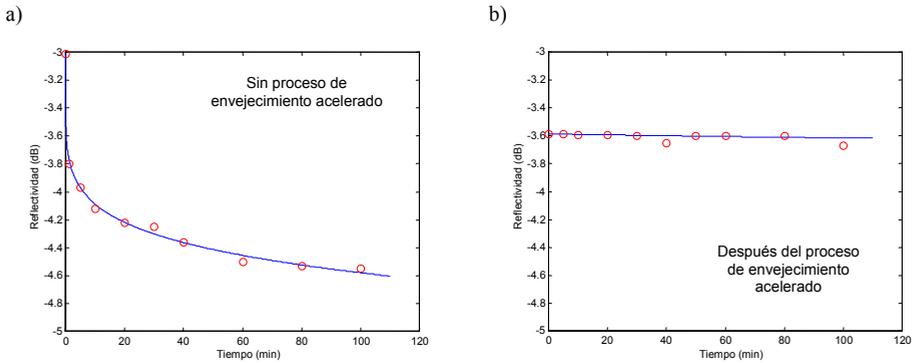
Para comprobar experimentalmente el correcto funcionamiento del proceso de envejecimiento acelerado no es factible esperar 25 años, pero a partir del modelo de envejecimiento puede demostrarse que calentar la FBG a una temperatura  $T_2$  durante un tiempo  $t_2$  produce un envejecimiento equivalente a calentar la FBG a una temperatura  $T_1$  durante un tiempo  $t_1$ , de acuerdo con la siguiente relación:

$$t_2 = \exp \left[ a \cdot T_0 \cdot \left( \frac{T_1}{T_2} - 1 \right) \right] \cdot t_1^{(T_1/T_2)} \quad (5.6)$$

De este modo, se puede calcular que, por ejemplo, el envejecimiento equivalente a 25 años a 60 °C sería 110 minutos a 150 °C.

Las figura 5.16 muestra el envejecimiento equivalente a 25 años a 60 °C, sin aplicar el proceso de envejecimiento acelerado (a) y aplicándolo (b). Puede apreciarse como la reducción en reflectividad después del proceso de envejecimiento acelerado es menor de 0.05 dB, tal y como predice el modelo.

Estos experimentos han sido realizados con fibra fotosensible codopada con Boro (Fibercore PS1250/1500) que es el tipo de fibra fotosensible que utiliza habitualmente el sistema de fabricación de FBGs del GCOC, y además el modelo de envejecimiento de Erdogan [ERD94] se aplica exclusivamente a fibras intrínsecamente fotosensibles. Pero este estudio se puede realizar de igual forma para el caso de fibras fotosensibles hidrogenadas, sin más que utilizar el modelo que describe adecuadamente la evolución temporal con la temperatura de las FBGs fabricadas sobre este tipo de fibra [KAN97, GUA00-3, GUA01]. De hecho, la estabilidad térmica de las FBGs fabricadas sobre este tipo de fibras puede ser incluso superior a la estabilidad de las FBGs fabricadas sobre fibra intrínsecamente fotosensible, como se muestra en la figura 5.17, obtenida a partir de la implementación de ambos modelos. Además, Guan [GUA00-3, GUA01] muestra otros métodos de estabilización que, aunque más complejos que el de envejecimiento acelerado que se ha descrito aquí, proporcionan incluso una mayor estabilidad.



### 5.3.- Sensado de estructuras de hormigón.

Es de destacar los beneficios que puede aportar el desarrollo de un sistema de monitorización en tiempo real de estructuras de hormigón al sector de la construcción. Es evidente que cualquier innovación que tienda a mejorar el control durante la vida útil de las infraestructuras mediante sistemas no destructivos y en tiempo real, tendrá un impacto económico favorable en todos los agentes involucrados, desde empresas fabricantes de hormigón y prefabricados, empresas constructoras que podrían monitorizar en tiempo real el control de calidad de la puesta en obra del hormigón y productos prefabricados, usuarios finales, que tendrían que afrontar costes de mantenimiento muchos menores y sobre todo una importante reducción de los riesgos asociados al deterioro de las estructuras e incluso las administraciones que además de reducir de forma considerable los costes de mantenimiento de las obras públicas podría garantizar a los ciudadanos la integridad estructural de las grandes construcciones mediante el control en tiempo real de las mismas.

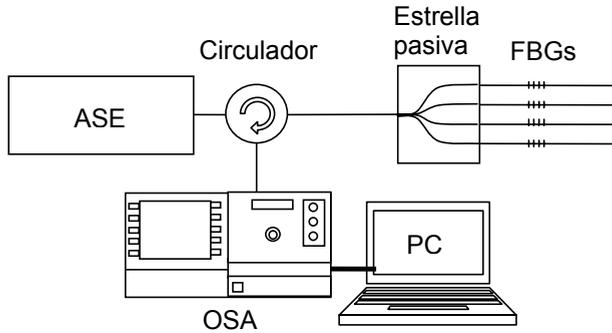
No es de extrañar por tanto que en los últimos años se hayan desarrollado una gran variedad de técnicas basadas en fibra óptica para la monitorización de estructuras, por ejemplo, sensores basados en interferómetros, como los sensores Fabry-Perot y el sistema SOFO de la compañía Smartec, o los sensores basados en medidas de backscattering. Pero a pesar de esto existe un gran interés en el desarrollo de los sistemas de monitorización basados en FBGs, debido a que además de las características comunes a otros sistemas de monitorización basados en fibra óptica, como la inmunidad a interferencias electromagnéticas, el peso y tamaño reducidos o la estabilidad frente a condiciones ambientales adversas, las FBG poseen unas características propias que facilitan la multiplexación de la información de los sensores, además de permitir su uso en el interior de estructuras sin afectar al comportamiento de éstas.

Una vez estudiado el comportamiento de los sensores basados en FBGs para la medida de tensiones mecánicas y de temperatura, en este apartado se va a presentar el trabajo realizado para el desarrollo de un sistema de monitorización en tiempo real para ingeniería civil basado en redes de difracción de Bragg. Se estudiará como se puede incorporar este tipo de sensores a las estructuras de hormigón, y se realizarán ensayos tanto de compresión como de flexotracción en situaciones controladas. Se desarrollará un sistema de monitorización para obtener los valores de tensión proporcionados por los sensores y se comparará estos resultados con los obtenidos a partir de sensores convencionales, como las galgas extensiométricas. Para la realización de estas tareas se trabajó conjuntamente con el Instituto de Ciencia y Tecnología del Hormigón (ICITECH) de la UPV, en el marco del proyecto DESEOH (*Diseño de sensores ópticos para estructuras de hormigón*, [UPV-5709-2005]). El ICITECH tiene por finalidad la investigación del hormigón desde una amplia gama de aspectos: unos de carácter científico, que van desde los materiales constituyentes, su proceso de fabricación o su comportamiento físico-químico, atendiendo a aspectos tecnológicos, químicos o medioambientales, hasta el aprovechamiento de materias primas secundarias; y otros de carácter más tecnológico que incluyen el estudio del comportamiento resistente de las estructuras de hormigón, las reglas prácticas para su diseño o su rehabilitación, y sus aspectos constructivos.

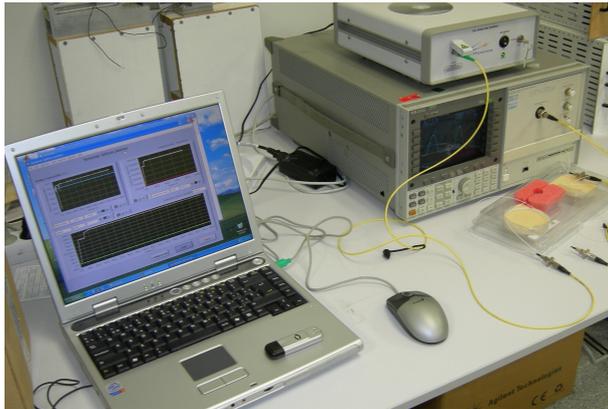
### 5.3.1.- Sistema de interrogación.

Para la monitorización de las tensiones mecánicas y las deformaciones sobre estructuras de hormigón se ha desarrollado un sistema de interrogación que permite monitorizar un gran número de sensores. El sistema incorpora una estrella pasiva para la monitorización simultánea de hasta cuatro líneas de sensores. En la figura 5.18 se muestra un esquema de dicho sistema, y en la figura 5.19 se muestra una imagen real de los equipos utilizados para la implementación real de este sistema de interrogación. El funcionamiento es el siguiente, la señal óptica generada por la fuente de banda ancha ASE pasa a través del circulador hasta la estrella pasiva, donde la señal óptica es repartida por las distintas FBGs. Las FBGs reflejan distintos contenidos espectrales que se vuelven a combinar en la estrella pasiva y que llegan al analizador de espectros óptico a través del circulador. Se ha desarrollado un software de control específico utilizando el lenguaje de programación de equipos electrónicos LabView que analiza la señal que obtiene el analizador de espectros óptico y detecta las longitudes de onda de las FBGs y la potencia óptica reflejada en función del tiempo. De este modo el PC

obtiene información en tiempo real sobre las tensiones a las que está siendo sometida la estructura de hormigón que se está monitorizando.



**Figura 5.18.** Esquema del montaje para la monitorización de los sensores ópticos pasivos.



**Figura 5.19.** Imagen del sistema de monitorización de los sensores ópticos pasivos.

Este software ha sido desarrollado con el objetivo de obtener las mejores prestaciones posibles del sistema de monitorización, aplicando diferentes estrategias de monitorización de los sensores para adaptarse a la cantidad de sensores que se deben monitorizar, a la resolución de las medidas y la velocidad de interrogación requerida en cada momento. La aplicación es capaz de monitorizar hasta un total de diez sensores simultáneamente, además utiliza una estrategia que se ha denominado “full-span” que mejora la velocidad de interrogación de los sensores, siendo capaz de monitorizar todos los sensores simultáneamente hasta una velocidad de 20 muestras/s. Es posible aumentar el número de sensores a interrogar pero a costa de reducir la tasa de muestreo.

En la figura 5.20 se muestra el interfaz principal del programa. Para cada sensor se muestra la potencia óptica recibida, el valor numérico de la tensión mecánica instantánea, una gráfica con la evolución de la tensión en función del tiempo, el coeficiente de tensión aplicado, y el rango de longitudes de onda esperado para cada sensor. Además, es posible ver la información de todos los sensores en una misma gráfica.

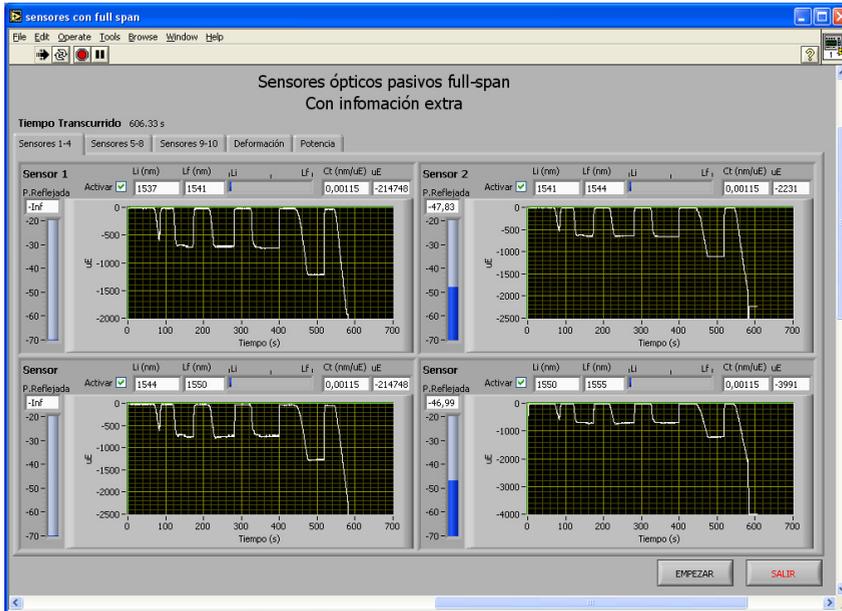


Figura 5.20. Aspecto de la pantalla principal del software de monitorización.

Las FBGs utilizadas para el sensado son redes con apodización gaussiana, para reducir los lóbulos laterales y facilitar de este modo las medidas. Además, se diseñaron buscando un compromiso entre tres diferentes factores:

- Anchura espectral: Se trató de que la anchura espectral de las FBGs fuera pequeña, para permitir el mayor aprovechamiento posible de la banda óptica y una mejor resolución en la medida. Sin embargo, esto implica fabricar redes largas y débiles.
- Longitud física: Aunque una mayor longitud permite una respuesta espectral más estrecha, y una mayor reflectividad, desde el punto de vista del sensado interesa que las FBGs sean cortas para realizar un sensado puntual y para facilitar su manipulación.
- Variación del índice de refracción: Una variación del índice de refracción grande proporciona un alto valor de la reflectividad de pico, lo que facilita la interrogación de los sensores. Sin embargo, aumenta innecesariamente la anchura espectral y aplanar la respuesta espectral, empeorando la resolución del sistema.

Buscando un compromiso óptimo entre todos estos factores, la FBG utilizada para el sensado es una red con apodización gaussiana de 2 cm de longitud total y con una reflectividad de pico de aproximadamente -3 dB. En la figura 5.21 se muestra un espectro típico de las FBGs utilizadas para el sensado.

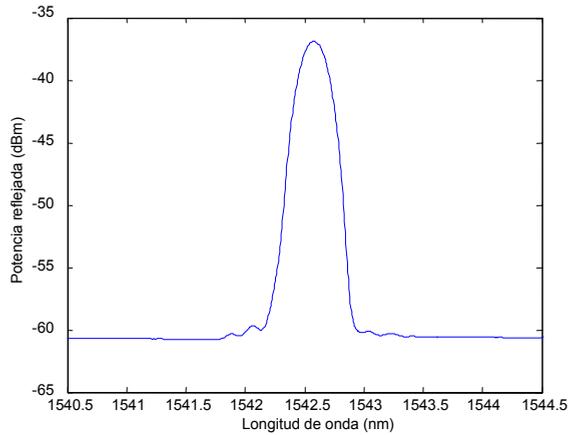


Figura 5.21. Espectro en reflexión típico de las FBGs utilizadas para sensado.

### 5.3.2.- Pruebas de tracción en probetas metálicas.

Las primeras medidas realizadas con los sensores ópticos en estructuras reales han sido realizadas sobre probetas metálicas. Estas pruebas han consistido en medir la tensión sufrida por probetas de acero al someterlas a fuerzas de tracción.

Para validar los resultados obtenidos por los sensores ópticos, se ha colocado un sensor eléctrico convencional como el que puede apreciarse en la figura 5.22 centrado en una de las caras de la probeta mientras que un sensor óptico se coloca en la otra cara. Se puede ver un esquema de la colocación de los sensores en la figura 5.23.

Estos sensores eléctricos convencionales se denominan sensor de tensión de resistencia eléctrica (Electrical resistance strain gauge; ERSG) y consisten básicamente en una rejilla de hilos metálicos muy finos que adheridos a la estructura permiten medir la deformación mediante las variaciones en la resistencia eléctrica que se producen en estos dispositivos.

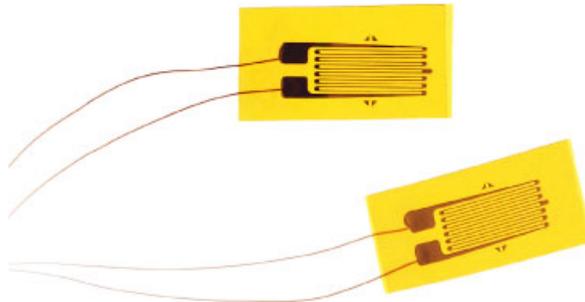
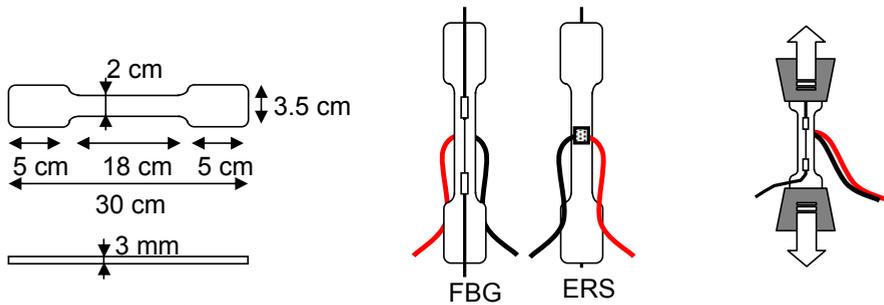


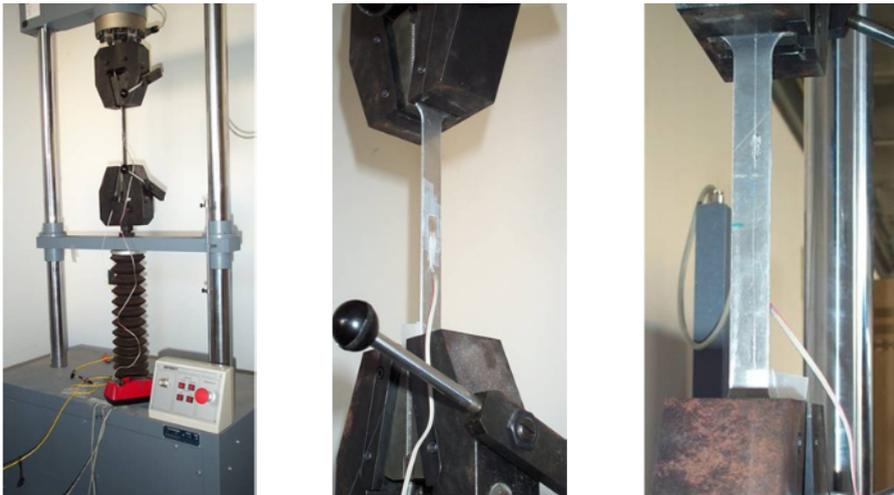
Figura 5.22. Sensores eléctricos convencionales



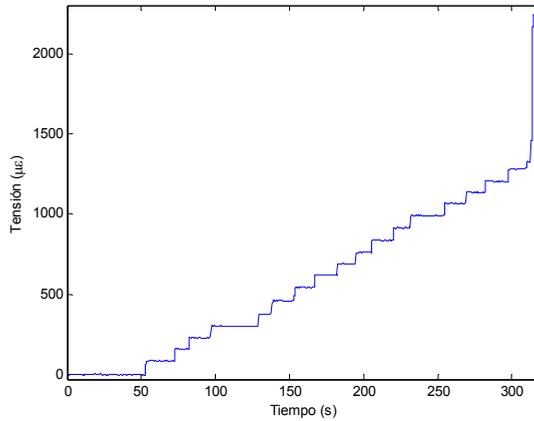
**Figura 5.23.** Esquema de colocación de los sensores sobre las probetas metálicas.

Al igual que con las pruebas de calibrado, la colocación y manipulación de los sensores ópticos se ha realizado con la ayuda de sistemas de posicionamiento milimétrico para asegurar su correcta instalación. En este caso las pruebas son de tracción, es decir, la FBG se va a elongar y no a comprimir, por lo que no es necesario pretensionar los sensores antes de su instalación

En la figura 5.24 se muestra la colocación de las probetas en la prensa. Para llevar a cabo las medidas en primer lugar se precarga la prensa con una fuerza inicial. Esta será la situación inicial de la estructura y a partir de la cual se medirán las deformaciones sufridas por la estructura. Se han aplicado incrementos iguales en la fuerza de tracción manteniendo la fuerza aplicada por un breve periodo de tiempo de forma que se pueda confirmar la estabilidad de la deformación de la estructura. Se incrementa la fuerza hasta la destrucción de las probetas. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 5.25

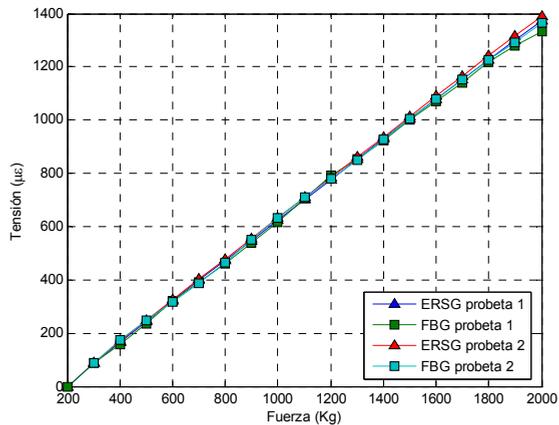


**Figura 5.24.** Imágenes de las pruebas realizadas sobre las probetas metálicas.



**Figura 5.25.** Resultados de tensión obtenidos en función del tiempo transcurrido

Estos resultados han sido obtenidos con una resolución de 3 nm, y en ellos se puede ver claramente cuándo la probeta cede ante la fuerza aplicada provocando tanto la destrucción de la probeta como la del sensor. Las medidas se han realizado dos veces, y en la 5.26 se representan los valores de la deformación en función de la fuerza aplicada de ambas probetas y se comparan con los resultados obtenidos a partir de los sensores eléctricos.



**Figura 5.26.** Tensión en las probetas de acero en función de la fuerza aplicada.

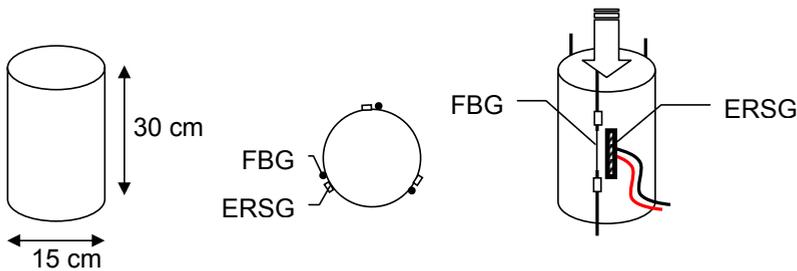
Estos experimentos muestran un excelente comportamiento de los sensores ópticos, proporcionando resultados prácticamente idénticos a los obtenidos por los sensores eléctricos e idénticos en ambas probetas, lo que confirma por una parte el buen funcionamiento de los sensores ópticos y su correcta instalación en las probetas metálicas y por otra parte la validez de los resultados obtenidos en las pruebas de calibración realizadas.

### 5.3.3.- Pruebas de compresión en probetas cilíndricas de hormigón.

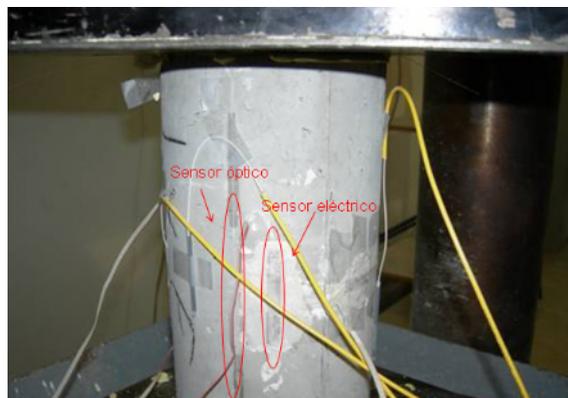
Tras el buen comportamiento de los sensores en las probetas metálicas de acero se va a realizar una prueba de compresión sobre probetas cilíndricas de hormigón. En estas pruebas dos probetas cilíndricas han sido sometidas a compresión, realizando varios ciclos de carga y descarga hasta finalmente llevar las probetas hasta su rotura.

En estas pruebas los sensores deben medir en compresión y no en tracción como en el caso de las probetas metálicas y es por ello que ha sido necesario pretensar los sensores. El pretensado consiste en aplicar una determinada tensión al sensor antes de su instalación sobre la probeta. De este modo al comprimir la estructura el sensor pierde esta tensión y es posible medir la compresión. El pretensado utilizado para estas pruebas ha sido del 0.2 % (2000  $\mu\epsilon$ ).

Para monitorizar la deformación se han colocado tres sensores ópticos en posición vertical alrededor de la estructura en ángulos de 120° lo más cerca posible de otros tres sensores eléctricos convencionales. El esquema de colocación de todos los sensores junto a las dimensiones de las probetas cilíndricas de hormigón se muestra en la figura 5.27, mientras que en la figura 5.28 se muestra una imagen de los sensores ya instalados.

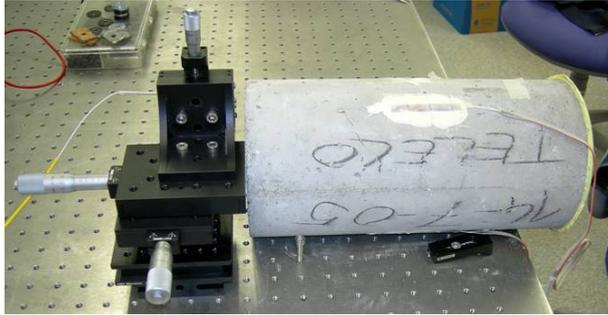


**Figura 5.27.** Esquema de colocación de los sensores sobre la probeta de hormigón.



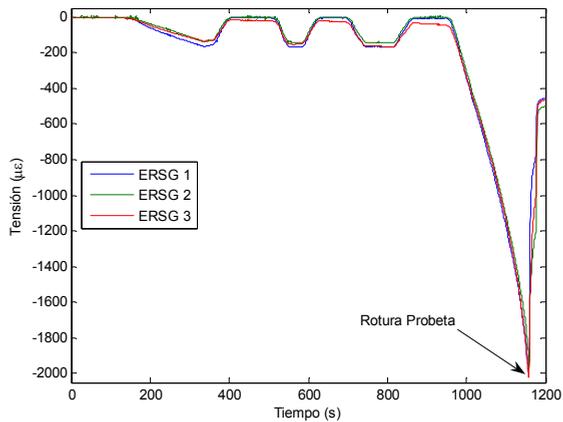
**Figura 5.28.** Vista de los sensores óptico y eléctrico sobre la probeta de hormigón antes de la prueba de compresión.

La colocación precisa de los sensores así como el pretensado se han realizado mediante el uso de sistemas de posicionamiento milimétrico. En la figura 5.29. se muestra el sistema de posicionamiento utilizado. Como se puede observar el sistema de posicionamiento permite el movimiento en tres dimensiones.



**Figura 5.29.** Sistema de posicionamiento utilizado para la fijación de los sensores a las probetas cilíndricas.

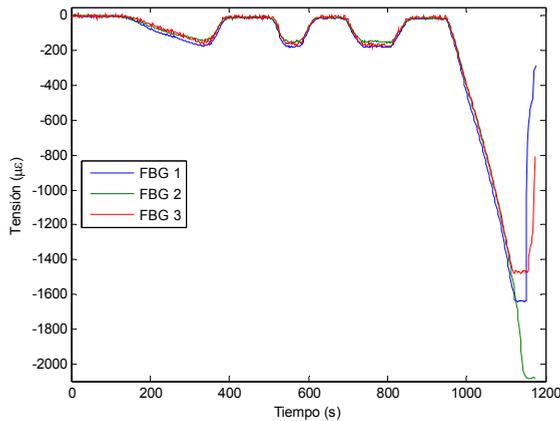
Para mostrar los resultados y analizarlos adecuadamente y debido a la gran cantidad de sensores en cada estructura en primer lugar se muestran los resultados obtenidos por los sensores eléctricos, que son los que servirán de referencia para comprobar el correcto funcionamiento de los sensores ópticos.



**Figura 5.30.** Resultados obtenidos por los sensores eléctricos en la primera probeta cilíndrica de hormigón en función del tiempo.

En la gráfica de la figura 5.30. se pueden observar los ciclos de carga y descarga realizados sobre la estructura así como el momento en que se rompe la probeta. Los sensores eléctricos muestran una gran coincidencia en sus resultados.

En la figura 5.31. se pueden ver los resultados obtenidos por los sensores ópticos en la primera probeta cilíndrica de hormigón. Se observa una mayor coincidencia que en el caso de los sensores eléctricos aunque errores en el pretensado han provocado que dos de los sensores ópticos no hayan sido capaces de medir totalmente el ciclo de rotura. A pesar de esto es de destacar la supervivencia de los sensores una vez se ha roto la probeta.



**Figura 5.31.** Resultados obtenidos por los sensores ópticos en la primera probeta cilíndrica de hormigón en función del tiempo.

También se observa un buen comportamiento de los sensores ópticos en los distintos ciclos de carga y descarga, que confirma una buena transferencia de la deformación de la estructura al sensor con el adhesivo utilizado, no mostrando ningún signo de arrastre por el aumento de la tensión en la fibra óptica.

Para comprobar el funcionamiento de los sensores ópticos y debido a que la fuerza aplicada en la estructura puede ser no uniforme en la base de la estructura si el refrentado de la probeta no está en perfectas condiciones, se comparan ahora los resultados obtenidos por cada par de sensores, uno eléctrico y otro óptico, situados en posiciones cercanas. En las siguientes figuras se muestra la comparación de los distintos sensores y una ampliación para observar más detalladamente la coincidencia de resultados.

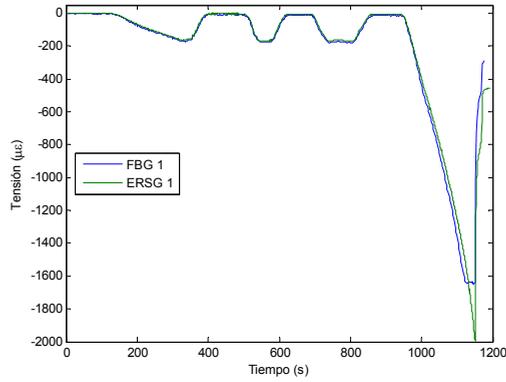


Figura 5.32. Comparación de los resultados obtenidos por el sensor 1.

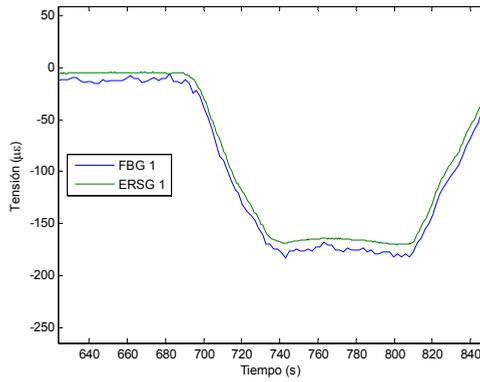


Figura 5.33. Detalle de la comparación para el sensor 1.

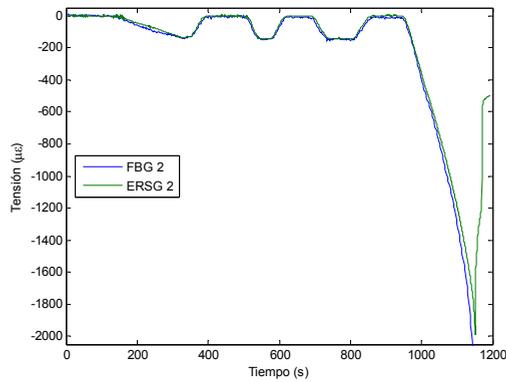
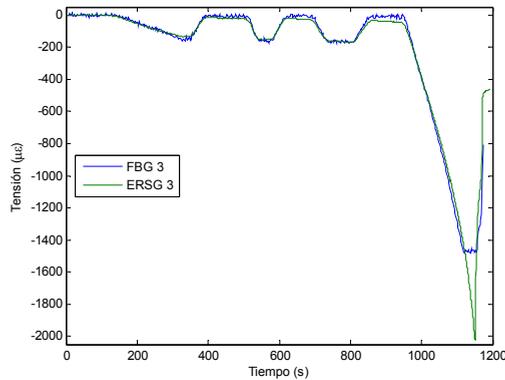


Figura 5.34. Comparación de los resultados obtenidos por el sensor 2.



**Figura 5.35.** Comparación de los resultados obtenidos por el sensor 3.

Los resultados obtenidos en la segunda probeta son muy similares a estos, y no aportan ninguna resultado adicional a la información ya presentada con los resultados de la primera probeta.

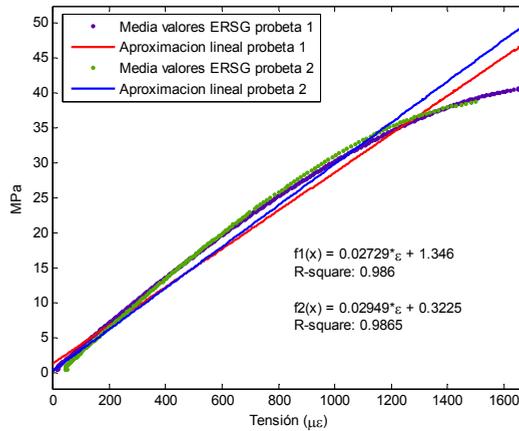
Para completar el análisis de estas pruebas se representa la relación existente entre el estrés y la deformación en la estructura. El módulo de elasticidad es un parámetro utilizado en ingeniería para determinar el grado de elasticidad de un material. Un cuerpo es elástico si el cambio de su forma, causado por una fuerza externa, es reversible. Como un resorte que regresa a su forma original después de haber sido comprimido. La deformación elástica puede ocurrir bajo la influencia de elongación, presión, torsión o flexión.

El estrés  $\sigma$  se define como la relación entre la fuerza  $F$  y el área transversal  $A$  en la que actúa la fuerza:

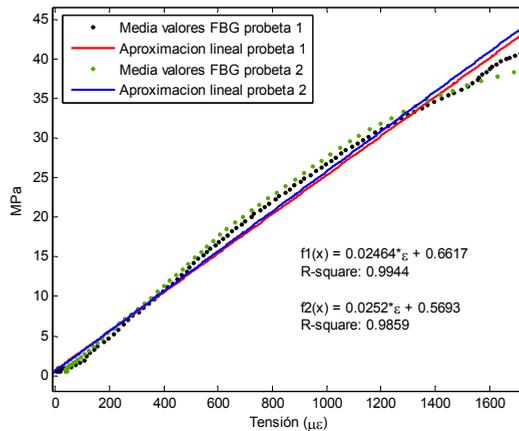
$$\sigma = \frac{F}{A} \quad (5.7)$$

Para un estrés normal, la fuerza  $F$  es perpendicular al área  $A$ . El comportamiento elástico de un material cuando es sometido a estrés se muestra en una gráfica o curva de estrés tensión. El módulo elástico se obtiene de la pendiente de la aproximación lineal de la curva obtenida. Puesto que hay más de un sensor en cada estructura, los módulos elásticos se calcularán a partir de la media de los valores de deformación obtenidos por los sensores durante el último ciclo de carga.

En las figuras 5.36 y 5.37. se pueden ver las gráficas estrés-tensión que definen el módulo elástico. Se puede apreciar que los valores obtenidos del módulo elástico con sensores del mismo tipo en las dos probetas muestran una gran coincidencia aunque entre distintos tipos de sensores muestran una diferencia un poco mayor.



**Figura 5.36.** Curvas estrés-tensión obtenidas a partir de las medidas de los sensores eléctricos



**Figura 5.37.** Curvas estrés-tensión obtenidas a partir de las medidas de los sensores ópticos.

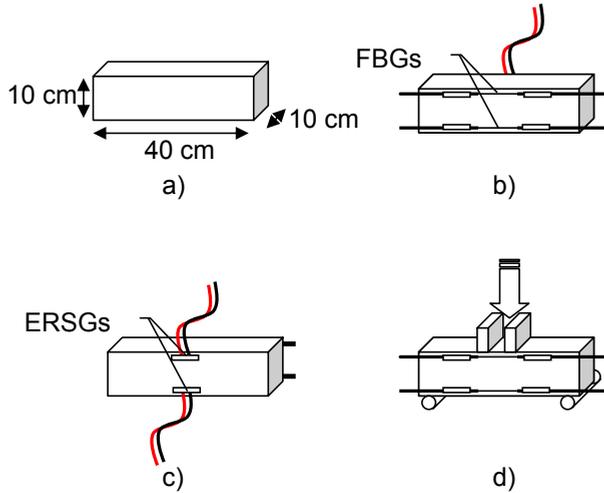
### 5.3.4.- Pruebas de flexotracción en probetas prismáticas de hormigón.

El tercer tipo de estructuras monitorizadas han sido tres probetas prismáticas de hormigón. Este tipo de estructuras han sido sometidas a una prueba de rotura por flexotracción. Esta prueba consiste en colocar las probetas sobre dos puntos de apoyo, situados en los extremos de la probeta, y la aplicación de dos cargas iguales y simétricas en la cara opuesta.

Para la monitorización de la deformación de las estructuras se ha utilizado dos ERSGs y dos sensores ópticos situados en las caras laterales. Los sensores se han colocado lo más cerca posible de los bordes superior e inferior de la estructura de modo que los

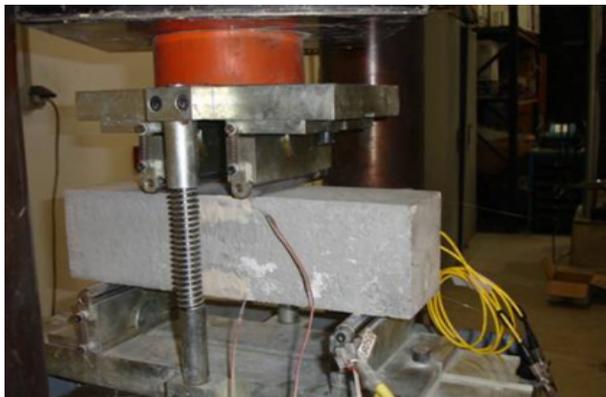
sensores midan la máxima deformación. En estas pruebas los sensores han de medir tanto en tracción como en compresión y por ello los sensores ópticos se han pretensionado hasta el 0.1 % ( $1000\mu\epsilon$ ).

Se puede ver un esquema de las pruebas realizadas así como de la colocación de los sensores y las dimensiones de las probetas en la figura 5.38.



**Figura 5.38.** a) Dimensiones de las probetas prismáticas. b) Esquema de colocación de los sensores ópticos. c) Esquema de colocación de los sensores eléctricos. d) Esquema de la fuerza aplicada.

En las figuras 5.39 y 5.40 se muestra la probeta prismática de hormigón situada en la prensa y los sensores ópticos y eléctricos ya instalados.



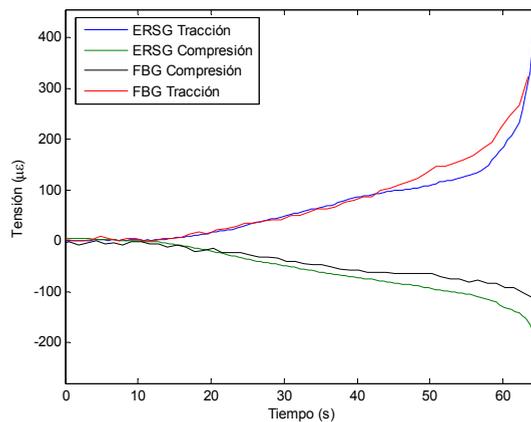
**Figura 5.39.** Probeta prismática de hormigón con el detalle de los sensores eléctricos.



**Figura 5.40.** Probeta prismática de hormigón con el detalle de los sensores ópticos.

Para mayor claridad, se presentan los resultados obtenidos por los sensores ópticos y eléctricos en una misma gráfica para de este modo poder compararlos entre ellos y a continuación se analizarán las diferencias entre los resultados obtenidos por ambos sensores..

En la figura 5.41. se representan los resultados obtenidos por los sensores eléctricos y ópticos en la primera probeta rectangular. Se puede observar que, tal y como se esperaba, uno de los sensores mide compresión mientras que el otro está midiendo tracción.

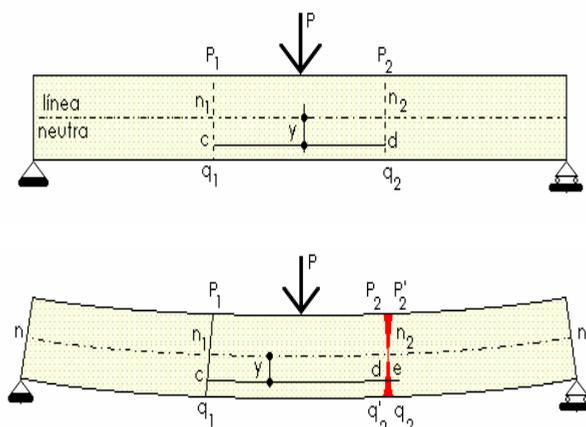


**Figura 5.41.** Resultados obtenidos por los sensores eléctricos y ópticos en la primera probeta prismática.

En la comparación de los resultados obtenidos se aprecia que los resultados difieren principalmente en los sensores que mide compresión y que esta diferencia de medidas aumenta cuando aumenta la deformación de la estructura. El resultado obtenido por los sensores en tracción es muy parecido para deformaciones bajas. Los resultados obtenidos por el resto de probetas son muy similares, aunque en la tercera probeta se observa una coincidencia prácticamente total en los resultados obtenidos por los

sensores eléctrico y óptico en compresión. Esto lleva a pensar que la diferencia en los resultados no se debe al incorrecto funcionamiento de los sensores, sino más bien a la colocación de los mismos. Debido a esto, para intentar explicar el motivo de las diferencias de las medidas se analiza con más detalle el comportamiento de la estructura en este tipo de pruebas.

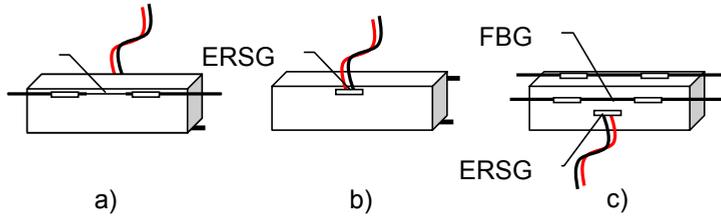
Tal y como muestra la figura 5.42, al aplicar una fuerza lateral, la probeta se deforma. Se puede ver en este esquema como la parte superior sufre compresión y la parte inferior sufre tracción como ya se había indicado anteriormente. La línea neutra indica los puntos donde la deformación cambia de signo y por tanto la deformación en estos puntos es nula. Asimismo se puede observar el cambio en la distancia entre los puntos P1 y P2 y Q1 y Q2 que se representa en color rojo. Se puede apreciar como la deformación aumenta a medida que aumenta la distancia respecto a la línea neutra.



**Figura 5.42.** Esquema de la deformación de las estructuras en las pruebas de flexotracción.

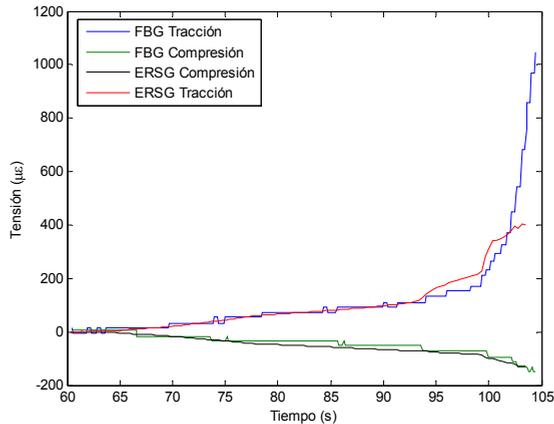
Una de las principales ventajas de los sensores ópticos frente a los sensores eléctricos tradicionales es su reducido tamaño y superficie, lo que permite la colocación en posiciones más próximas a los bordes de las estructuras donde la deformación es mayor. Además la medida de los sensores eléctricos integra los valores de deformación obtenidos en toda su superficie, mucho mayor a la de los sensores ópticos. Es por ello que un leve desplazamiento en la colocación de los sensores ópticos o eléctricos provoca que las medidas difieran y que estas diferencias aumenten a medida que aumenta la deformación de la estructura. Con el objetivo de comprobar este análisis teórico se han repetido las medidas sobre este tipo de probetas.

Para esta nueva prueba se han utilizado dos probetas prismáticas en las cuales se ha variado la posición de los sensores en tracción, éstos se han colocado de la cara inferior de modo que no existan tensiones laterales sobre el sensor óptico que afecte a las medidas. Por otra parte el sensor en compresión se mantiene en la posición original para comprobar que se corrige los errores de posición de los sensores, pero esta vez con un control de la posición de los sensores eléctricos mucho mayor, puesto que su colocación de forma precisa es más complicada. Este nuevo esquema de colocación se representa en la figura 5.43.



**Figura 5.43.** Esquema de colocación de los sensores ópticos y eléctricos. a) Sensor óptico en compresión. b) Sensor eléctrico en compresión. c) Sensores en tracción

En la figura 5.44. se pueden ver los resultados obtenidos. Se ha de tener en cuenta que los resultados de esta prueba se han obtenido con una resolución en longitud de onda menor para mejorar la velocidad de muestreo de los sensores por lo que los resultados muestran una discretización más gruesa que los de las medidas anteriores.



**Figura 5.44.** Resultados obtenidos por los sensores ópticos y eléctricos.

Se puede observar claramente la coincidencia de los resultados obtenidos en compresión, lo que confirma la hipótesis de que las diferencias observadas en las medidas de los sensores colocados en compresión en las pruebas de flexotracción son debidas diferencias en la colocación de los sensores.

## 5.4.- Sensor multiparamétrico para estructuras de hormigón.

Los factores más importantes que pueden afectar a la integridad de una estructura de hormigón pueden clasificarse en dos grupos. En el primer grupo estarían los factores mecánicos, como tensión, carga o vibraciones, mientras que en el segundo grupo estarían los factores ambientales, como temperatura, humedad y pH. Todos ellos están presentes en una estructura real, y deben ser tomados en consideración de forma conjunta para explicar los daños sufridos por la estructura en el largo plazo. Además, los daños sobre las estructuras de hormigón que causan los factores ambientales son

especialmente importantes, dado que provocan una degradación interna que en la mayoría de los casos no puede ser detectada fácilmente desde el exterior.

Por lo tanto, desde el punto de vista de la construcción y monitorización de estructuras de hormigón, sería extremadamente interesante que los sensores ópticos no se limitaran tan solo al sensado de la tensión mecánica y de la temperatura, sino que fueran capaces de sensar otros parámetros tales como los niveles de humedad y de pH.

En el ámbito del presente trabajo de tesis se ha desarrollado un sensor multiparamétrico que, aprovechando las posibilidades de multiplexación que presentan los sensores ópticos, es capaz de medir simultáneamente tensión mecánica, temperatura, niveles de humedad, y niveles de pH. Este sensor se ha desarrollado en colaboración con la Asociación Industrial de Óptica (AIDO) y con el Instituto Tecnológico de la Construcción (AIDICO).

### **5.4.1.- Sensado de humedad y de pH.**

Como se ha visto a lo largo de este capítulo, las redes de difracción de Bragg son inherentemente sensibles a variaciones de temperatura y a variaciones de tensión mecánica. Además, esa sensibilidad se manifiesta en un desplazamiento en la posición de su longitud de onda de Bragg, por lo que la información sobre la magnitud a sensar está codificada en longitud de onda. Esto hace que el sensado de estas magnitudes sea extremadamente robusto frente a fluctuaciones de potencia óptica, ya provengan de fluctuaciones de la fuente, de curvaturas en la fibra óptica, o por cualquier otro motivo.

Sin embargo, las FBGs no son sensibles de manera significativa a variaciones ambientales en los niveles de humedad o de pH. Por ello se hace necesario desarrollar un transductor que transforme las variaciones de estas magnitudes en cambios físicos que sean capaces de ser detectados por la FBG. Para ello se ha desarrollado un dispositivo mecánico basado en hidrogeles.

Los hidrogeles se pueden definir como materiales poliméricos entrecruzados en forma de red tridimensional de origen natural o sintético, que se hinchan en contacto con el agua formando materiales blandos y elásticos, y que retienen una fracción significativa de la misma en su estructura sin disolverse. Esto provoca que los hidrogeles puedan aumentar su volumen de forma muy importante, hasta valores un 300% mayores que su volumen inicial o incluso superiores. En la figura 5.45 se muestra una muestra de hidrogel antes y después de ser expuesta a la humedad. Se observa el importante aumento de volumen sufrido por el hidrogel.

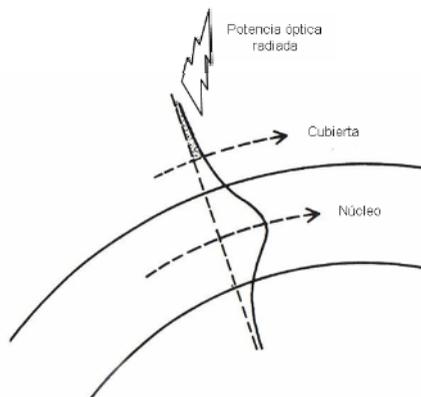


**Figura 5.45.** Efecto de la humedad sobre el volumen de un hidrogel.

El mecanismo por el cual los polímeros son capaces de absorber tanto volumen de soluciones acuosas no es solamente físico, sino que depende de la naturaleza química del polímero. Diversas composiciones del hidrogel puede hacer a este sensible no solo a la humedad, sino a otras magnitudes como niveles de pH o de salinidad, por ejemplo.

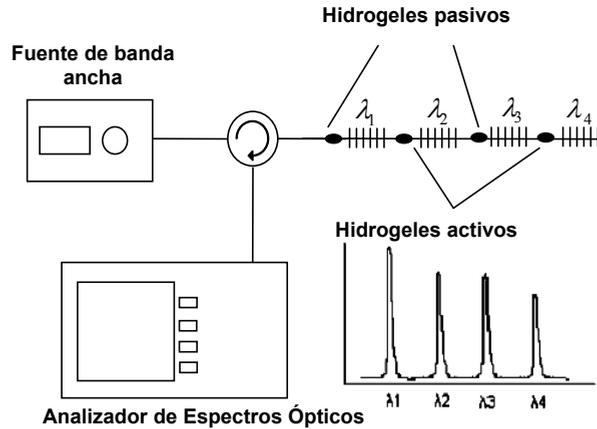
Para que esta variación de volumen tenga un efecto medible en la respuesta espectral de las FBGs, se ha desarrollado un dispositivo mecánico que transforma estas variaciones de volumen en variaciones de la curvatura de la fibra óptica. En el momento de escribir esta tesis el dispositivo no puede ser descrito con precisión dado que está pendiente de ser patentado, pero es suficiente saber que conforme aumenta el volumen del hidrogel aumenta la curvatura que sufre la fibra óptica y viceversa.

Tal y como se ilustra en la figura 5.46, es bien conocido que cuando aumenta la curvatura de una fibra óptica, parte de la potencia óptica guiada por el modo fundamental se acopla a modos de la cubierta que son modos radiados, por lo que parte de la potencia óptica se pierde. Esto se traduce en un aumento de las pérdidas de la fibra.



**Figura 5.46.** Efecto de pérdidas ópticas debidas a la curvatura.

El sensor multiparamétrico detectará esta reducción de potencia tal y como se muestra en el esquema 5.47.



**Figura 5.47.** Esquema del funcionamiento del sensor multiparamétrico.

En el esquema se muestra como el transductor mecánico que contiene el hidrogel se sitúa delante de una FBG, de modo que cuando debido a un aumento de humedad o de pH reduzca el radio de curvatura de la fibra, producirá una disminución de la potencia óptica reflejada por la FBG. Como se observa en la figura 5.50, identificando qué FBGs sufren esa disminución en su reflectividad, es inmediato deducir que hidrogeles has sido activados.

De este modo, un sensor formado por dos FBGs, delante de cada una de las cuales haya un transductor basado en hidrogeles sensibles a la humedad y al pH, es capaz de medir simultáneamente los cuatro principales parámetros físicos que causan la degradación de las estructuras de hormigón: tensión, temperatura, humedad y niveles de pH. A diferencia de la información relativa a la tensión y a la temperatura, la información relativa a la humedad y al nivel de pH no está codificada en la longitud de onda de la señal reflejada, sino en su potencia óptica. Esto hace que las medidas de estas magnitudes se puedan ver afectadas de forma importante por fluctuaciones en la potencia óptica del sistema. Sin embargo, para evitar esto diversas técnicas de referenciado han sido demostradas en la literatura: canales de la señal y de referencia separados en el dominio del tiempo [SPI87], codificación en longitud de onda [MUR95], o aproximaciones basadas en la frecuencia [ABA02, ABA03]. También se ha demostrado la conversión de amplitud a fase utilizando señales ópticas moduladas en estructuras tipo Michelson o Fabry-Perot [MON06, ABA99].

Después de haber descrito los fundamentos teóricos del sensor multiparamétrico, a continuación se muestra la implementación experimental y la validación del correcto funcionamiento del dispositivo transductor basado en hidrogeles para el sensado de niveles de humedad y de pH.

### 5.4.2.- Caracterización del sensor de humedad.

Para este transductor, se formuló un hidrogel sensible a la humedad. Se utilizó un montaje experimental como el mostrado en la figura 5.48. Después de dejar pasar algo más de 2 horas para comprobar la estabilidad de la respuesta en potencia, se introdujo el transductor en agua destilada. Inmediatamente comenzó a detectarse una continua disminución de la potencia óptica reflejada. Esto es debido a que conforme el hidrogel va aumentando de volumen, a causa del transductor se va reduciendo el radio de curvatura de la fibra. Por lo tanto, al aumentar las pérdidas, la potencia óptica reflejada disminuye. La potencia óptica reflejada comenzó a estabilizarse al cabo de aproximadamente 7 horas, como se muestra en la figura 5.49, momento en el que se estima que el hidrogel ha alcanzado su volumen máximo. El transductor mostró una reducción de la potencia óptica de  $\sim 9$  dB.

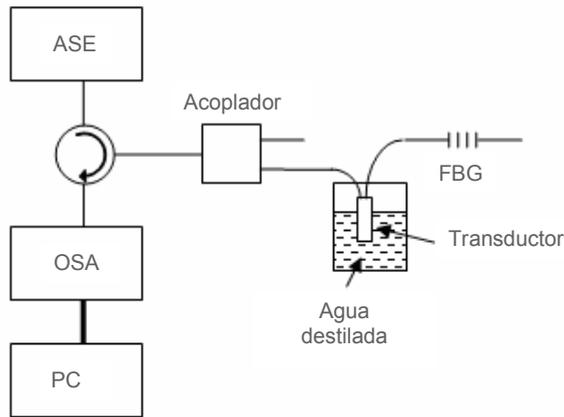


Figura 5.48. Esquema para la caracterización del transductor de humedad.

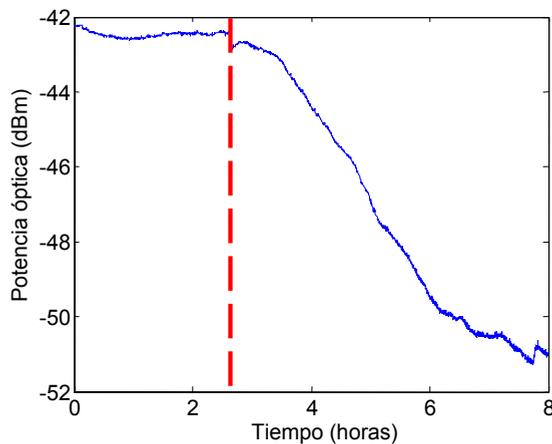


Figura 5.49. Medida de la potencia óptica reflejada por el transductor de humedad.

### 5.4.3.- Caracterización del sensor de pH.

El hormigón es un medio básico, cuyo nivel de pH oscila entre 12 y 13 dependiendo de su formulación concreta. Debido a esto, es muy importante la capacidad de detectar niveles de pH por debajo de 12, dado que esto indicaría la posibilidad de que estuviera sucediendo un proceso de corrosión.

Debido a esto, el transductor fue diseñado para detectar reducciones en el nivel de pH. Se modificó la composición del hidrogel para hacerlo sensible al pH, y durante las primeras 11 horas se sumergió el transductor en una solución de pH 12. A partir de ese instante, se introdujo el transductor en agua destilada, que presenta un pH 7, e inmediatamente se pudo observar una clara reducción de la potencia óptica detectada, como se muestra en la figura 5.50, aunque menor que en el caso del transductor de humedad.

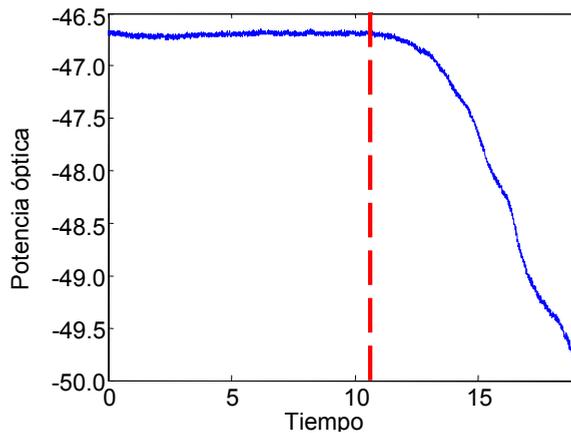


Figura 5.50. Medida de la potencia óptica reflejada por el transductor de pH.

Un aspecto muy importante a tener en consideración relativo al funcionamiento del sensor multiparamétrico, es la validación de que la medida de la humedad o del pH no tiene ninguna influencia sobre la medida de la tensión y/o de la temperatura. Para ello, se monitorizó la longitud de onda de Bragg de la FBG durante todo el proceso, y se comprobó que la longitud de onda no varía significativamente ni al variar la humedad ni al variar el pH. En la figura 5.51 se muestra la longitud de onda obtenida durante el proceso de medida del pH, y se comprueba que las fluctuaciones son mínimas y que no muestran correlación con el pH.

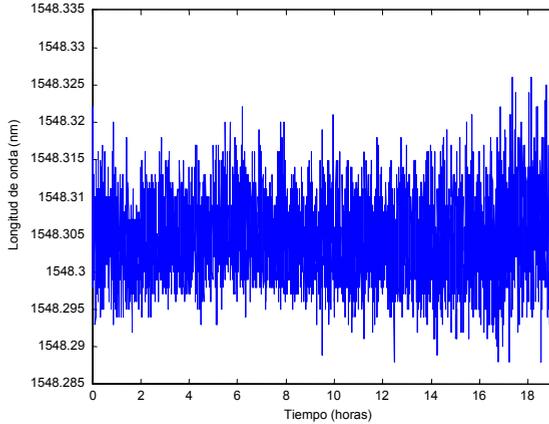


Figura 5.51. Medida de la estabilidad de la longitud de onda.

### 5.5.- Sensor basado en múltiples saltos de fase.

Como se ha podido comprobar en el apartado anterior, las FBGs tan solo son inherentemente sensibles a la tensión mecánica y a la temperatura, de modo que para sensar cualquier otra magnitud (como humedad o pH) es necesario utilizar algún tipo de transductor que haga que las variaciones de la magnitud a sensar produzcan algún efecto observable sobre la respuesta espectral de la FBG. Además, si el efecto observable consiste en una variación de la potencia óptica reflejada, hay que dotar al sistema de interrogación de mecanismos adicionales que le den robustez frente a fluctuaciones de la potencia óptica.

Utilizando FBGs superestructuradas (Spaced Structured Fiber Bragg Gratings; SSFBG) como la que se representa en la figura 5.52, y la técnica de los saltos de fase múltiples (Multiple Phase Shifts; MPS) [NAS03] es posible diseñar un sensor capaz de sensar cualquier magnitud que sea capaz de inducir, directamente o por medio de un transductor, una variación del índice de refracción de una fibra óptica. Además, este sensor será inherentemente insensible a variaciones de la temperatura.

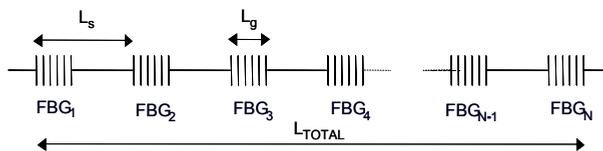


Figura 5.52. Esquema de una SSFBG.

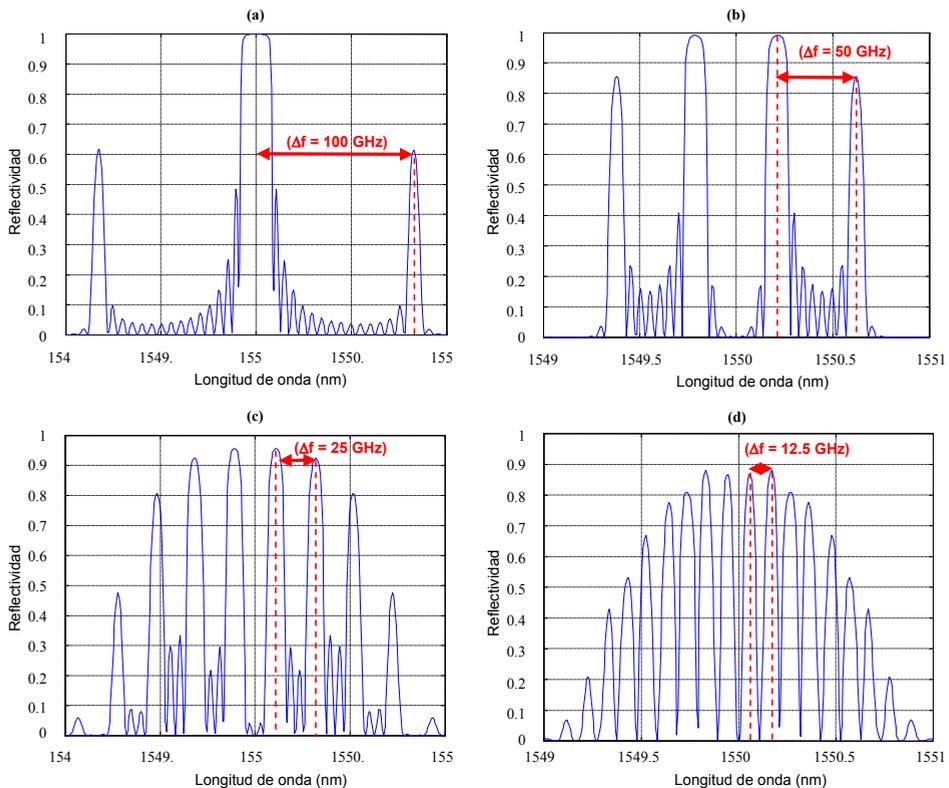
La técnica MPS consiste en introducir saltos de fase en determinados puntos de una SSFBG para de este modo modificar el espaciado entre sus canales sin modificar la longitud física de la SSFBG. El espaciado entre canales en una SSFBG viene dado por la expresión:

$$\Delta f = \frac{c}{2nL_s} \quad (5.8)$$

es decir, es inversamente proporcional al espaciado entre FBGs. Debido a esto, para reducir el espaciado entre canales a la mitad, la longitud de la SSFBG debería aumentar hasta el doble de su valor inicial. Con la técnica MPS, para reducir el espaciado entre canales un factor  $1/m$  es suficiente con introducir saltos de fase entre las FBGs de acuerdo con la expresión 5.9, por lo que la longitud total de la SSFBG no se ve afectada.

$$\varphi_k = \frac{2\pi}{m}(k-1) \quad (5.9)$$

En la figura 5.53 se muestra como, introduciendo los saltos de fase apropiados, de acuerdo con la ecuación (5.9), es posible reducir el espaciado entre canales inicial de una SSFBG desde 100 GHz (a) hasta 50 GHz (b), hasta 25 GHz (c) o hasta 12.5 GHz (d). En esta simulación la SSFBG estaba formada por 16 FBGs uniformes, cada una de ellas de longitud 0.8 mm, y espaciadas 1 mm.

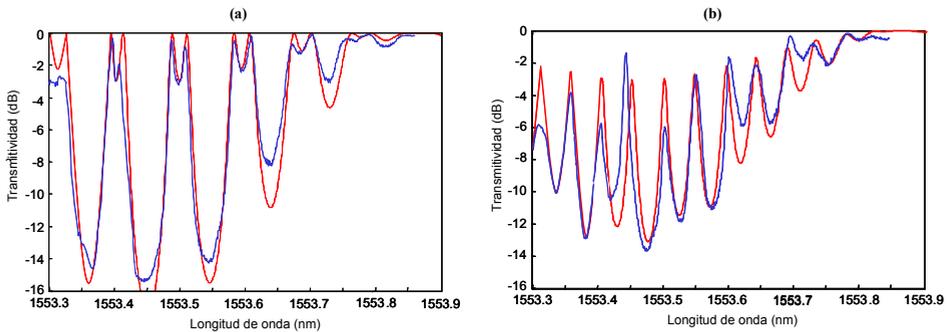


**Figura 5.53.** Reducción del espaciado entre resonancias en una SSFBG aplicando la técnica MPS.

Para aplicar esta técnica al sensado se ha diseñado una SSFBG de tan solo 3 elementos. Cada FBG tiene una longitud de 2.1mm, y la separación entre ellas es de 9.5 mm, lo que hace que el espaciado entre canales sea de 10 GHz. En una estructura de

este tipo, aplicando tan sólo un único salto de fase de  $\pi$  se produce una reducción del espaciado entre canales hasta los 5 GHz. De este modo, utilizando un transductor adecuado, es posible sensar cualquier magnitud física a partir de la medida de la separación espectral entre las resonancias de la estructura.

Para validar experimentalmente el funcionamiento del sistema, se construyó una SSFBG de acuerdo a las especificaciones del párrafo anterior. Para producir la variación de la fase de forma controlada, se utilizó un hilo de tungsteno situado entre dos de las FBGs y conectado a una fuente de tensión. De este modo, controlando la tensión aplicada se controlaba la temperatura del hilo de tungsteno y se inducía un salto de fase entre dos de las FBGs. En la figura 5.54 se observa el estado inicial del espectro de la SSFBG (a) y el espectro después de haber inducido por medio de la temperatura un salto de fase de  $\pi$  (b). Se muestran tanto los resultados de las simulaciones (rojo) como las medidas experimentales (azul). Se puede apreciar claramente como la separación entre las resonancias se ha reducido desde los 10 GHz hasta un valor de 5 GHz.



**Figura 5.54.** Efecto del salto de fase de  $\pi$  sobre la SSFBG de 3 elementos.

Otra de las ventajas de este sensor es que es completamente insensible a variaciones de temperatura. Los cambios de temperatura desplazan todo el espectro en su conjunto, con lo que el espaciado entre canales no se ve afectado.

Sin embargo, por su propia naturaleza de funcionamiento este sensor no es adecuado para medidas continuas, sino que es más adecuado para medidas de tipo umbral, como la presencia o ausencia de algún tipo de sustancia, la presencia de corriente eléctrica, y en general para cualquier tipo de medida donde la magnitud a sensar presente dos estados claramente definidos.

## **5.6.- Diseño de un sistema de interrogación para un gran número de sensores ópticos.**

Es evidente que los sensores ópticos constituyen una alternativa real desde el punto de vista técnico a los sensores tradicionales en muchos ámbitos, entre ellos el del sensado estructural de edificios. Sin embargo, para que puedan convertirse en un producto comercial y competitivo, el desafío no se encuentra tanto en el aspecto técnico, sino en el aspecto económico. Para dar el salto a escala comercial desde los laboratorios de investigación hasta el mundo real, estos sensores deben ser competitivos en costes frente a los sensores tradicionales. Por competitividad en costes se entiende que puedan llegar al mercado a un precio por sensor (incluyendo el sistema de interrogación y los costes de instalación) similar al de los sensores comerciales, o en caso de presentar un sobreprecio, que quede suficientemente justificado por unas mejores prestaciones.

En este apartado se va a describir el trabajo realizado para validar la viabilidad económica de un sistema de monitorización de tensión estructural en edificios llevado a cabo en el ámbito del proyecto europeo OFFSOHO (Optical Fiber Sensors For Small Office Home Office, IST-2001-37052) en el cual la UPV formó parte de un consorcio europeo de empresas privadas lideradas por Telefónica I+D.

El resultado del proyecto ha sido el planteamiento de un sistema de interrogación basado en componentes de telecomunicaciones comerciales (por lo tanto, no específicos para el sensado) de bajo coste, y con un diseño tal que permite interrogar un gran número de sensores ópticos, reduciendo de este modo el coste por sensor. Además, se ha realizado un montaje experimental sobre una maqueta para demostrar la viabilidad de la técnica de interrogación desarrollada.

### **5.6.1.- Requisitos del sistema de interrogación.**

El sistema tiene como principal característica el abaratamiento de los costes por sensor. Esto impone ciertos condicionantes que afectan directamente al diseño del sistema de interrogación.

En primer lugar, la forma más sencilla de abaratar el coste total por sensor del sistema es diseñarlo de modo que permita la interrogación de un gran número de sensores ópticos. Para ello se decidió que la unidad de interrogación estuviera ubicada en una zona relativamente alejada de las estructuras a monitorizar, aprovechando las ventajas de la fibra óptica que permiten ubicar el sistema de medida a una distancia de hasta 20 Km de los sensores ópticos. De este modo, las empresas de telecomunicaciones pueden utilizar sus fibras “oscuras” (fibras ópticas ya instaladas en las ciudades de manera sobredimensionada pero que están actualmente sin uso) para llevar la señal óptica hasta los sensores. Por medio de conmutadores ópticos, una sola unidad de interrogación es por lo tanto capaz de dar servicio a un gran número de edificios.

Además, se decidió emplear la técnica de la reflectometría óptica en el dominio del tiempo (*Optical Time Domain Reflectometry; OTDR*) que permite reutilizar longitudes de onda en un mismo array de sensores. De este modo se aumenta considerablemente el número de sensores que pueden ser interrogados.

En lo referente a los costes de la unidad de interrogación, se decidió escoger como fuente óptica un láser sintonizable comercial de la casa Intune. Este láser sintonizable es

utilizado de manera muy extendida en el sector de las telecomunicaciones, por lo que tiene un coste relativamente reducido. Sus principales características son una elevada potencia óptica, una alta estabilidad, y una alta velocidad de barrido. Su elevada potencia óptica y su alta velocidad de barrido son características esenciales para poder interrogar un número elevado de sensores. Como principal contrapartida, es un láser que realiza el barrido en frecuencia con un paso fijo de 50 GHz. El sistema de interrogación deberá ser diseñado de forma que este salto en la frecuencia del interrogador no se traduzca en una pérdida en la resolución de las medidas.

Como técnica de compensación de la temperatura se decidió instalar los sensores por parejas, uno para el sensado de la tensión estructural y otro para la compensación de los efectos de la temperatura. Esto reduce el número de sensores capaces de medir la tensión a la mitad, pero aún así tiene un coste menos que el resto de técnicas de discriminación ya mencionadas en el apartado 5.2.3.

### 5.6.2.- Descripción del sistema de interrogación.

El sistema de interrogación propuesto se muestra esquemáticamente en la figura 5.55.

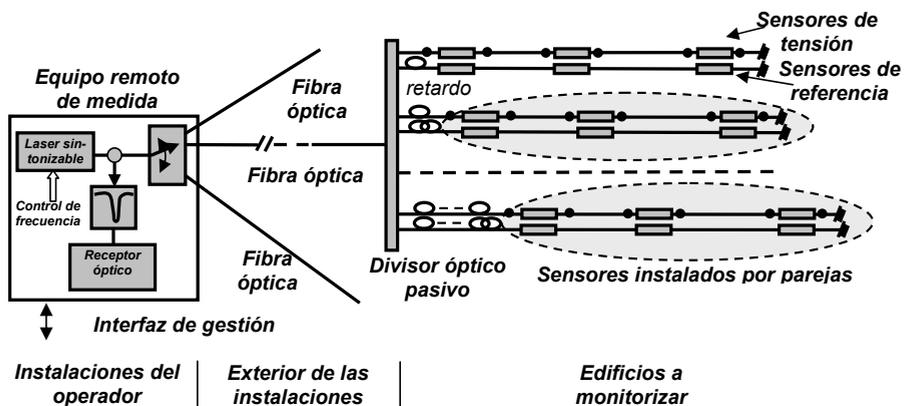


Figura 5.55. Sistema de interrogación propuesto.

Para poder utilizar la técnica de OTDR y así conseguir que los sensores puedan reutilizar longitudes de onda de Bragg en una misma cadena de sensores, el láser sintonizable debe emitir pulsos cuya anchura máxima vendrá dada por la separación entre sensores. La duración del pulso debe ser menor que el intervalo de tiempo que emplea la luz en viajar de un sensor a otro, de acuerdo con la expresión:

$$\Delta t \leq \frac{2 \cdot \Delta l}{c} \cdot n_{\text{eff}} \quad (5.10)$$

Si estimamos la separación entre sensores en un valor de unos 20 metros, eso se traduce en que la anchura de los pulsos que emite el láser debe ser menos de 192 ns. Esto significa que el tiempo de conmutación del láser debe ser extremadamente pequeño. Lamentablemente, los láseres requieren un determinado tiempo para estabilizarse en longitud de onda, y a día de hoy no existen en el mercado láseres comerciales con tiempos de conmutación tan pequeños. La alternativa de utilizar un conmutador óptico a la salida del láser no es factible, porque los conmutadores más rápidos disponibles actualmente en el mercado, basados en la tecnología MEMS, tienen tiempos de estabilización del orden del milisegundo. Otra alternativa podría ser utilizar un modulador electro-óptico, pero queda descartada debido a que su nivel de deriva DC residual no podría garantizar relaciones de extinción mejores de 10 dB.

Una alternativa equivalente a apagar y encender el láser que parece posible con la tecnología actual consiste en aprovechar la rapidísima velocidad de conmutación en longitud de onda de los láseres sintonizables (decenas de nanosegundos). Se muestra un esquema de funcionamiento de esta técnica en la figura 5.56. Su principio de operación consiste en dividir la frecuencia óptica en dos bandas. La primera banda (ON band) contiene las frecuencias de resonancia de los sensores, y la segunda banda (OFF band) no contiene ningunas de ellas. El láser está continuamente emitiendo pulsos hacia las FBGs, pero estos pulsos son cortos periodos de tiempo durante los cuales el láser está emitiendo en la banda ON seguidos por periodos mayores en los que el láser está emitiendo en la banda OFF. Antes del receptor se sitúa un filtro elimina banda que elimina la banda OFF. De este modo, el detector recibe los mismos pulsos que recibiría si el láser estuviera realmente apagado durante el periodo OFF. Este filtro elimina banda es fácilmente implementable con una red de Bragg, cuyos parámetros clave son su banda de rechazo y sus pérdidas de inserción.

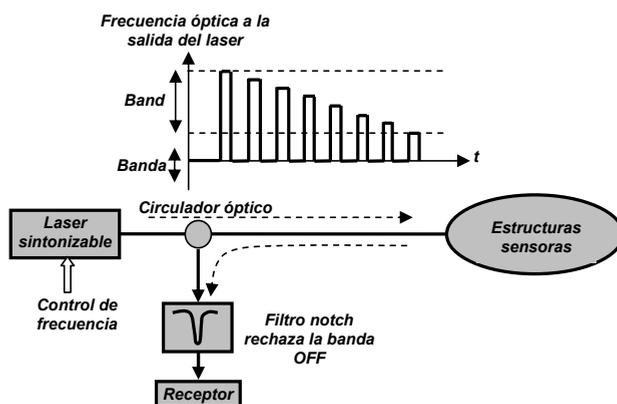


Figura 5.56. Esquema equivalente a la conmutación del láser.

Los pulsos ópticos generados de este modo son dirigidos por medio de un conmutador óptico hacia una determinada zona de edificios que se pretende monitorizar. Estos edificios pueden estar una distancia relativamente grande del sistema de interrogación, del orden de hasta unos 20 Km.

Al llegar a la zona de edificios que se pretende monitorizar, la luz se divide entre las distintas cadenas de sensores por medio de un divisor óptico pasivo. Los divisores son elementos relativamente económicos, y comercialmente se pueden encontrar divisores de hasta 64 puertos. Para reutilizar las longitudes de onda entre las distintas cadenas de sensores conectadas a los distintos puertos del divisor, es necesario poder resolver temporalmente las diferentes señales reflejadas. Por esto se añade a cada puerto de salida del divisor óptico una longitud de fibra tal que retarda la señal proveniente de cada cadena de sensores de modo que no haya solapamiento entre ellas. De este modo, en función del instante de llegada del pulso reflejado en cada sensor, seremos capaces de conocer inequívocamente de que sensor proviene, permitiendo de este modo la reutilización de las longitudes de onda.

En cuanto al diseño de la respuesta espectral de las FBGs, este vendrá condicionado por el tamaño del salto del láser sintonizable. Recordemos que el láser sintonizable efectúa un barrido discreto en frecuencia, con saltos de 50 GHz. Por lo tanto, en general ninguna de estas longitudes de onda coincidirá con la longitud de onda de Bragg de las FBGs, por lo que habrá que estimar este valor a partir de la intensidad relativa de varias longitudes de onda reflejadas. Por una parte, cuanto mayor se la anchura espectral de la FBG, mayor será el número de longitudes de onda reflejadas, y por lo tanto más sencillo será determinar la longitud de onda de Bragg. Pero por otra parte, cuanto más ancha es la anchura espectral de la FBG, menor aprovechamiento se puede hacer del espectro.

Después de realizar diversas simulaciones, se estima que es posible determinar la posición de la frecuencia de resonancia con una precisión de 1.5 GHz a partir de tres longitudes de onda reflejadas. Esa precisión de 1.5 GHz corresponde a una resolución en tensión de 20  $\mu\epsilon$ , que era uno de los requisitos del proyecto OFFSOHO. Por lo tanto, los sensores fueron diseñados utilizando los programas de síntesis mencionados en el capítulo 3 para que tuvieran una anchura espectral de 150 GHz.

### 5.6.3.- Validación experimental.

Para comprobar experimentalmente la validez del sistema de interrogación propuesto, se ha procedido a su implementación en un demostrador. Dicho demostrador consiste en una maqueta de metacrilato a escala, tal y como se muestra en la figura 5.57 (a), junto con varias cadenas de sensores y todo lo necesario para llevar a cabo su interrogación de acuerdo al esquema descrito anteriormente en la figura 5.55. La maqueta representa una estructura similar a un edificio, y tiene una altura de 1.5 m aproximadamente. Sobre ella se han instalado cuatro cadenas de sensores con 7 FBGs cada cadena. Dos de las cadenas se utilizan para sensar las deformaciones, y las otras dos para compensar los efectos de la temperatura. En la figura 5.57 (b) se observa la disposición de las cadenas de sensores sobre la maqueta. Solo existen 7 longitudes de onda diferentes, por lo que cada longitud de onda se reutilizará 4 veces, una en cada cadena de sensores. Las FBGs se instalan tanto sobre pilares como sobre vigas y son instaladas por parejas. Los sensores de tensión han sido adheridos a la superficie utilizando un pegamento de tipo cianoacrilato, siendo además pretensionados a 1500  $\mu\epsilon$ . Los sensores de temperatura están situados junto a los sensores de tensión pero no están acoplados mecánicamente a las deformaciones de la estructura. Todos los sensores presentan una reflectividad de 3 dB y una anchura FWHM de 150 GHz, es decir, tres canales de 50 GHz. En la figura 5.57 (b) también se observan las frecuencias nominales y los números de canal en los que está centrada la respuesta de cada sensor.

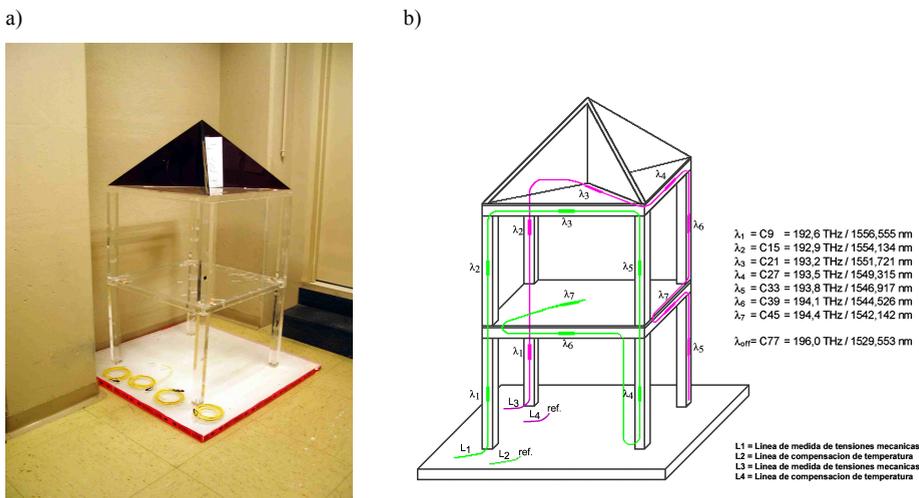


Figura 5.57. Imagen de la maqueta (a) y esquema para la colocación de los sensores (b).

El funcionamiento del sensor se detalla en la figura 5.58. El láser sintonizable, controlado por el PC, realiza un barrido a gran velocidad de los canales ópticos, saltando entre la banda OFF y la banda ON como se explicó en el apartado anterior. Estos pulsos ópticos llegan al divisor óptico donde son dirigidos a las cuatro cadenas de sensores. Los pulsos son reflejados con diferente potencia en función de la posición de la frecuencia de resonancia de cada sensor y vuelven al divisor, donde vuelven a reunirse en una sola fibra.

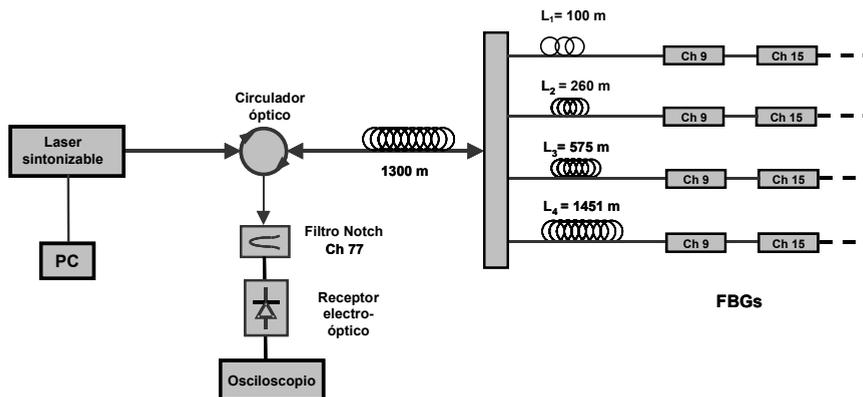


Figura 5.58. Esquema del demostrador implementado..

Cabe destacar que no existe solapamiento entre los pulsos reflejados en las diferentes ramas debido a las longitudes de fibra introducidas al principio de cada rama que retardan los pulsos el tiempo necesario para evitar este solapamiento. Estos pulsos reflejados son dirigidos hacia un filtro elimina-banda, que elimina la frecuencia que se encuentra en la banda OFF. La señal resultante es detectada en un receptor electro-óptico, y posteriormente la información mostrada en un osciloscopio digital. En la

figura 5.59 se muestra una captura de la información mostrada por el osciloscopio digital.

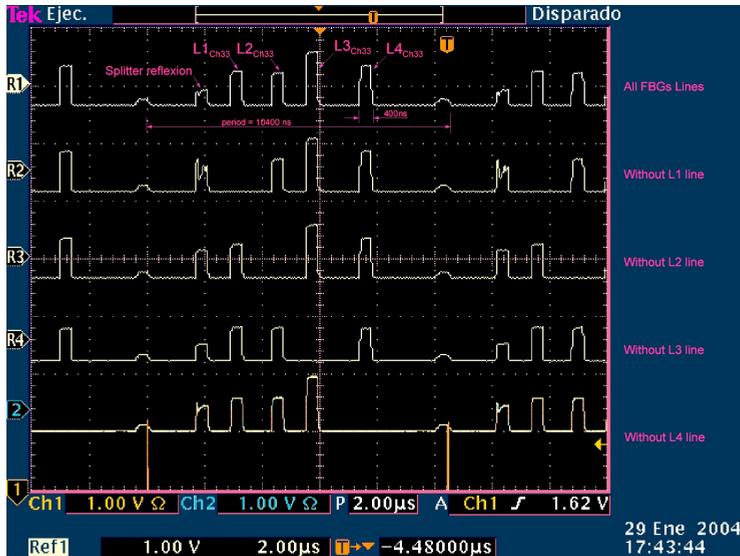
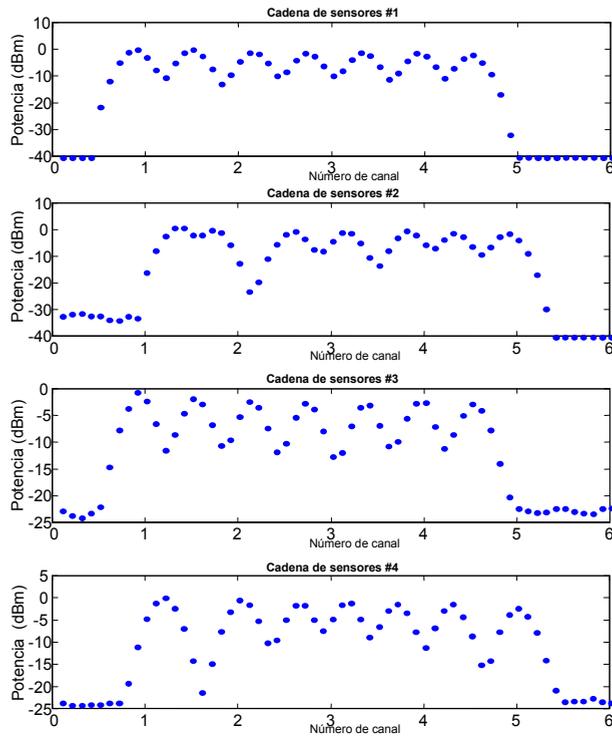


Figura 5.59. Imagen de las medidas obtenidas por el osciloscopio digital.

Se puede observar una línea vertical anaranjada en la parte inferior de la pantalla que marca el instante en que el pulso de una frecuencia determinada es lanzado por el láser sintonizable. Posteriormente aparece una pequeña reflexión espúrea debido al divisor óptico, y posteriormente aparecen los cuatro pulsos reflejados en cada una de las cadenas de sensores, con una potencia óptica que es función de la posición de las resonancias. A partir de las potencias ópticas reflejadas en cada canal, es posible determinar las posiciones de las longitudes de onda de Bragg de cada FBG, y por lo tanto, la tensión y/o la temperatura a la que están sometidas.

En la figura 5.60 se muestra el espectro completo para cada uno de los canales, con las potencias ópticas recibidas para cada una de las longitudes de onda emitidas por el láser sintonizable.

A partir de los 3 mayores valores reflejados por cada resonancia es posible determinar la longitud de onda central de cada una, y conociendo la disposición de los sensores en la estructura, es posible determinar la deformación que están sufriendo cada uno de los pilares y vigas que están siendo monitorizados.



**Figura 5.60.** Espectro óptico reflejado en cada cadena de sensores, al efectuar un barrido en frecuencia con el láser sintonizable.

## 5.7.- Conclusiones del capítulo.

En este capítulo se ha mostrado la aplicación de las FBGs al sensado llevada a cabo durante la realización de este trabajo de tesis. En primer lugar se han descrito las características de las FBGs que las hacen tan idóneas como elementos sensores. Se ha mostrado su sensibilidad inherente a la tensión mecánica y a la temperatura, se ha explicado como se puede discriminar entre estas dos magnitudes, y se ha comprobado que con un tratamiento adecuado, las FBGs se mantienen estables en el largo plazo. Posteriormente se ha explicado el trabajo realizado para adaptar estas FBGs al sensado de estructuras de hormigón, mostrando los distintos experimentos realizados y el análisis de los resultados. Se ha mostrado también el diseño y validación experimental de un sensor multiparamétrico para estructuras de hormigón, capaz de sensar tensión mecánica, temperatura, pH y humedad de forma simultánea. Se ha mostrado también un novedoso tipo de sensor basado en la introducción de saltos de fase en una estructura formada por varias FBGs, que codifica la medida en la separación entre las resonancias. Por último, se ha mostrado el trabajo realizado en el marco del proyecto europeo OFFSSOHO, que demuestra que es viable, tanto desde un punto de vista técnico como económico, implementar un sistema de monitorización de sensores ópticos que sea competitivo con los sensores tradicionales.

## Referencias.

- [ABA99] S. Abad, M. Lopez-Amo, J. Lopez-Higuera, D. Benito, A. Unanua, and E. Achaerandio, "Single and double distributed optical amplifier fiber bus networks with wavelength division multiplexing for photonic sensors," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 12, pp. 805–807 (1999).
- [ABA02] S. Abad, M. López-Amo, F.M. Araújo, L.A. Ferreira and J.L. Santos, "Fiber Bragg grating-based self-referencing technique for wavelength-multiplexed intensity sensors", *Optics Letters*, Vol. 27, No. 4, pp. 222-224 (2002).
- [ABA03] S. Abad, F.M. Araújo, L.A. Ferreira, J.L. Santos and M. López-Amo, "Interrogation of wavelength multiplexed fiber Bragg gratings using spectral filtering and amplitude-to-phase optical conversion", *Journal of Lightwave Technology* 21 (1), pp. 127-131 (2003).
- [BAK97] Baker, S.R., Rourke, H.N., Baker, V., and Goodchild, D.: "Thermal decay of fiber Bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber", *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**, (8), pp.1470-1477
- [CAV99] P.M. Cavaleiro, F. M. Araújo, L. A. Ferreira, J. L. Santos and F. Farahi, "Simultaneous Measurement of Strain and Temperature Using Bragg Gratings Griten in Germanosilicate and Boron-Codoped Germanosilicate Fibers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1635-1637, 1999
- [DUP00] V. Dupray, M. Zeller, W. Zhang, J. Williams, K. Weir and M. McCall, "Novel UV post-processed Fibre Bragg Grating Sensor for temperature and strain measurements", *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, 2000, vol. 4185, pp 9-12, 2000.
- [ERD94] Erdogan, T., Mizrahi, V., Lemaire, P.J, and Monroe, D.: "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings", *J. Appl. Phys.*, 1994, **76**, (1), pp.73-80
- [GRA00] "Optical Fiber Sensor Technology. Advanced Applications – Bragg Grating and Distributed Sensors", Edited by K.T.V. Grattan and B.T. Meggit, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2000.
- [GRA99] K.T.V. Grattan, B.T. Meggitt (Eds.), *Optical Fiber Sensor Technology*, Vol. 3 – Applications and Systems, Kluwer Academic Publishers, Boston, 1999.
- [GUA00-1] B-O. Guan, H-Y Tam, X-M Tao, X-Y Dong, "Simultaneous Strain and Temperature Measurement Using a Superstructure Fiber Bragg Grating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 675-677, 2000
- [GUA00-2] B-O Guan, H-Y Tam, S-L Ho, W-H Chung and X-Y Dong, "Simultaneous strain and temperature measurement using a single fibre Bragg grating", *Electron. Lett.*, vol. 36, n° 12, 2000.

- [GUA00-3] B. Guan, H. Tam, X. Tao, X. Dong, "Highly stable fiber Bragg gratings written in hydrogen-loaded fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, **10**, 2000.
- [GUA01] B. Guan, H. Tam, X. Tao, X. Dong, "Postfabrication wavelength trimming of fiber Bragg gratings written in H<sub>2</sub>-loaded fibers", *IEEE Photon Technol. Lett.*, 13, **6**, 2001.
- [HEN99] P.J. Henderson, D.J. Webb, D.A. Jackson, L. Zhang, I. Bennion, "Highly-Multiplexed Grating-Sensors for Temperature-Referenced Quasi-Static Measurements of Strain in Concrete Bridges", 13<sup>th</sup> Optical Fiber Sensor Conference OFS, 1999, pp. 320-322.
- [INA96] D. Inaudi, S. Vurpillot, N. Casanova, A. Osa-Wyser, "Development and field test of deformation sensors for concrete embedding", SPIE, Smart Structures and Materials, pp. 1-12, 1996, San Diego, USA
- [INA97] D. Inaudi, "Fibre optic smart sensing. Optical Measurement techniques and applications", P. K. Rastogi editor, Artech House, pp. 255-275, 1997.
- [KAN97] Kannan, S., Guo, J.Z.Y., and Lemaire, P.J.: "Thermal stability analysis of UV-induced fiber Bragg gratings", *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**, (8), pp.1478-1483
- [KAN98] S.C. Kang, S.Y. Kim, S.B. Lee, S.W.Kwon, S.S. Choi, B. Lee, "Temperature-Independent Strain Sensor System Using a Tilted Fiber Bragg Grating Demodulator", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 1461-1463, 1998
- [KIM00] S. Kim, J. Kwon S. Kim and B. Lee, "Temperature-Independent Strain Sensor Using a Chirped Grating Partially Embedded in a Glass Tube", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 678-680, 2000
- [KOG76] Kogelnik, H., *Bell Syst. Tech. J.* **55**, 109 (1976)
- [KRO00] "Fiber Optic Sensors. Fundamentals and applications", Edited by D. A. Krohn, The Instrumentation, Systems, and Automation Society, NC, USA, 2000.
- [KRO02] P. Kronenberg, P. Giaccari, H.G. Limberger, and P.K. Rastogi, Relative humidity sensor using optical fiber Bragg gratings, *Opt. Lett.* 27 (16), pp. 1385-88, 2002.
- [MON06] J. Montalvo, C. Vázquez, D. S. Montero "CWDM self-referencing sensor network based on ring resonators in reflective configuration" *Optics Express* 14 (11) pp. 4601-4610 (2006)
- [MUR95] G. Murtaza and J.M. Senior, "Dual wavelength referencing of optical fiber sensors", *Optics Commun.*, Vol. 120, pp. 348-357 (1995).

- [NAS03] Y. Nasu and S. Yamashita, Realization of various fiber Bragg gratings for DWDM systems using multiple-phase-shift technique, OFC2003., TuQ3, pp. 110-111, Anaheim, USA, 2002
- [OFS02] The 15<sup>th</sup> Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, Portland, OR, 2002.
- [OTH99] "Fiber Bragg Gratings. Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing".edited by Andreas Othonos and Kyriacos Kalli, Artech House, Norwood, 1999
- [SHU02] X. Shu, Y. Liu, B. Gwandu, F. Floreani, L. Zhang and I. Bennion, "Fiber grating type dependence of temperature and strain coefficients and application to simultaneous temperature ans strain measurement", 15<sup>th</sup> Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, 2002. OFS 2002,vol.1 pp. 83-86.
- [SPI87] W.B. Spillman and J.R. Lord "Self-Referencing Multiplexing Technique For Fiber-Optic Intensity Sensors" *Journal Of Lightwave Technology* 5 (7),pp. 865-869, July 1987
- [SUD97] M. Sudo, M. Nakai, K. Himeno, S. Suzaki, A. Wada, R. Yamauchi, "Simultaneous Measurement of Temperature and Strain using PANDA Fiber Grating", Proceedings of the 12th Conference on Optical Fiber Sensors IEEE/LEOS and OSA, Williamsburg, 1997. p. 170-174.
- [UDD95] Udd, E., "Fibre optic smart structures. An overview of the applications of fibre optic sensors to structural monitoring", Wiley, New York, 1995.
- [WIL95] Williams, D.L., and Smith, R.P.: "Accelerated lifetime tests on UV written intra-core gratings in boron germania codoped silica fibers", *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 24, pp.2120-2121, Nov. 23, 1995
- [YU02] "Fiber Optic Sensors" edited by Francis T.S. Yu and Shinzhuo Yin, Marcel Dekker, New York, 2002.
- [ZHA99] Z.Y.Zhang, K.T.V. Grattan, Commercial activity in optical fiber sensors, in: K.T.V. Grattan, B.T. Meggitt (Eds.), *Optical Fiber Sensor Technology*, Vol. 3, Applications and Systems, Kluwer Academic Publishers, Boston, 1999, Chap. 10, pp. 257-306.



# Capítulo 6

## Aplicaciones de las FBGs a las telecomunicaciones

### 6.1 Introducción

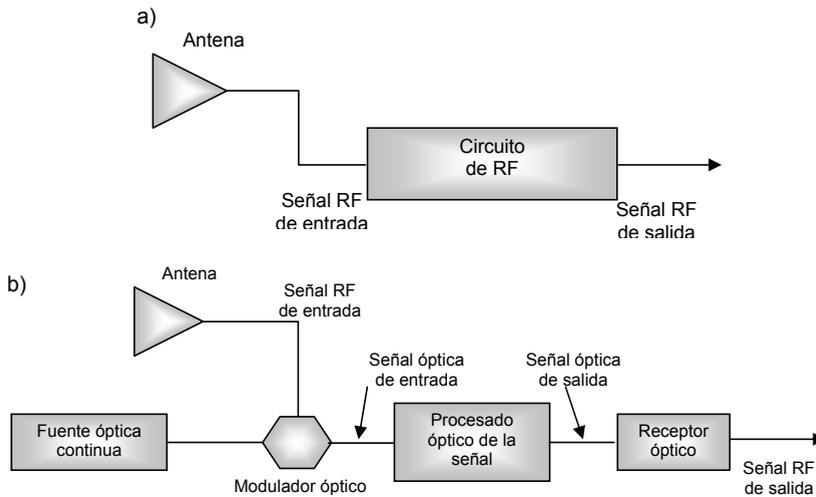
Las redes de difracción de Bragg en fibra (*Fiber Bragg Gratings; FBGs*) se han convertido en componentes cruciales de los actuales sistemas ópticos de comunicaciones. Sus propiedades únicas de filtrado así como sus versatilidad como dispositivos ópticos integrados las hacen indispensables en los sistemas de comunicaciones modernos, al encargarse de algunas de sus funciones críticas. Por lo tanto, el número de aplicaciones al campo de las telecomunicaciones es inmenso, e incluye los láseres de fibra [BAL90, BAL93, OTH96, BAL91, BAL92, AGR95, DAV91], amplificadores de fibra [GIL97, SAL90, BAY94], filtro ópticos [HIL87, FIE94], compensación de la dispersión cromática [WIN85, OUL91, WIL94, WIL96], compensación de la dispersión por polarización [LEE99, MUG03, XIN04], conjugadores de fase ópticos [YAR79, GIL95], conformado del haz electromagnético por medio de antenas desfasadas [BAL94, MOL95], filtrado de señales de microondas [CAP05] y el procesado de señales ópticas, como la multiplicación de trenes de pulsos [AZA01-1], la transformada de Fourier óptica [AZA01-2], o el conformado y procesado óptico de pulsos [PRE07-1, PRE07-2].

En el presente capítulo se muestran algunos ejemplos de aplicaciones prácticas al campo de las telecomunicaciones de las FBGs fabricadas a lo largo de la realización de

esta tesis. Estos ejemplos pertenecerán a las áreas de filtrado de señales de microondas (*Microwave Photonics; MWP*), de multiplexación por división del código (*Optical Code Division Multiple Access; OCDMA*), y de demodulación de señales digitales.

## 6.2. Fotónica de microondas.

Una de las primeras aplicaciones de los dispositivos ópticos que atrajo el interés de los investigadores fue su aplicación al diseño de filtros para señales de microondas y de radiofrecuencia [MOS84, CHA77, TAY79, JAC87, JAC85, DAV84, CAP92]. El enfoque tradicional, basado en un procesado completamente eléctrico que se ilustra en la figura 6.1(a), presenta como principal desventaja su poca flexibilidad. Por ejemplo, un cambio en la banda de la señal que se pretende procesar, o de su tipo de modulación, puede requerir el diseño de un nuevo filtro o incluso la utilización de un nuevo hardware. Además, las interferencias electromagnéticas y las pérdidas dependientes de la frecuencia pueden degradar de manera importante el rendimiento de este tipo de filtros.



**Figura 6.1.** Aproximación tradicional (a) y aproximación fotónica (b) al procesado de señales de RF y microondas.

Una aproximación muy interesante para evitar los inconvenientes del enfoque tradicional consiste en emplear la tecnología fotónica para realizar el procesado requerido de la señal de RF o de microondas directamente en el dominio óptico. Para ello, tal y como se ilustra en la figura 6.1(b), la señal de RF modula una portadora óptica. Esta señal óptica es procesada en el dominio óptico por medio de un circuito fotónico que divide la señal por varias ramas en cada una de las cuales aplica pesos y retardos distintos, y posteriormente las combina de nuevo. Finalmente la señal se convierte al dominio eléctrico por medio de uno o varios receptores ópticos. Este tipo de procesado es referido como procesado óptico en tiempo discreto de señales de microondas (*Discrete-time optical processing of microwave signals; DOPMS*) y presenta múltiples ventajas frente al procesado tradicional, como que las líneas ópticas de retardo tienen muy bajas pérdidas y además independientes de la frecuencia de la

señal de RF, un elevado ancho de banda, inmunidad frente a interferencias electromagnéticas, tamaño reducido y peso ligero de los circuitos, y frecuencias de muestreo muy altas, de alrededor de 100 GHz, frente a los pocos GHz de las tecnologías electrónicas convencionales.

El diseño de cualquier filtro fotónico consiste en la determinación de los diferentes retardos y pesos que deben ser aplicados a la señal óptica para conseguir la función de transferencia deseada, tal y como se muestra en la figura 6.2.

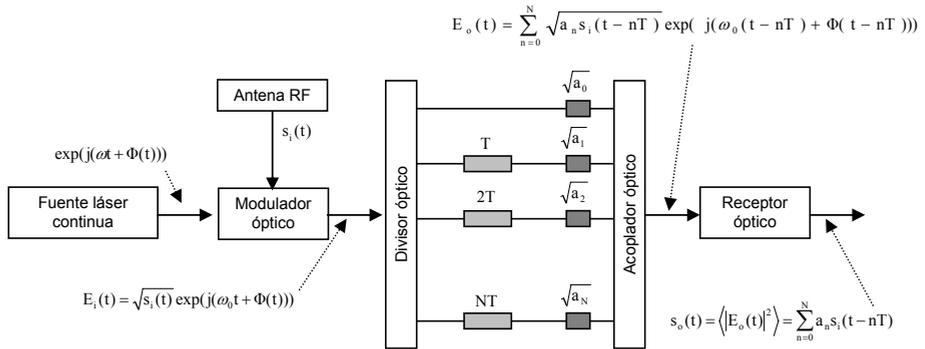


Figura 6.2. Implementación genérica de un procesador óptico de señales de RF.

Como se aprecia en la figura, las múltiples contribuciones ópticas que transportan la señal de RF se mezclan en el detector, por lo que surgen dos posibles regímenes de funcionamiento dependiendo del grado de coherencia entre dichas contribuciones:

- Régimen coherente: Este régimen se produce cuando los haces de luz provenientes de las diferentes contribuciones presentan entre ellos una determinada relación de fase al incidir sobre el fotodetector. En este caso, la conversión de potencia óptica en corriente eléctrica en el conversor genera un término de interferencia. Esto solo sucede cuando se emplea una única fuente óptica, y además su tiempo de coherencia ( $\tau_c$ ) es mucho mayor que la diferencia en retardos (T) entre contribuciones adyacentes. Bajo este régimen de funcionamiento la fase óptica de cada contribución juega un papel importante en la respuesta del procesador, y pueden implementarse filtros con coeficientes negativos o incluso complejos. Como contrapartida, cualquier ligera modificación en las características de propagación de algún elemento afecta de manera drástica a la respuesta del procesador. Por lo tanto, este régimen es muy sensible a cualquier pequeña variación de las condiciones ambientales.
- Régimen incoherente: En este régimen la relación de fase entre las diferentes contribuciones es completamente aleatoria, debido al limitado tiempo de coherencia de la fuente. Para que esto suceda cuando se utiliza una única fuente es necesario que su tiempo de coherencia ( $\tau_c$ ) sea mucho menor que la diferencia en retardos (T) entre contribuciones adyacentes. De este modo no aparece el término de interferencia, y la potencia óptica a la entrada del detector es la suma de la potencia óptica de cada una de las contribuciones. En este caso la estructura es muy poco sensible a los efectos ambientales y es muy

estable. Como principal contrapartida, dado que el filtro se implementa como suma de potencias ópticas que solo pueden ser positivas o cero, en principio no puede implementar coeficientes negativos ni complejos, lo que representa una seria limitación al rango de funciones de transferencia que pueden ser implementadas con esta técnica.

A continuación se van a mostrar dos ejemplos de aplicaciones de las FBGs producidas con el sistema de fabricación del GCOC al campo de la fotónica de microondas.

### 6.2.1 Filtro fotónico de microondas de alta selectividad.

En determinadas aplicaciones del procesado de señales de microondas (como radioastronomía o procesado de señales en estaciones base UMTS, por ejemplo) se requiere la implementación de filtros con una elevada selectividad en frecuencia (factor  $Q$ ). Usualmente esto se consigue utilizando estructuras con un gran número de coeficientes precisamente pesados y con retardos también muy precisos, lo cual resulta complicado de implementar. Sin embargo, existe una aproximación basada en un par de FBGs con un medio de ganancia en el que la recirculación de la señal produce respuestas espectrales muy estrechas con factores  $Q$  de hasta 325 [HUN97] sin requerir ajustes tan exactos de los pesos y retardos. Con algunas modificaciones sobre este diseño se han llegado a alcanzar valores de  $Q$  más de 800 [YOU99].

En este apartado se va a demostrar la implementación experimental de esta cavidad amplificadora recirculante basada en FBGs, y se va a añadir al diseño un filtro RF sintonizable adicional que permite alcanzar valores del factor  $Q$  más elevados.

Un esquema del montaje implementado se puede apreciar en la figura 6.3.

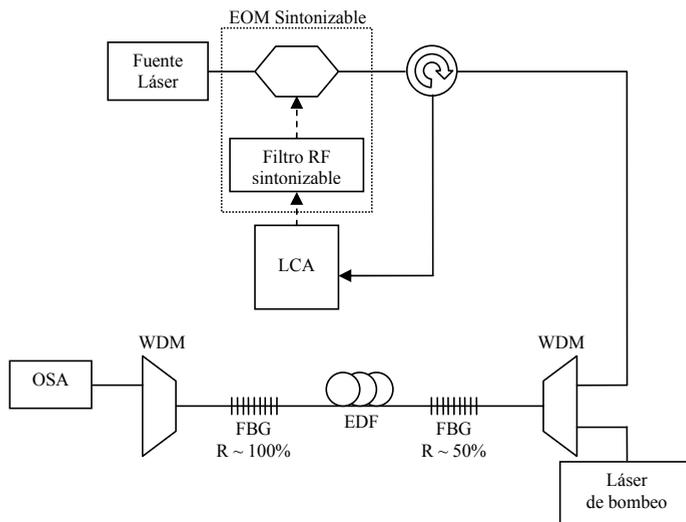


Figura 6.3. Esquema del montaje implementado.

En este montaje el tiempo de coherencia del láser es menor que el tiempo de tránsito de la luz entre las dos FBGs, por lo que el filtro está funcionando en régimen incoherente.

La luz se va reflejando en las FBGs sucesivamente, de modo que se generan muestras discretas espaciadas temporalmente un retardo fijo equivalente al doble del tiempo de tránsito entre las FBGs. Al mismo tiempo, la señal es amplificada al pasar por el medio activo, tratando de este modo de compensar las pérdidas y de obtener la contribución de un mayor número de coeficientes.

La salida de este procesador de señal en tiempo discreto viene dada por la suma de todas las contribuciones retardadas, cuyas amplitudes vienen dadas por la siguiente expresión:

$$\frac{P_n}{P_0} = (1-r_1)^2 g^{2(n-1)} r_1^{n-2} r_2^{n-1}; \quad n \geq 2 \quad (6.1)$$

$$P_1 = r_1 P_0$$

donde  $P_0$  es la potencia óptica generada por el láser,  $g$  es la ganancia de la fibra activa, y  $r_1$  y  $r_2$  son las reflectividades de las FBGs. De este modo, la respuesta del filtro viene dada por la expresión:

$$|H_{RF}(\Omega)| \propto \left| \sum_{n=1}^N P_n e^{-j[\Omega(n-1)\Delta\tau]} \right| \propto \left\{ \frac{2r_1 - 1}{r_1} + \frac{(1-r_1)^2}{r_1} \frac{1}{|1 - g^2 r_1 r_2 e^{-j\Omega\Delta\tau}|} \right\} \quad (6.2)$$

donde  $\Delta\tau$  es el retardo temporal entre contribuciones sucesivas. Nótese que la siguiente condición:

$$g^2 r_1 r_2 \leq 1 \quad (6.3)$$

debe de cumplirse en todo momento para evitar la emisión láser de la cavidad [CHA04]. La ecuación (6.2) muestra una respuesta de múltiples resonancias, cuya separación espectral (Free spectral Range; FSR) vendrá dada por:

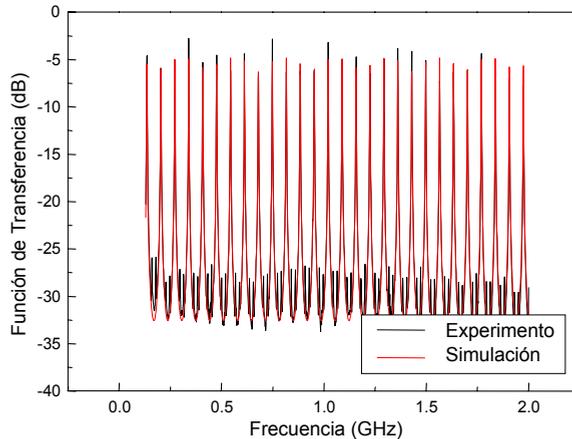
$$f_{FSR} = \frac{c}{2nL} \quad (6.4)$$

y la selectividad en frecuencia del filtro vendrá dada por el factor  $Q$ , definido como:

$$Q = \frac{f_{FSR}}{\Delta f_{3dB}} \quad (6.5)$$

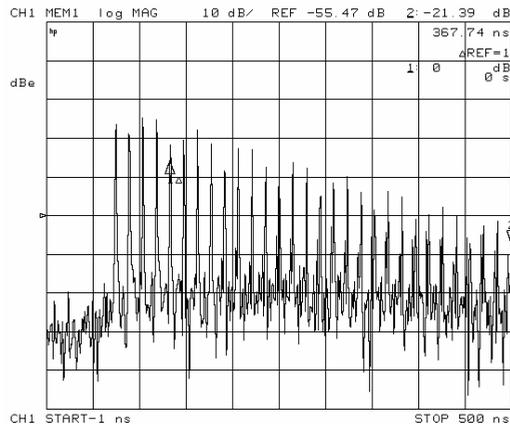
El montaje mostrado en la figura 6.3 se ha implementado utilizando 1.52 metros de fibra dopada con Erblio, con una concentración estimada de  $6.39E+24 \text{ m}^{-3}$  y dos FBGs de 1 cm, centradas en 1548 nm, con una anchura a 3 dB de 0.20 nm, y de reflectividades 50% y 99.9% respectivamente. Sin utilizar el filtro RF sintonizable, y con la ganancia de la fibra ajustada en 1.4, la respuesta espectral mostrada en la figura 6.4 tiene un FSR

de 68 MHz, y una anchura de alrededor de 3 MHz, mostrando una buena concordancia con los cálculos teóricos.



**Figura 6.4.** Función de transferencia simulada (rojo) y experimental (negro).

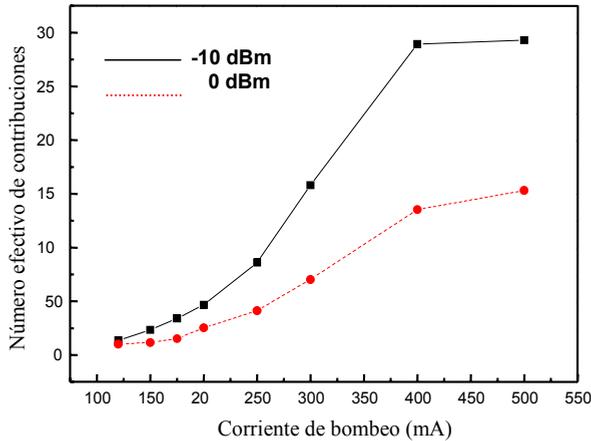
En la figura 6.5 se muestra la respuesta impulsional del filtro. El número de contribuciones depende de la ganancia del medio activo, por lo que este debe maximizarse para que el número de contribuciones sea alto pero siempre cumpliendo la condición expresada en (6.3). En esta figura puede apreciarse que aparecen más de 22 contribuciones dentro de un rango de 20 dB.



**Figura 6.5.** Respuesta impulsional del filtro.

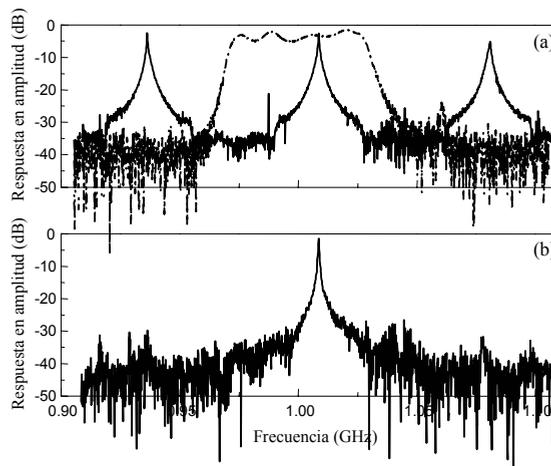
El número de contribuciones efectivas, y por lo tanto la selectividad en frecuencia del filtro, puede aumentarse ajustando la ganancia de la fibra dopada con Erblio, de modo que la corriente del láser de bombeo debe ser optimizada. La ganancia también depende de la potencia óptica de la señal de entrada, dado que el efecto de la saturación de la ganancia está presente en el sistema [CHA04]. La figura 6.6 muestra la variación del

número de contribuciones efectivas (y por lo tanto del factor Q) para diferentes corrientes de bombeo y diferentes potencias de la señal de entrada. Se observa como 300 es el número máximo de contribuciones efectivas que puede obtenerse con este montaje.



**Figura 6.6.** Número efectivo de contribuciones en función de la corriente de bombeo y para dos valores de la potencia óptica de la señal de entrada.

Por lo tanto, seleccionando adecuadamente la corriente de bombeo y el valor de la potencia óptica de la señal incidente es posible obtener un gran número de contribuciones efectivas y, por lo tanto, filtros muy selectivos (factor Q muy elevados). La figura 6.7(a) muestra la respuesta en amplitud de un filtro RF (línea continua) obtenido con el mismo montaje experimental con una FSR de 72.05 MHz y un factor Q de 225. En la misma figura se muestra en trazo discontinuo un filtro eléctrico centrado en 1.008 GHz y con anchura a 3 dB y a 20 dB de 57.05 y 70.7 MHz respectivamente.



**Figura 6.7.** Respuesta individual (a) del filtro óptico (línea continua) y del filtro eléctrico (línea discontinua) y respuesta conjunta de los dos filtros en cascada (b).

Este filtro es el filtro RF sintonizable que alimenta al modulador electro óptico en la figura 6.3. Se ha escogido esta frecuencia central porque coincide con la resonancia de menor anchura (0.320 MHz). La figura 6.7(b) muestra la respuesta espectral cuando ambos filtros son implementados en cascada. El factor Q de la respuesta espectral cuando se emplean ambos filtros es superior a 3000, un valor extremadamente elevado que permite su empleo en aplicaciones muy exigentes, como la selección de canales UMTS [CHA02, PAS04] por ejemplo.

### 6.2.2 Filtro fotónico de microondas incoherente con coeficientes complejos.

Como se ha comentado en este mismo apartado, los filtros de microondas que trabajan en régimen incoherente tienen como principal ventaja su gran estabilidad, pero presentan la contrapartida de que en principio solo pueden implementar coeficientes negativos. Durante los últimos años se ha realizado una gran labor de investigación para superar esta limitación, desarrollando esquemas que permiten implementar coeficientes negativos o complejos [CAP05]. Los filtros que implementan coeficientes complejos sintonizables presentan grandes ventajas, principalmente porque permiten la sintonización de su respuesta en frecuencia sin alterar la forma espectral, el retardo básico o el rango espectral libre (*free spectral range; FSR*) [LOA06-1]

Recientemente se ha demostrado la implementación de coeficientes complejos para el procesado de señales de RF basándose en la emisión estimulada de Brillouin (Brillouin Stimulated Scattering, BSS) [LOA06-2, SAG07]. Sin embargo, estas implementaciones resultan muy complicadas, dado que requieren dispositivos adicionales para generar las ondas ópticas implicadas en el BSS y valores de potencia elevados para producir la interacción no lineal. En este apartado se describe una técnica alternativa para implementar coeficientes complejos basada en una cascada de FBGs con saltos de fase (*phase shift fiber Bragg gratings; PS-FBGs*) que filtra señales de múltiples longitudes de onda moduladas en banda lateral única (*Optical Single Side-Band; OSSB*). Las PS-FBGs se utilizan para introducir un desfase relativo entre la portadora y la moduladora, completamente independiente de la frecuencia de RF. Este desfase puede sintonizarse variando la frecuencia de la portadora.

El montaje experimental necesario para implementar la estructura propuesta se describe en la figura 6.8. Un array de láseres sintonizables (uno por coeficiente) se combinan y son simultáneamente modulados utilizando un modulador OSSB alimentado por la señal de RF que se pretende procesar. Esta señal modulada es filtrada por el efecto combinado de la respuesta en reflexión de una cascada de PS-FBGs cuyas frecuencias de resonancia coinciden con las frecuencias de los láseres sintonizables. Finalmente, la señal filtrada se detecta en un receptor óptico.

La idea fundamental es que cada portadora óptica se encuentra alrededor de la zona del notch de una de las PS-FBGs, que presentan una variación de fase abrupta, mientras que la banda de modulación se encuentra en una zona de amplitud plana y variación de fase lineal. Debido a las propiedades de la modulación OSSB [LOA04], la diferencia en la fase óptica entre la portadora y la y la banda lateral se traslada directamente a la señal RF tras la detección. Por lo tanto, el salto de fase de la señal RF puede controlarse sintonizando la longitud de onda de la portadora óptica alrededor de la zona del notch

[SAG07-2]. Además, el salto de fase de la señal de RF es independiente de la frecuencia como se requiere para la implementación de coeficientes complejos, porque solo la fase de la portadora es modificada.

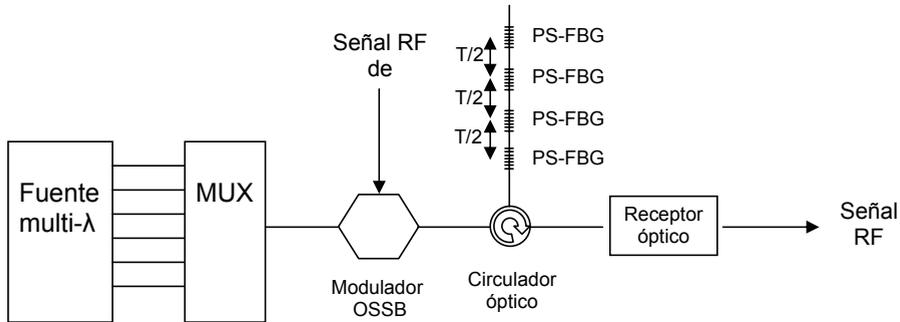


Figura 6.8. Montaje experimental del filtro RF incoherente con coeficientes complejos.

Para la demostración experimental se han fabricado 4 PS-FBGs en cascada en una longitud total de fibra de 14.5 cm. Cada PS-FBG mide 1 cm, y están centradas en 1538.75 nm, 1543.45 nm, 1548.15 nm y 1552.85 nm, respectivamente. Las PS-FBGs están separadas una distancia de 4.5 cm, lo que proporciona un retardo tal que el FSR del filtro queda fijado en 2.27 GHz. La respuesta espectral de esta cadena de PS-FBGs puede observarse en la figura 6.9.

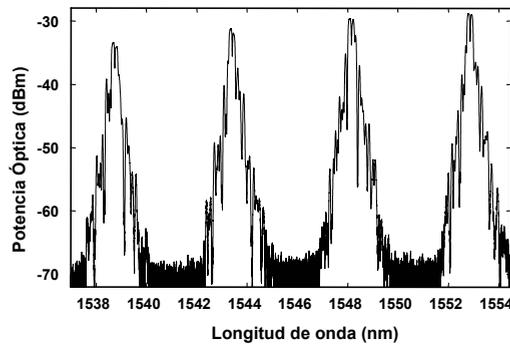
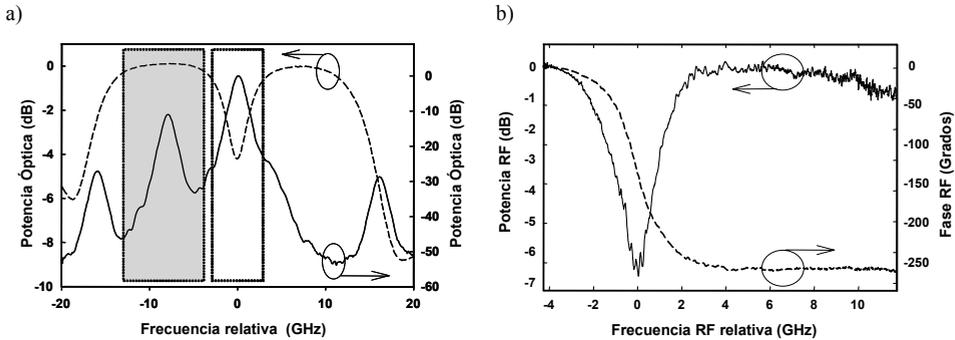


Figura 6.9. Respuesta espectral de la cadena de PS-FBGs.

La figura 6.10(a) muestra una medida con 10 pm de resolución de la respuesta en reflexión de una sola PS-FBG (línea discontinua) y una posible localización de la portadora óptica y de la banda lateral de la señal modulada OSSB (línea continua). En la figura 6.10(b) se muestra una caracterización con mayor resolución de la misma PS-FBG tanto en módulo como en fase.

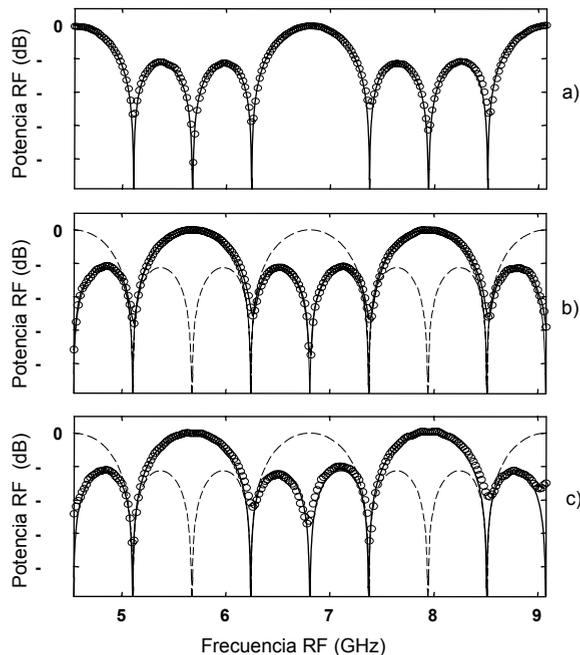
Como se muestra en la figura 6.10(b), el límite inferior para la frecuencia de operación del filtro viene determinado por la anchura del notch de la PS-FBG, que en este caso es alrededor de 5 GHz. De este modo, para frecuencias superiores a 5 GHz la variación de la fase puede considerarse independiente de la frecuencia. Por otra parte, el límite superior para la frecuencia de operación vendrá determinado por la anchura espectral de la zona plana en fase y amplitud de la respuesta espectral de la PS-FBG, que en este caso es de alrededor de 8 GHz. El desfase máximo que se puede introducir

con una sola FBG es de aproximadamente 250 grados, pero es posible utilizar dos FBGs en cascada para aumentar el desfase máximo por encima de los  $360^\circ$  necesarios para implementar cualquier valor del coeficiente complejo.



**Figura 6.10.** Posición de la portadora óptica y de la moduladora en relación a la respuesta en amplitud de la SSFBG (a) y respuesta espectral de alta resolución (b)

Finalmente, se procede a la medida de la respuesta en frecuencia del filtro. La figura 6.11(a) muestra la respuesta para el caso de que todos los coeficientes son positivos y de igual amplitud. Las figuras 6.11(b) y 6.11(c) muestran la sintonización de esta respuesta para un desplazamiento de  $\pm FSR/2$  ajustando adecuadamente los coeficientes complejos de acuerdo a la expresión  $a_n = \exp(\pm jn\pi)$ . Las medidas experimentales (círculos) muestran una concordancia excelente con los cálculos teóricos (línea continua). También se representa la respuesta del filtro para todos los coeficientes positivos (línea discontinua).



**Figura 6.11.** Respuesta en frecuencia para la sintonización del filtro de 4 coeficientes.

### 6.3. Detección directa de señales DPSK mediante redes de difracción de Bragg.

Los sistemas de modulación diferencial de fase (DPSK, *Differential Phase-Shift Keying*) han suscitado gran interés durante los últimos años como alternativa a los sistemas tradicionales de modulación de amplitud (OOK, *On-Off Keying*) en los sistemas de comunicaciones ópticas. Entre las principales razones destaca su mayor robustez frente a los efectos no-lineales en transmisión [SIN04].

Tradicionalmente se vienen utilizando estructuras balanceadas en el sistema de recepción (estructura interferométrica con retardo de 1 bit y detector balanceado) que proporcionan ventajas como mejora de la sensibilidad del receptor en 3 dB respecto al sistema de un brazo [WIN03], mayor tolerancia a las variaciones de potencia en el circuito de decisión [CHI90, GNA03], mayor robustez frente a los efectos de la dispersión cromática [GNA03], reducción de la degradación por las no linealidades [CHR03, HOO03], etc. Sin embargo, estos sistemas de recepción presentan algunos inconvenientes, como son un coste elevado y una mayor complejidad del sistema [GNA03, BOS03], una mayor sensibilidad a los desajustes entre la frecuencia del láser y aquella a la cual la estructura interferométrica presenta el parámetro de extinción óptimo, así también como una mayor sensibilidad a los posibles desajustes de polarización en la estructura interferométrica [WIN03]. Además, los efectos de algunos de estos factores de degradación resultan muy difíciles de mitigar cuando se trabaja a velocidades elevadas.

En este apartado se muestra un nuevo sistema de recepción PSK/DPSK capaz de recuperar la información transmitida mediante la utilización de FBGs. Este sistema se caracteriza por ser mucho más sencillo, económico y sin los inconvenientes de estabilización que presenta la estructura interferométrica de los receptores balanceados.

#### 6.3.1 Fundamento teórico.

Como punto de partida se asume un formato binario NRZ. Los sistemas de modulación de fase codifican la señal de datos como desplazamientos de fase de la señal portadora [CAR86]. Para el caso de una modulación 2-PSK los dos posibles desplazamientos de fase son  $\pm\pi$ , de manera que la señal 2-PSK tiene la siguiente forma:

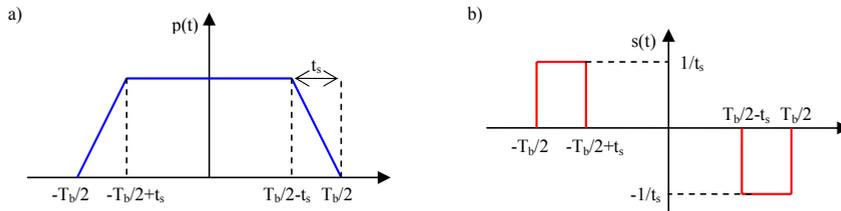
$$s(t) = A_c \cos(\omega_c t + \theta + \pi \sum_n a_n p(t - nT_b)) \quad (6.6)$$

donde  $A_c$  es la amplitud de la señal,  $\omega_c$  la frecuencia de la portadora,  $a_n = \{0,1\}$ ,  $p(t)$  es la función que representa la forma del pulso y  $T_b$  el período de bit. Así pues, el valor de la frecuencia instantánea de la señal es:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = f_c + \frac{1}{2} \sum_n a_n \frac{\partial p(t - nT_b)}{\partial t} \quad (6.7)$$

Como podemos observar en (6.7), las variaciones de fase de la señal ocasionan saltos de frecuencia respecto a la frecuencia de la señal portadora. Además, la forma del pulso de trabajo es un parámetro importante que se debe tener en cuenta la hora de caracterizar el sistema.

Para observar el impacto de la forma del pulso en los valores de la frecuencia, se define una forma de pulso como el de la figura 6.12(a), donde  $t_s$  es el tiempo de subida/bajada del pulso y  $T_b$  el período de bit. Después de derivar la función  $p(t)$ , se obtiene una señal  $s(t)$  con al forma que se muestra en la figura 6.12(b).



**Figura 6.12.** Pulso original (a) y señal derivada del pulso (b).

Si observamos la expresión (6.7) y la figura 6.12(b), se aprecia que la frecuencia instantánea de la señal puede presentar los siguientes valores:

$$\begin{aligned}
 f(t) &= f_c \\
 f(t) &= f_c + \frac{1}{2t_s} \\
 f(t) &= f_c - \frac{1}{2t_s}
 \end{aligned}
 \tag{6.8}$$

Comparando las figuras 6.12(a) y 6.12(b) se puede observar como los desplazamientos positivos de la frecuencia instantánea se corresponden con los desplazamientos positivos de la frecuencia instantánea se corresponden con los flancos de subida y los desplazamientos negativos con las transiciones de 1 a 0 (flancos de bajada). En aquellos casos en los que no se produzca una variación de información (transmisión de símbolos consecutivos iguales en NRZ) no existirá tal desplazamiento y el valor de la frecuencia instantánea permanecerá constante en  $f_c$ , frecuencia de la portadora óptica. Además, el salto de la frecuencia instantánea será inversamente proporcional al valor de  $t_s$ , es decir, cuanto más pequeño sea el tiempo de subida/bajada, mayor y más rápido será el salto de la frecuencia.

En el caso anterior, la forma del pulso durante el tiempo de subida era una función rampa; según la expresión (6.7), la desviación de frecuencia tiene un valor constante durante  $t_s$ . Dependiendo de la forma de los flancos (forma de los pulsos), el valor máximo del salto de la frecuencia instantánea permanecerá constante un mayor o menor espacio de tiempo.

Según las propiedades de las modulaciones de fase que se acaban de mostrar, se propone un nuevo esquema de recepción capaz de recuperar la información original utilizando detección directa y un filtrado óptico previo. El esquema del nuevo sistema, tanto de la parte de transmisión como recepción, se muestra en la figura 6.13.

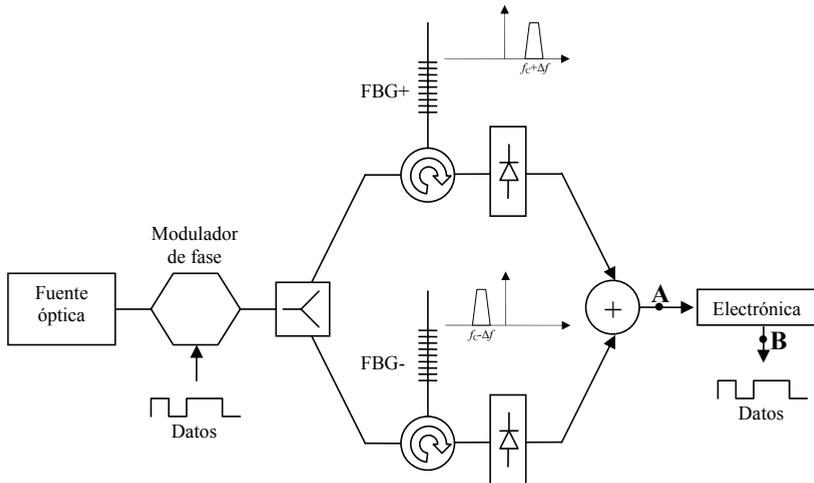
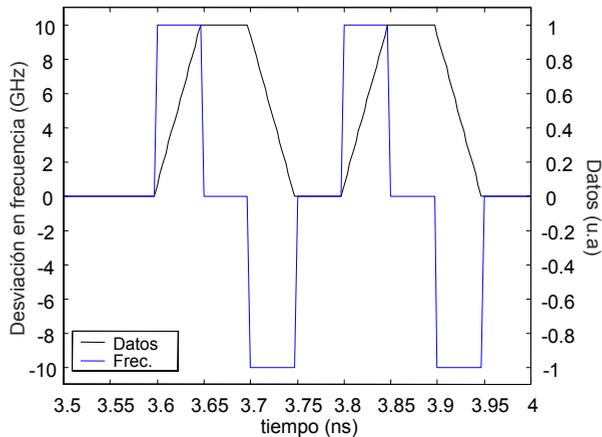


Figura 6.13. Esquema del sistema DPSK propuesto

Así pues, el nuevo esquema utiliza dos FBGs centradas en las frecuencias donde se espera el salto de la portadora óptica ( $f_c \pm \Delta f$ ). La red de difracción del brazo superior (FBG+) detectará los flancos de subida (desplazamientos de frecuencia positivos), mientras que la segunda red (FBG-) únicamente detectará la presencia de los flancos de bajada (desplazamientos de frecuencia negativos). Posteriormente cada una de las señales ópticas filtradas son fotodetectadas de manera independiente y combinadas. A continuación, mediante la utilización de una electrónica básica se recupera la forma de los datos inicialmente transmitidos. En otras palabras, a pesar de ser una modulación PSK, se está realizando un proceso similar a una detección FSK (*Frequency Shift-Keying*) no coherente en recepción.

### 6.3.2 Simulaciones.

A continuación se presentan algunas de las simulaciones realizadas con el software de simulación VPI TransmissionMaker. En la figura 6.14 se muestran los resultados de la simulación de una señal de datos a una velocidad de 10 Gbits/s ( $T_b=100$ ps) con un flanco de subida/bajada en forma de rampa y duración 50 ps.



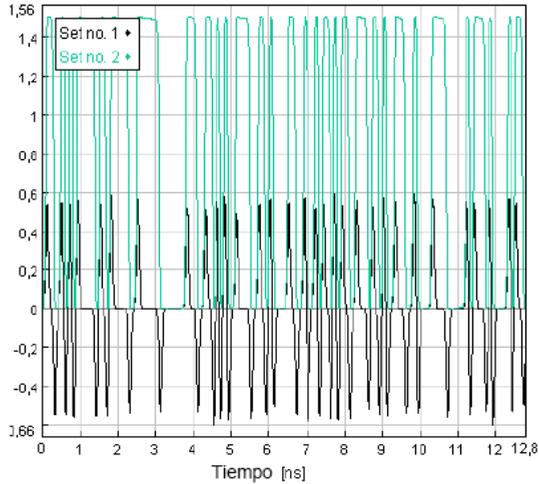
**Figura 6.14.** Relación entre la desviación de frecuencia y la forma y duración de los flancos.

Como se esperaba, durante el tiempo del cambio de fase (transiciones 0-1 y 1-0 de la señal de datos), se produce un cambio en el valor de la frecuencia de la portadora óptica. Además, este salto de frecuencia se corresponde con el valor descrito en la ecuación (6.8), en este caso  $\pm 10$  GHz, según sea un flanco de subida o de bajada.

La figura 6.15 muestra la señal resultante de combinar las salidas de los fotodiodos de ambos brazos en el punto A (negro) de la figura 6.13 y la señal reconstruida con un comparador y un filtro paso-bajo en el punto B (verde). Se puede observar cómo los picos de intensidad detectados se corresponden con las transiciones de 0 a 1 y de 1 a 0. Se han llevado a cabo diferentes simulaciones con velocidades desde 2.5 Gbps hasta 40 Gbps y en todos los casos, los resultados han sido satisfactorios.

### 6.3.3 Validación experimental.

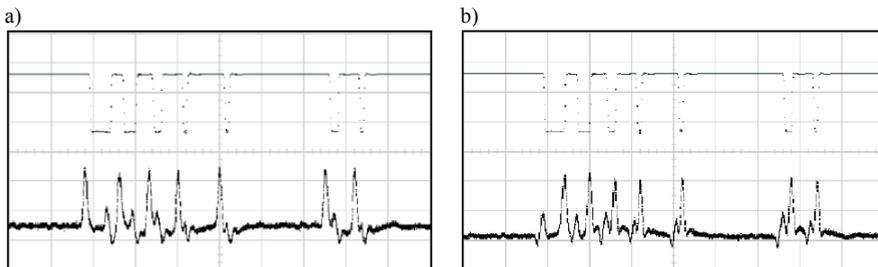
A continuación, se muestran los resultados experimentales obtenidos para validar el correcto funcionamiento del sistema. Para ello se ha medido por medio de un osciloscopio la señal eléctrica en el punto A de la figura 6.13. El transmisor utilizado se compone de una fuente láser sintonizable con una potencia de salida de -2dBm, un modulador externo de fase y un generador de secuencias aleatorias (PRBS) a 10 Gbps. La longitud de la secuencia de bits fue 27-1 con un probabilidad de “1” lógico de 7/8.



**Figura 6.15.** Señal recuperada a partir de la detección de flancos.

En recepción se utilizó una FBG en reflexión con una reflectividad de 0.5 y un ancho de banda (FWHM, *Full-Width Half Maximum*) de 6 GHz.

Los resultados se muestran en las figuras 6.16 (a) y (b). En la parte superior de ambas trazas se muestra la señal eléctrica transmitida; mientras que en la parte inferior aparecen los pulsos de detección de los desplazamientos (a) negativos (flancos de bajada) y (b) positivos (flancos de subida) de la frecuencia de la portadora óptica. Se observa claramente como las FBGs detectan perfectamente los flancos de subida y bajada, respectivamente.



**Figura 6.16.** Traza de la señal eléctrica transmitida y el pulso detectado (en unidades arbitrarias) para un desplazamiento (a) negativo (FBG-) y (b) positivo (FBG+).

Las escalas de tensión y tiempo de la figura 6.16 son 50mV/div y 1ns/div respectivamente. La presencia del rizado en las figuras se atribuye al desplazamiento del espectro, ya que parte de la energía de la señal se introduce en los lóbulos secundarios de la FBG y es captada por el fotodiodo. Este fenómeno puede ser mitigado diseñando adecuadamente la electrónica de reconstrucción del pulso y con una mejor apodización de las FBGs.

## 6.4. Acceso múltiple por división del código en el entorno óptico.

Las tecnologías de acceso múltiple por división en código en el entorno óptico (*Optical Code Division Multiple Access; OCDMA*) están siendo consideradas como una propuesta factible para acceder al medio de manera asíncrona [PRU86], y también para aprovechar sus propiedades de codificación óptica como herramienta para el reconocimiento de cabeceras en redes de conmutación de paquetes [WAN06]. En este apartado se ilustra la aplicación de las FBGs a la implementación de técnicas OCDMA de secuencia directa de tipo coherente (DS-OCDMA). Las FBGs utilizadas serán FBGs superestructuradas, o SSFBGs. Básicamente, en DS-OCDMA (también llamado OCDMA de tiempo ensanchado) de tipo coherente cada bit de información es codificado en un gran número de pulsos cortos o “chips” a lo largo del periodo del bit original. En este enfoque, los chips son modulados en fase binaria [PEH01] o cuaternaria [TEH02] de acuerdo a las propiedades de diseño de la familia de códigos (por ejemplo Secuencias-M o códigos de Gold). En el extremo decodificador, antes de la detección eléctrica, el pulso original es reconstruido empleando la misma palabra código invertida en tiempo y conjugada en fase. Un esquema del funcionamiento de esta técnica se ilustra en la figura 6.17. El nivel de rechazo apropiado entre palabras código ortogonales (denominado correlación cruzada o señal de interferencia) es un aspecto clave en sistemas multiusuario y éste depende de la familia de códigos, aunque lo más importante para la mejora del nivel de rechazo es el número de chips  $N$  del código utilizado.

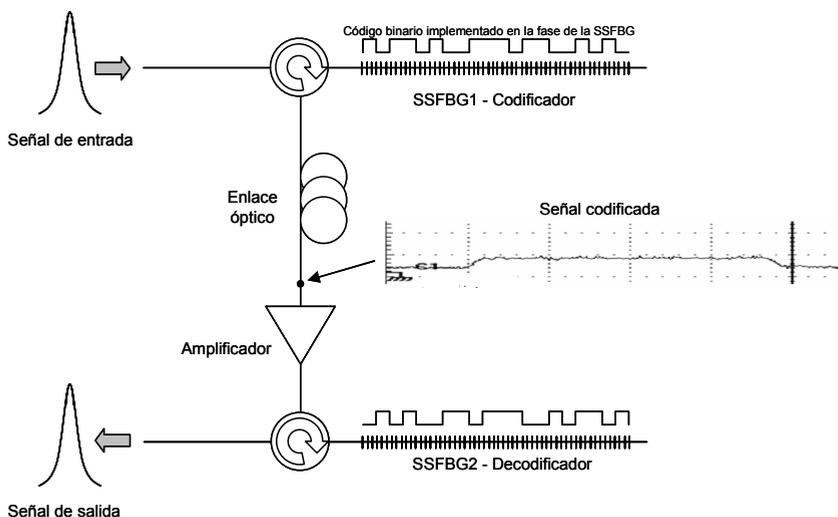


Figura 6.17. Esquema básico de funcionamiento de un sistema OCDMA.

En la codificación basada en SSFBGs, los pulsos cortos son aplicados a una red de difracción de Bragg (FBG), especialmente diseñada con una perturbación del índice de refracción de amplitud constante y con modulación de la fase local de Bragg. Los cambios de fase ópticos impresos a lo largo de la red se reflejan en la respuesta impulsiva mapeados en el eje de tiempos. La amplitud de la reflectividad local debe ser

mantenida constante y lo suficientemente débil para permitir la propagación del pulso a lo largo de toda la SSFBG sin que su potencia se reduzca durante este recorrido, además de que permanezca libre de distorsiones por múltiples reflexiones. Los codificadores basados en SSFBGs son económicos y completamente compatibles con la fibra, adicionalmente pueden ser construidos con un gran número de chips (por ejemplo  $N=511$  [TAR06]). A pesar de esto, los codificadores SSFBG descritos anteriormente presentan fuertes pérdidas de inserción ( $>10\text{dB}$  por dispositivo) debido a la baja reflectividad, que como se ha comentado es una condición impuesta para preservar sus buenas capacidades de codificación, y por lo tanto mantener baja la correlación cruzada entre códigos ortogonales.

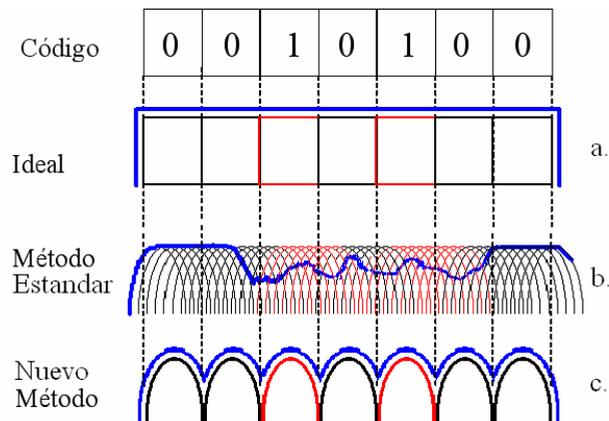
### 6.4.1 Fabricación de FBGs para sistemas DS-OCDMA.

En este apartado se muestra la estrategia empleada para fabricar las SS-FBGs y su correcto funcionamiento en un sistema DS-OCDMA.

Para fabricar las SS-FBGs, el factor limitante del sistema de fabricación es el tamaño del haz UV, que define la anchura de las redes individuales que conformaran por superposición la red final. Una SSFBG básicamente es una red uniforme con saltos de fase equiespaciados una determinada distancia (tamaño de chip). Debido a la técnica de fabricación empleada, cuando el sistema introduce un salto de fase entre dos exposiciones sucesivas se produce una cancelación entre los incrementos del índice de refracción inducidos por cada exposición, lo que provoca que el índice de refracción no aumente como debería, distorsionando el perfil de la red. En la figura 6.18(a) se muestra un ejemplo del índice de refracción deseado para un código determinado. Debido a que al introducir cada salto de fase, las perturbaciones producidas por las sucesivas exposiciones se cancelan durante una determinada distancia, el índice de refracción fabricado sería el que se muestra en la figura 6.18(b). Esto degrada de forma muy importante la funcionalidad de las SS-FBGs fabricadas de este modo, invalidando su uso como codificadores en sistemas DS-OCDMA.

Para solucionar este problema, se decide modificar el diseño de las SSFBGs. En el diseño original se considera que cada chip debe tener un perfil uniforme, pero realmente esta condición no es estrictamente necesaria. Tan solo es necesario que la luz se refleje principalmente en el punto central del chip, y en una FBG débil esa condición la cumple cualquier perfil simétrico no muy intenso centrado en la posición del chip. Es posible por lo tanto cambiar el perfil uniforme por uno gaussiano (el perfil del haz UV) sin perder las funcionalidades de la red como sistema codificador OCDMA.

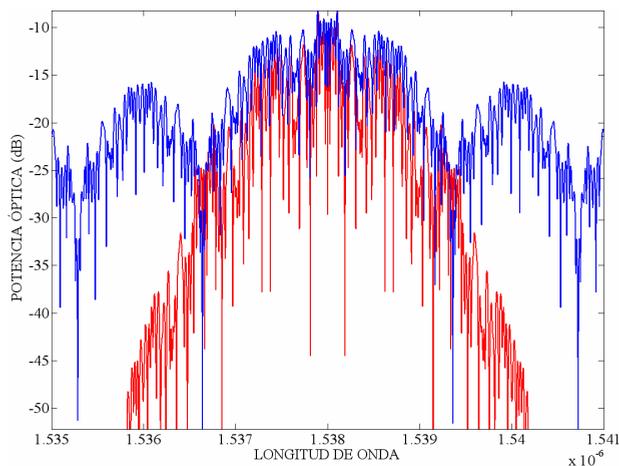
Esto se traduce en una modificación de la técnica de fabricación. En el caso de las SSFBG para OCDMA, en lugar de superponer múltiples redes individuales para conseguir un perfil uniforme, lo que se hace es hacer una única exposición por cada chip, en la posición central de este, produciendo por lo tanto un chirp con apodización gaussiana y de anchura determinada por la anchura del haz. Por lo tanto, en lugar de la FBG ideal diseñada inicialmente lo que se fabrica es el perfil que se ilustra en la figura 6.18(c).



**Figura 6.18.** Técnica empleada para fabricar las SSFBGs empleadas en el sistema DS-OCMA.

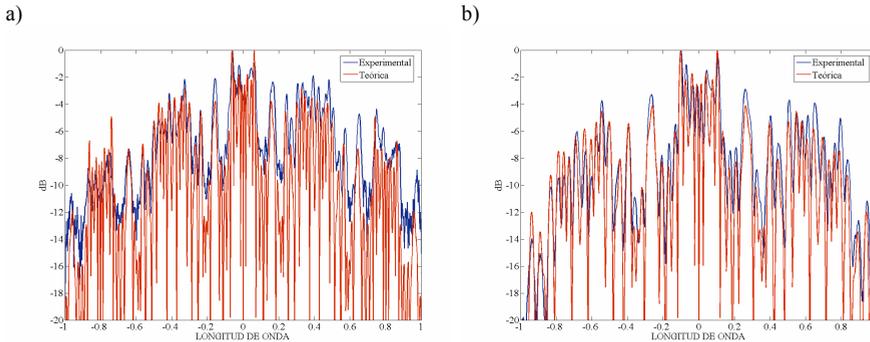
Debido a la anchura del haz UV (~500 micras), se ha estimado que la anchura mínima posible del chip es de 600 micras. Por lo tanto, la anchura del haz limita el tamaño máximo del chip de la SSFBG que se puede fabricar. Es deseable que el chip tenga el menor tamaño posible, dado que esto permite trabajar con mayores tasas de bit y además las SSFBG con chips pequeños son más estables en temperatura.

En la figura 6.19 se muestra una comparación entre el espectro de la red SSFBG fabricada idealmente (azul), y la red SSFBG fabricada por chips de perfil gaussiano (rojo). Como puede apreciarse, el grado de coincidencia es muy alto en la zona del lóbulo central, que contiene el 90% de la potencia óptica reflejada, por lo que esta comparación sugiere que la aproximación para la fabricación de las SSFBG puede ser válida.



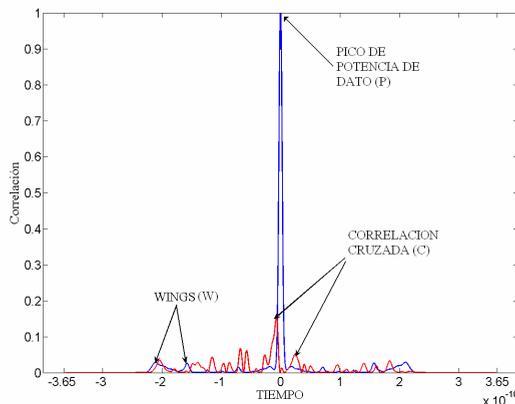
**Figura 6.19.** Comparación de los espectros producidos por los chips uniformes (azul) y gaussianos (rojo).

Este tipo de SSFBGs con apodización gaussiana de cada chip pueden ser fabricadas de forma muy precisa dadas las características del sistema de fabricación. En la figura 6.20 se muestra la comparación entre el espectro simulado y el medido para SSFBGs con tamaños de chip de 1.0 mm y 0.6 mm respectivamente. Como se aprecia, la concordancia entre los espectros es muy alta.



**Figura 6.20.** Comparación de los espectros simulados (rojo) y los medidos experimentalmente (azul) para un tamaño de chip de 1.0 mm (a) y de 0.6 mm (b).

Por último, en la figura 6.21 se muestra una captura adquirida con un osciloscopio óptico de muestreo de la señal obtenida al decodificar el pulso para el caso en el que la SSFBG decodificadora utiliza el código conjugado del de la SSFBG codificadora (azul) y para el caso en el que ambas SSFBGs utilizan códigos ortogonales (rojo). Se aprecia claramente como se puede reconstruir el pulso en el caso de utilizar SSFBGs con códigos conjugados y como no se obtiene información en el caso de utilizar SSFBGs con códigos ortogonales.



**Figura 6.21.** Señal decodificada a la salida del sistema DS-OCDMA cuando los códigos de las SSFBGs son conjugados (azul) y cuando son ortogonales (rojo).

### 6.4.2 Diseño de SSFBGs de alta reflectividad para sistemas DS-OCDMA.

Como se ha visto en el apartado anterior, las SSFBGs suelen ser diseñadas con variaciones del índice de refracción uniformes y modulaciones de la fase local. La reflectividad de cada chip debe ser baja para permitir al pulso propagarse por el interior de la SSFBG sin pérdida significativa de potencia y minimizando el efecto de las reflexiones múltiples. Debido a esta baja reflectividad, las pérdidas de inserción de este tipo de dispositivos son elevadas ( $>10$  dB). En la literatura se ha propuesto una función de apodización de la variación del índice de refracción que compensa las pérdidas y permite incrementar la reflectividad local [WAN04]. Esto provoca una disminución de las pérdidas de inserción, pero no evita la distorsión de la respuesta impulsiva producida por las múltiples reflexiones.

En este apartado se muestra una técnica de compensación completa basada en la aplicación de métodos de síntesis al diseño de las SSFBGs, con la que se consigue el perfil de índice de refracción específico que proporciona una respuesta impulsiva idealmente plana para los codificadores y decodificadores. Ésta es una propuesta integral que solventa las pérdidas de potencia y la compensación por múltiples reflexiones de una SSFBG de alta reflectividad.

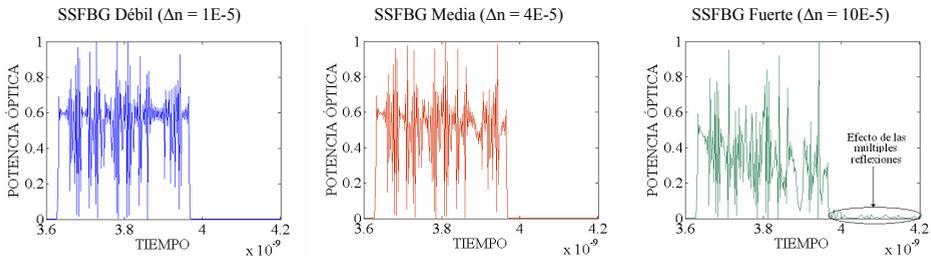
El proceso de diseño propuesto es inverso al proceso estándar empleado en SSFBGs de reflectividad baja. En el proceso estándar, la palabra código seleccionada que contiene los chips modulados en fase binaria es mapeada sobre la fase del coeficiente de acoplamiento complejo descrito por:

$$q(z) = |q(z)| \exp(j\phi(z)) \quad (6.9)$$

donde  $|q(z)|$  es proporcional al perfil de la perturbación del índice de refracción  $\Delta n(z)$ , y  $\phi(z)$  contiene los cambios de fase dictados por la palabra código en las posiciones adecuadas de los chips. Por lo tanto, una vez determinado el valor de  $\Delta n$  que fija el valor de la reflectividad, se introduce las variaciones de fase en el argumento de  $q(z)$  y se obtiene el perfil de refracción complejo a fabricar. Si para reducir las pérdidas de inserción se intenta aumentar la reflectividad de cada chip incrementando el valor del índice de refracción, a partir de valores de  $\Delta n > 7E-5$  se empieza a observar una degradación en la respuesta impulsiva debido a la diferencia en la potencia óptica que incide sobre cada chip y al efecto de las reflexiones múltiples. Para ilustrar esta degradación se han fabricado tres SSFBGs con distintos valores de la amplitud del índice de refracción: bajo ( $1E-5$ ), medio ( $4E-5$ ) y alto ( $1E-4$ ). En la figura 6.22 se observa claramente como, conforme aumenta la fuerza de cada chip, la respuesta impulsional deja de tener un valor uniforme y además presenta mayores fluctuaciones debido al mayor impacto de las reflexiones múltiples.

Para evitar esta degradación de la respuesta impulsional se van a diseñar las SSFBGs siguiendo el proceso inverso. En primer lugar se fija la respuesta impulsiva que se desea del dispositivo, que será uniforme y sin la degradación causada por las reflexiones

múltiples. Posteriormente se busca, mediante un método de síntesis, el perfil de coeficiente complejo específico que proporcione dicha respuesta impulsiva.



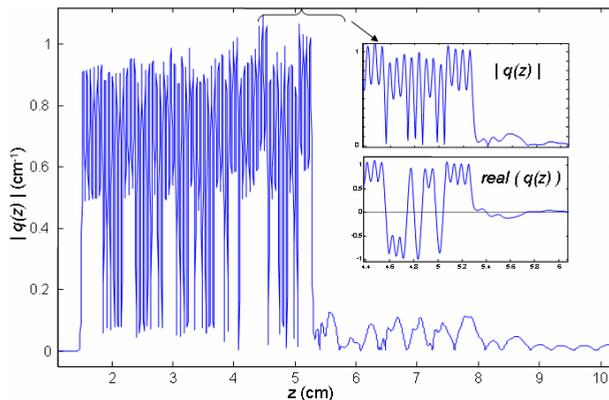
**Figura 6.22.** Respuesta impulsional de la SSFBG para distintos valores de la variación del índice de refracción.

Este coeficiente complejo, por lo tanto, no tiene porque presentar un valor uniforme para la amplitud de todos los chips. De hecho, ni siquiera tiene porque consistir en un número determinado y claramente definido de chips. Es cualquier perfil del índice de refracción que proporciona la respuesta impulsiva necesaria para el correcto funcionamiento del sistema DS-OCDMA.

Para verificar el proceso se aplica este a una palabra código de 63 chips de una familia de códigos de Gold como la definida en [PEH01]. Para construir la respuesta objetivo los parámetros del sistema son un tiempo de chip de 5.74 ps ( $\sim 174$  Gchip/s) y un ancho de chip de aproximadamente 3 ps para evitar el borrado entre chips. Se asume una forma de chip gaussiano. Finalmente, la amplitud del chip en la respuesta impulsiva es ajustada de forma que se obtenga la reflectividad de pico deseada empleando la relación:

$$R(w) = |FT[h(t)]|^2 \quad (6.10)$$

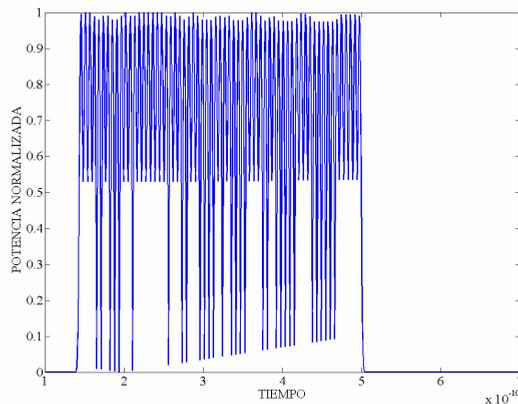
La figura 6.23 muestra la función  $q(z)$  obtenida para el codificador 1 [C1] empleando el método de síntesis conocido como DLP (Discrete Layer Peeling) [SKA01].



**Figura 6.23.** Función del codificador  $q(z)[C1]$  obtenida mediante el método de síntesis DLP.

Este mismo proceso ha sido realizado para el decodificador tomando la información de la palabra código en la dirección opuesta y conjugando las fases, lo que nos da un perfil diferente de  $q(z)$ . Se puede apreciar como en este diseño la amplitud de cada chip es diferente, resultando mayores las amplitudes de los chips posteriores para de este modo compensar la menos potencia óptica que incide sobre ellos. También se aprecia como la FBG sintetizada de este modo no se limita a los 63 chips de la palabra código, sino que incluye tras estos una variación del índice de refracción de menor amplitud que, junto con la variación en las amplitudes de los chips, se encarga de compensar el efecto de las reflexiones múltiples.

En la figura 6.23 se puede observar como el perfil sintetizado integra en cada paso (cada chip discreto) la amplitud requerida y la fase para compensar la pérdida de potencia sufrida en cada punto y las causadas por el efecto de las múltiples reflexiones en el resto de la estructura de la SSFBG. El perfil sintetizado de  $q(z)[C1]$  sobrepasa el tamaño o duración del código original (es decir al  $63 \times 0.6 \text{mm} = 37.8$ ) compensando incluso las múltiples reflexiones que recaen fuera de dicho rango.



**Figura 6.24.** Módulo de la respuesta impulsiva  $h(t)[C1]$  teórica sintetizada.

Para verificar el perfil sintetizado, se emplea un método de análisis estándar como la solución numérica de la ecuación de acoplo de modo sobre el coeficiente  $q(z)[C1]$  sintetizado y finalmente realizando la transformada inversa del coeficiente de reflexión se obtiene la respuesta impulsiva ( $h(t)[C1]$ ). El resultado se muestra en la figura 6.24.

Se procede a la fabricación del perfil sintetizado,  $q(z)[C1]$ , utilizando técnicas de fabricación diferentes para la zona de los chips y para la zona continua posterior. Para realizar la comparación pertinente, se han fabricado también dos dispositivos con amplitud uniforme (proceso estándar) y con valores diferentes del incremento de la amplitud de la variación del índice de refracción de los chips. En la figura 6.25 se muestran los espectros correspondientes a las SSFBGs fabricadas. Se han fabricado dos SSFBGs de diferente fuerza utilizando el método estándar, una más débil ( $|q| \sim 0.18 \text{ cm}^{-1}$ , SSFBG-LR) y otra mucho más fuerte ( $|q| \sim 1.44 \text{ cm}^{-1}$ , SSFBG-HR). También se ha fabricado la SSFBG sintetizada cuyo perfil se muestra en la figura 6.23 (SSFBG-QZ).

Como se puede apreciar, las SSFBGs fuertes, tanto la fabricada con el método estándar como la sintetizada, tienen una reflectividad en torno a 8 dB superior a la SSFBG débil.

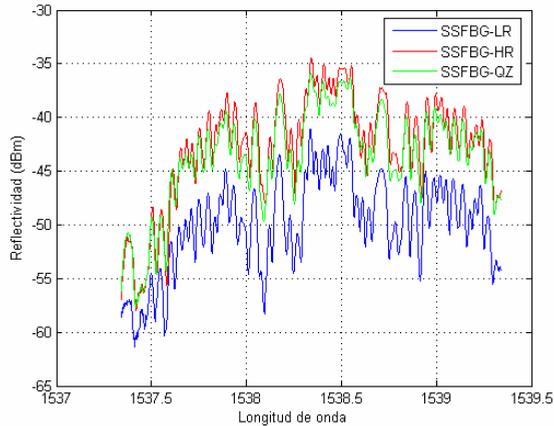


Figura 6.25. Espectros de las SSFBGs fabricadas

Se mide la respuesta impulsiva para cada una de estas tres SSFBGs. Para ello se utiliza una señal láser MLL (Mode-Locked láser) que genera pulsos de aproximadamente 3 ps de duración a 1.25 GHz. Las señales reflejadas son detectadas y medidas con un osciloscopio de muestreo con 30 GHz de ancho de banda. Los resultados se muestran en la figura 6.26. La SSFBG-LR (figura 6.26(a)) presenta una señal codificada plana sin reducción de potencia. Este es el caso óptimo para codificar pero el pico de reflectividad medido es de tan solo -8 dB. Todos los picos de reflectividad se han medido empleando una fuente de luz blanca y un analizador de espectros ópticos con resolución de 10 pm.

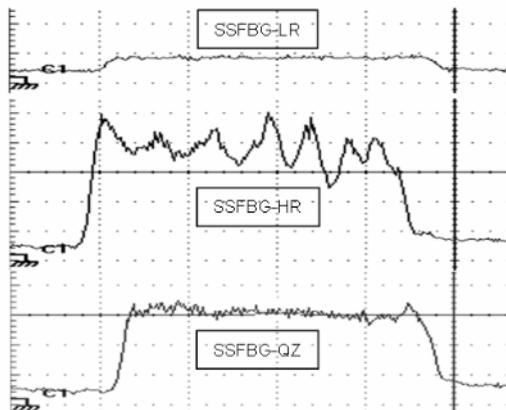
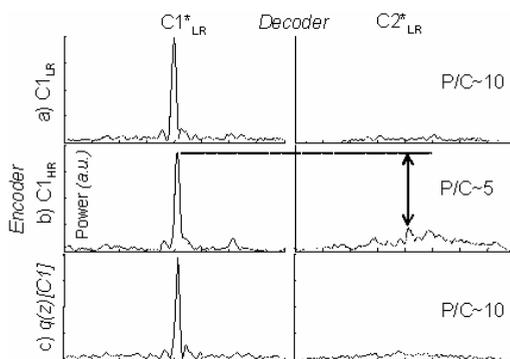


Figura 6.26. Respuesta impulsiva  $h(t)$  para SSFBG-LR (a), SSFBG-HR (b) y SSFBG-QZ (c).

La figura 6.26(b) muestra la respuesta para la SSFBG-HR, que presenta un pico de reflectividad de -2 dB pero con un perfil codificado demasiado deteriorado. Finalmente la figura 6.26(c) muestra la respuesta casi plana de la SSFBG-QZ, que además proporciona un pico de reflectividad de -3 dB, lo cual representa una reducción de 5 dB en las pérdidas de inserción con respecto a los codificadores débiles pero manteniendo una apropiada capacidad de codificación. Por lo tanto, esta nueva técnica de diseño de las SSFBGs para sistemas DS-OCMA permite reducir las pérdidas de inserción de estos dispositivos sin degradar su capacidad de codificación.

Con el objeto de verificar que efectivamente la capacidad de codificar se mantenía inalterada se llevo a cabo un experimento sencillo. Primero se han codificado los pulsos con el dispositivo LR basados en la palabra de código 1 (LR\_C1) y se han decodificado consecutivamente con el dispositivo LR correspondiente (LR\_C1\*) obteniendo el pico de autocorrelación, y luego con una palabra de código ortogonal (LR\_C2\*) perteneciente a la misma familia de códigos Gold de 63 chips como en [PEH01], para obtener la medida de la correlación cruzada que se muestra en la figura 6.27(a). La razón entre el pico de autocorrelación (P) y el pico de correlación cruzada (C) fue para este caso  $P/C=10$ .

Posteriormente se substituyó el codificador LR por uno HR repitiendo la decodificación con LR\_C1\* y LR\_C2\*, cuyos resultados se muestran en la figura 6.27(b). Ahora la relación  $P/C$  se redujo en un 50% que supone en promedio un incremento de 3 dB en la potencia de la señal interferente.



**Figura 6.27.** Autocorrelación y correlación cruzada usando las SSFBG LR (a), HR (b) y QZ (c).

Finalmente se emplea el dispositivo con perfil sintetizado QZ\_C1 como codificador y la relación  $P/C$  vuelve a tomar los valores originales, como se aprecia en la figura 6.27(c), pero con una clara mejora en términos de pérdidas por inserción.

## 6.5. Conclusiones del capítulo.

En este capítulo se han mostrado diversas aplicaciones prácticas de las FBGs producidas por el sistema de fabricación del GCOC al campo de las telecomunicaciones. Más concretamente se ha mostrado su aplicación al campo del procesado de señales de RF y de microondas con dos ejemplos. El primero de ellos utiliza las FBGs fabricadas como una estructura resonante para implementar un filtro de elevada selectividad, y el segundo utiliza una estructura formada por cuatro FBGs con saltos de fase inscritas sobre un único trozo de fibra para implementar un filtro óptico incoherente cuyos coeficientes son sintonizables y complejos.

También se ha mostrado su aplicación a la detección directa de señales ópticas con modulación DPSK, implementando un sistema de detección balanceado que mejora en muchos aspectos a los sistemas interferométricos convencionales.

Por último, se ha mostrado su aplicación a la codificación/decodificación de pulsos en sistemas DS-OCDMA. Además, se ha desarrollado un proceso de diseño basado en algoritmos de síntesis que permite la fabricación de codificadores con variaciones del índice de refracción más elevadas, para reducir las pérdidas de inserción pero evitando aumentar la degradación debida al efecto de las múltiples reflexiones y de la reducción de la potencia óptica que se produce en función del número de chips que atraviesa el pulso óptico.

## Referencias.

- [AGR95] Agrawal, G. P. "Nonlinear fiber optics," 2<sup>nd</sup> edition New York: Academic Press, 1995.
- [AZA01-1] Azaña, J., Muriel, M. A., "Temporal self-imaging effects: Theory and application for multiplying pulse repetition rates," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 7(4), pp. 728-744, 2001.
- [AZA01-2] Azaña, J., Muriel, M. A., "Real-time Fourier transformations performed simultaneously over multiwavelength signals," Photon. Tech. Lett., Vol 13 (1), pp. 55-57, 2001.
- [BAL90] Ball, G. A., W. W. Morey, and P. Waters, "Nd fiber laser utilizing intra-core Bragg reflectors", Electronics Letters, Vol. 26, 1990, pp. 1829-1830.
- [BAL91] Ball, G. A., W. W. Morey and W. H. Glenn, "Standing-wave monomode erbium fiber laser," IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3, 1991, pp. 613-615.
- [BAL92] Ball, G. A. and W. W. Morey, "Continuously tunable single-mode erbium fiber laser," Optics Letters, Vol. 17, 1992, pp. 420-422.
- [BAL93] Ball, G. A., et al., "Modelling of short, single frequency fiber laser in high gain fiber" IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, 1993, pp. 649-651.
- [BAL94] Ball, G. A., W. H. Glenn, and W. W. Morey, "Programmable fiber optic delay line," IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6, 1994, pp. 741-743.
- [BAY94] Bayart, D., D. Cleasca, and L. Hamon, "Experimental investigation of the gain flatness characteristics of 1.55  $\mu\text{m}$  erbium-doped fluoride fiber," IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6, 1994, pp. 613-615.
- [BOS03] G. Bosco and P. Poggiolini, "The Effect of Receiver Imperfections on the Performance of Direct-Detection Optical Systems using DPSK Modulation", *The6 OFC 2003*, vol. 2, 457-458 (2003).
- [CAP92] J. Capmany, J. Cascon, "Optical programmable transversal filters using fiber amplifiers", Electron. Lett., Vol. 28 (13), pp. 1245-1246, 1992.
- [CAP05] J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor and S. Sales, "Discrete-time optical processing of microwave signals". IEEE/OSA J. Lightwave Technol., vol. 25, no. 2, pp. 702-723, February 2005.
- [CAR86] A. B. Carlson, *Communication Systems*, McGraw-Hill Internacional Editions, 3th Edition (1986).

- [CHA02] E.H.W. Chan, K.E. Alameh and R.A. Minasian, 'Photonic bandpass filter with high skirt selectivity and stopband attenuation', *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, pp. 1962-1967 (2002).
- [CHA04] E.H.W. Chan, R.A. Minasian, 'Erbium-doped fiber amplifier gain characteristics inside active delay line structures', *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, 2338-2340 (2004).
- [CHA77] C. Chang, J. A. Cassaboom, and H. F. Taylor, "Fiber optic delay line devices for RF signal rprocessing," *Electron. Lett.*, vol. 13, pp. 678-680, 1977.
- [CHI90] T. Chikama et al., "Modulation and Demodulation Techniques in Optical Heterodyne PSK Transmission Systems", *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 8, n° 3, 309-322 (1990).
- [CHR03] Chris Xu, Xiang Liu, Linn F. Mollenauer and Xing Wei, "Comparison of return to zero differential phase-shift keying and On-off Keying in long-haul dispersión manager transmission", *Photonic Technology Letters*, vol. 15, n° 4, 617-619 (2003).
- [DAV84] D. E. N. Davies and G. W. James, "Fiber and integrated optical devices for signal processing," *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 95-96, 1984.
- [DAV91] Davey, R. P. et al. "Mode-locked erbium fiber laser with wavelength selection by means of fiber Bragg grating reflector," *Electronics Letters*, Vol. 31, 1991, pp. 2087-2088.
- [FIE94] Fielding, A. et al. "Compact all-fiber wavelength drop and insert filter," *Electronics Letters*, Vol. 30, 1994, pp. 2160-2161.
- [GIL95] Giles, C. R., V. Mizrahi and T. Erdogan, "Polarization-independent phase conjugation in a reflective optical mixer," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, 1995, pp. 126-128.
- [GIL97] Giles, C. R. "Lightwave applications of fiber Bragg gratings," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, 1997, pp. 1391-1404.
- [GNA03] A. Gnauck, "40-Gb/s RZ-Differential Phase Shift Keyed Transmission", *The1 OFC*, vol.2, 450-451 (2003).
- [HIL87] Hill, K. O. et al. "Narrow-bandwidth optical waveguide transmission filters: A new design concept and applications to optical fiber communications," *Electronics Letters*, Vol. 23, 1987, pp. 464-465.
- [HOO03] Hoon Kim, A.H. Gnauck, "Experimental investigation of the performance limitation of DPSK system due to nonlinear phase noise", *Photonics Technology Letters*, vol. 15, n° 2, 320-322 (2003).

- [HUN97] D.B. Hunter and R.A. Minasian, 'Photonic signal processing of microwave signals using active-fiber Bragg-grating-pair structure', *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol 8, pp. 1463-1466 (1997).
- [JAC85] K. Jackson, S. Newton, B. Moslehi, M. Tur, C. Cutler, J. Goodman, and H. J. Shaw, "Optical fiber delay-line signal processing," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 33, pp. 193–204, 1985.
- [JAC87] K. P. Jackson and H. J. Shaw, "Fiber-optic delay-line signal processors," in *Optical Signal Processing*. San Diego, CA: Academic, 1987, ch. 7.
- [LEE99] S. Lee, R. Khosravani, J. Peng, V. Grubsky, D. S. Starodubov, A. E. Willer, J. Feinberg, 'Adjustable Compensation of Polarization Mode Dispersion Using a High-Birefringence Nonlinearly Chirped Fiber Bragg Grating', *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.11, No 10 Octubre 1999
- [LOA04] A. Loayssa, R. Hernandez, D. Benito, S. Galech, "Characterization of stimulated Brillouin scattering spectra by use of optical single sideband modulation", *Opt. Lett.*, 29, pp. 638-640 (2004).
- [LOA06-1] A. Loayssa, J. Capmany, M. Sagues, J. Mora, "Demonstration of Incoherent Microwave Photonic filters with complex coefficients", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 18, 1744-1746 (2006).
- [LOA06-2] A. Loayssa, F. J. Lahoz, "Broadband RF photonic phase shifter based on stimulated Brillouin scattering and single sideband modulation", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 18, 208-210 (2006).
- [MOL95] Molony, A., C. Edge and I. Bennion, "Fiber grating time delay element for phased array antennas," *Electronics Letters*, Vol. 31, 1995, pp. 1485-1486.
- [MOS84] B. Moslehi, J. Goodman, M. Tur, and H. J. Shaw, "Fiber-optic lattice signal processing," *Proc. IEEE*, vol. 72, pp. 909–930, 1984.
- [MUG03] Muguang Wang, Tangjun Li, Shuisheng Jian, 'Tuneable PMD compensator based on high-birefringence linearly chirped FBG with cantilever beam', *Optics Express*, Vol.11, No19 Septiembre 2003
- [OTH96] Othonos, A., X. Lee, and D. P. Tsai, "Spectrally broadband Bragg grating mirror for an erbium-doped fiber laser", *Optical Engineering*, Vol. 35, 1996, pp. 1088-1092.
- [OUL91] Oullete, F., "All-fiber filter for efficient dispersion compensation," *Optics Letters*, Vol. 16, 1991, pp. 303-305..
- [PAS04] D. Pastor et al, 'Tunable microwave photonic filter for noise and interference suppression in UMTS base stations', *IEEE Photon. Tech. Lett.*, in revision (2004)

- [PEH01] Peh Chiong Teh et al., "A Comparative Study of the Performance of Seven- and 63-Chip Optical Code-Division Multiple-Access Encoders and Decoders Based on Superstructured Fiber Bragg Gratings", *J. Lightwave Technol.* 19, 1352-1362 (2001).
- [PRE07-1] M. A. Preciado, V. Garcia-Munoz, M. A. Muriel, "Grating design of oppositely chirped FBGs for pulse shaping", *Photon. Tech. Lett.*, Vol. 19 (6), pp. 435-437, 2007.
- [PRE07-2] M. A. Preciado, V. Garcia-Munoz, M. A. Muriel, "Ultrafast all-optical Nth-order differentiator based on chirped fiber Bragg gratings", *Optics Express*, Vol. 15 (12), pp. 7196-7201, 2007.
- [PRU86] P. R. Prucnal, M. A. Santoro, and T. R. Fan, "Spread spectrum fiberoptic local area network using optical processing", *J. Lightwave Technol.*, vol. 4, pp. 547-554, May 1986.
- [SAG07-1] M. Sagues, A. Loayssa, J. Capmany, "Multitap complex-coefficient incoherent microwave photonic filter based on stimulated Brillouin scattering", *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 19, 1194-1196 (2007).
- [SAG07-2] M. Sagues, A. Loayssa, J. Capmany, D. Benito, S. Sales, and R. Garcia-Olcina, "Tunable complex-coefficient incoherent microwave photonic filters based on optical single-sideband modulation and narrow-band optical filtering," in *Proc. Optical Fiber Communications Conference (OFC'2007)* paper OWU5.
- [SAL90] Saleh, A. A. M., et al. "Modelling of gain in erbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, 1990.
- [SIN04] J. Sinsky, A. Adamiecki, A. Gnauck, C. Burrus, J. Leuthold, O. Wohlgenuth, S. Chandrasekhar, and A. Umbach, "RZ-DPSK transmission using a 42.7-Gb/s integrated balanced optical front end with record sensitivity," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, 180-185 (2004).
- [SKA01] Skaar, J., Wang, L., Erdogan, L.: 'On the Synthesis of Fiber Bragg Gratings by Layer Peeling', *Jour. of Quantum Elec.*, Vol. 37, (2), pp. 165-173, 2001.
- [TAR06] Taro Hamanaka et al., "Ten-User Truly Asynchronous Gigabit OCDMA Transmission Experiment With a 511-Chip SSFBG En/Decoder," *J. Lightwave Technol.* 24, 98-102 (2006).
- [TAY79] H. F. Taylor, "Fiber and integrated optical devices for signal processing," *SPIE*, vol. 176, pp. 17-27, 1979.
- [TEH02] P. C. Teh, et al., "Demonstration of a Four-Channel WDM/OCDMA System Using 255-Chip 320-Gchip/s Quaternary Phase Coding Gratings," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14, 227-229 (2002).

- [WAN04] X. Wang, A. Nishiki and K. Kitayama, "Improvement of the coding performance of SSFBG en/decoder by apodization technique," *Microwave and Optical Techno. Lett.* 43, 247-250 (2004)
- [WAN06] Xu. Wang et al., "Experimental Demonstration of OCDMA Traffic Over Optical Packet Switching Network With Hybrid PLC and SSFBG En/Decoders," *J. Lighthwave. Technol.* 24, 3012- (2006).
- [WIL94] J. A. R. Williams, I. Bennion, K. Sugden and N. J. Doran, "Fiber dispersion compensation using a chirped in fiber Bragg grating," *Electronics Letters*, Vol. 30, 1994, pp. 985-987.
- [WIL96] J. A. R. Williams, L. A. Everall, I. Bennion, and N. J. Doran, "Fiber Bragg grating fabrication for dispersion slope compensation," *Photon. Tech. Lett.*, Vol. 30 (9), pp. 1187-1189, 1996.
- [WIN03] P.J. Winzer y H. Kim, "Degradations in Balanced DPSK Receivers", *Photonic Technology Letters*, vol. 15, nº 9, 1282-1284 (2003).
- [WIN85] Winful, H. G. "Pulse compression in optical fiber filters," *Applied Physics Letters*, Vol. 46, 1985, pp. 527-529.
- [XIN04] Xinyong Dong, N. Q. Ngo, P. Shum, Jun Hong Ng, Xiufeng Yang, Guoxiang Ning, Chao Lu, 'Tuneable Compensation of First-Order PMD Using a High-Birefringence Linearly Chirped Fiber Bragg Grating', *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.16, No 3 Marzo 2004
- [YAR79] Yariv, A., D. Fekete, and D. M. Pepper, "Compensation for channel dispersion by nonlinear optical phase conjugation," *Optics Letters*, Vol. 4, 1979, pp. 52-54.
- [YOU99] N. You and R.A. Minasian, 'A novel high-Q optical microwave processor using hybrid delay line filters', *IEEE Trans. Microwave Theory and Techiques*, vol. 47, pp. 1304-1308 (1999).

# Capítulo 7

## Conclusiones y líneas futuras.

### 7.1 Conclusiones

En esta tesis se ha descrito la implementación de un sistema de fabricación de altas prestaciones de redes de difracción de Bragg en fibra (*Fiber Bragg Gratings; FBGs*) en el seno del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas de la Universidad Politécnica de Valencia. También se han presentado diversas aplicaciones de las FBGs en los campos de los sensores ópticos y a los sistemas de comunicaciones ópticas.

En el primer capítulo se ha descrito la importancia de las FBGs como dispositivos ópticos cruciales en los sistemas de comunicaciones ópticas actuales, se ha justificado la motivación de este trabajo de tesis y se ha explicado la estructura de los capítulos.

En el Capítulo 2 se ha realizado una introducción a las FBGs. En primer lugar se ha descrito su naturaleza y su comportamiento, y a continuación se ha explicado el modelo teórico basado en la teoría de acoplo de modos. Se han presentado soluciones a este modelo teórico, tanto soluciones analíticas en aquellos casos en los que es posible, como soluciones numéricas. Se ha presentado también el problema inverso o de síntesis. A continuación, se han mostrado los tipos más comunes de FBGs, y se ha realizado una breve introducción histórica a las FBGs. Por último, se han descrito las técnicas de fabricación de FBGs más habituales.

En el Capítulo 3, se ha descrito el sistema de fabricación de FBGs desarrollado comentando detalladamente tanto los elementos que componen el sistema como su funcionamiento, así como también la forma de obtener diferentes tipos de FBGs. Asimismo, se ha descrito la implementación de un sistema de apuntamiento del haz UV

que permite mejorar la calidad y la repetibilidad de las FBGs fabricadas. Se han modelado matemáticamente las prestaciones del sistema de fabricación, y se ha determinado la fotosensibilidad de la fibra. Se ha descrito el proceso llevado a cabo para la automatización del sistema, y se ha mostrado la implementación de un algoritmo para compensar el efecto que la no linealidad de la fotosensibilidad produce sobre la respuesta espectral. Por último, se han comentado las prestaciones del sistema, y se han discutido sus limitaciones.

En el Capítulo 4, se ha realizado un estudio sobre las propiedades de polarización de las FBGs: retardo de grupo diferencial (*differential group delay; DGD*), pérdidas dependientes de la polarización (*polarization dependent losses; PDL*) y parámetros de Stokes. Se ha comprobado como la birrefringencia inducida por la irradiación lateral, junto con la birrefringencia intrínseca de la propia fibra, aunque tiene un efecto inapreciable sobre la respuesta espectral, tiene un efecto muy significativo sobre estas propiedades de polarización. Se han modelado estas propiedades de polarización en función de los parámetros físicos de la FBG, y se ha realizado un montaje experimental que ha permitido validar este modelo. Por último, se ha mostrado como estas propiedades de polarización pueden utilizarse para el sensado de tensiones transversales de forma independiente de las variaciones de la temperatura.

En el Capítulo 5, se ha mostrado la sensibilidad inherente de las FBGs a variaciones de tensión y de temperatura, y cómo se puede discriminar entre estas dos magnitudes. Se ha demostrado que las FBGs son lo suficientemente estables a largo plazo para ser empleadas como sensores, y se han mostrado también resultados experimentales que confirman su correcto funcionamiento como sensores de tensiones mecánicas sobre estructuras de hormigón, tanto en tracción como en compresión. Se ha descrito el diseño y fabricación de un sensor multiparamétrico para estructuras de hormigón, es decir, un sensor que es capaz de medir simultáneamente varios de los parámetros físicos implicados en los procesos de degradación de estructuras de hormigón: tensión mecánica, temperatura, humedad y pH. También se ha mostrado el diseño y fabricación de un nuevo tipo de sensor, basado en la introducción de saltos de fase entre FBGs. Por último, se ha mostrado el diseño e implementación de un demostrador experimental de un sistema de interrogación capaz de soportar un elevado número de sensores utilizando fundamentalmente componentes ópticos disponibles comercialmente.

En el Capítulo 6, se han mostrado diversas aplicaciones de las FBGs al campo de las telecomunicaciones. En primer lugar, se han mostrado dos aplicaciones relacionadas con el procesado fotónico de señales de microondas. La primera consiste en la utilización de una FBG para conseguir un filtro fotónico de microondas de muy alta selectividad, y la segunda consiste en utilizar un array de FBGs con saltos de fase para la implementación de un filtro fotónico de microondas con coeficientes complejos y sintonizables. En segundo lugar, se ha mostrado la aplicación de las FBGs para la detección directa de señales DPSK (*"Differential Phase Shift Keying"*), y por último se ha mostrado la aplicación de las FBGs a la codificación y decodificación de señales en sistemas OCDMA (*"Optical Code Division Multiple Access"*), tanto en lo referente a su uso como codificadores y a una evaluación de sus prestaciones, como en lo referente a mejoras en el diseño de las FBGs que permiten mejorar el rendimiento de los sistemas OCDMA.

En el capítulo 7 se han mostrado las conclusiones extraídas por el autor sobre este trabajo de tesis, así como una descripción de las líneas futuras a realizar.

## 7.2 Líneas futuras

En este apartado se describen las tareas a realizar en el futuro tanto sobre el sistema de fabricación como en los campos del sensado óptico y de los sistemas de comunicaciones ópticas.

En lo relativo al propio sistema de fabricación, se pretende implementar en el futuro las mejoras descritas en el apartado 3.7.2, lo que permitirá superar algunas de las limitaciones actuales del sistema e incrementar todavía más su versatilidad. En concreto, se pretende transformar el sistema en un sistema interferométrico, lo que permitirá sintonizar la longitud de onda de resonancia deseada sin necesidad de cambiar la máscara de fase. También se pretende sustituir el obturador electromecánico por un modulador acustoóptico, que permitirá reducir de manera significativa el tiempo necesario para la fabricación de las FBGs así como mejorar su calidad al aumentar enormemente el número de exposiciones que se solapan. Por último, se está finalizando el ajuste de un nuevo sistema de apuntamiento completamente digital, que permitirá mejorar el control sobre los niveles de fluorescencia y por lo tanto controlar mejor la incidencia del haz UV sobre la fibra fotosensible.

En lo referente a las aplicaciones de las FBGs al sensado, los proyectos futuros se centran en la aplicación industrial de los sensores desarrollados. Se prevé la participación en proyectos conjuntos con empresas como Sacyr, ESA o INTA para la utilización industrial de los sensores ópticos.

Por último, en lo referente a las aplicaciones de las FBGs a los sistemas de comunicaciones ópticas, se prevé que las mejoras en el sistema permitan aumentar aún más las capacidades de fabricación y que esto permita el diseño y fabricación de FBGs de características físicas más exigentes y/o de respuestas espectrales más complejas, para poder implementar filtros avanzados como los requeridos, por ejemplo, para las aplicaciones de conformado óptico de pulsos.



# Anexo I

## Publicaciones científicas del autor

### A1.1 Publicaciones científicas en revistas internacionales

B. Ortega, J. Mora, J. Capmany, D. Pastor, **R. Garcia-Olcina**, “Highly selective microwave photonic filters based on active optical recirculating cavity and tuned modulator hybrid structure”, IEE Electronics Letters, Vol. 41, pp. 1133-1134, 2005.

S. Bette, C. Caucheteur, M. Wuilpart, P. Megret, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, “Spectral characterization of differential group delay in uniform fiber bragg gratings”, Optics Express, Vol. 13, pp. 9954-9960, 2005.

J. Mora, S. Sales, M. D. Manzanedo, **R. Garcia-Olcina**, J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor, “Continuous tuning of photonic transversal filter based on the modification of tapped weights”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 18, pp. 1594-1596, 2006.

C. Caucheteur, S. Bette, **R. Garcia-Olcina**, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany, P. Megret, “Transverse strain measurements using the birefringence effect in fiber bragg gratings”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 19, pp. 966-968, 2007.

D. Pastor, W. Amaya, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, “Coherent direct sequence optical code multiple access encoding-decoding efficiency versus wavelength detuning”, Optics Letters, Vol. 32, pp. 1896-1898, 2007.

D. Pastor, W. Amaya, **R. Garcia-Olcina**, “Design of high reflectivity superstructured FBG for coherent OCDMA employing synthesis approach”, *Electronics Letters*, Vol. 43, pp. 824-825, 2007.

S. Bette, C. Caucheteur, **R. Garcia-Olcina**, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany, P. Mégret, “Relationship between chromatic dispersion and differential group delay in weakly birefringent fiber gratings”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, pp. 437-439, 2008.

M. Sagues, **R. Garcia-Olcina**, A. Loayssa, S. Sales, J. Capmany, “Multi-tap complex-coefficient incoherent microwave photonic filters based on optical single-sideband modulation and narrow band optical filtering”, *Optics Express*, Vol. 16, Issue 1, pp. 295-303, 2008.

C. Caucheteur, S. Bette, **R. Garcia-Olcina**, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany, P. Mégret, “Influence of the grating parameters on the polarization properties of fiber Bragg gratings”, *Journal of Lightwave Technology*, 2008. Aceptado.

C. Elosua, R. A. Perez-Herrera, M. Lopez-Amo, C. Barriain, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, “Amplified coarse wavelength division multiplexing self-referencing sensor network based on phase-shifted FBGs in transmissive configuration”, *Measurement Science and Technology*, 2008. Aceptado

## **A1.2 Publicaciones científicas en congresos internacionales**

S. Sales, **R. Garcia**, J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor, “Fibre Bragg grating sensors for smart structures and structural monitoring”, *Smart buildings conference proceedings*, Roma (Italia), 2003.

**R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, W. Warzanskyj, D. McDonald, M. Bastiani, “A new interrogation system for a large number of strain sensors using fiber Bragg grating for application in residential buildings”, *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> European Workshop on Optical Fiber Sensors (EWOFS’04)*, Santander (España), 2004.

J. C. Roig, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor, “A new fiber optic sensor independent of temperature variations and fabricated with fibre Bragg gratings”, *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> European Workshop on Optical Fiber Sensors (EWOFS’04)*, Santander (España), 2004.

P. Muñoz, I. T. Monroy, **R. Garcia**, J. J. Vegas, F. M. Huijskens, S. Sales, A. Gonzalez, J. Capmany, A. M. J. Koonen, “Novel optical direct detection scheme for DPSK signals using fibre Bragg gratings”, *Proceeding of Optical Networks and Technology Conference (OPNETEC’04)*, Pisa (Italia), 2004.

A. Carballar, **R. Garcia**, L. M. Rivas, “Second order fiber Bragg gratings”, *Proceedings of IEEE Laser and Electro-Optics Society Conference (LEOS’04)*, Rio Grande (Puerto Rico), 2004.

B. Ortega, J. Mora, J. Capmany, D. Pastor, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, “Highly selective microwave photonic filters based on new FBGS-EDF recirculating cavities and tuned modulators”, Proceedings of the International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP’05), Seoul (Corea), 2005.

S. Sales, J. Mora, M. D. Manzanedo, **R. Garcia-Olcina**, J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor, “Experimental demonstration of the continuous tuning of microwave photonic filters by sinusoidal modulation of the filter coefficients”, Proceedings of the Optical Fiber Communications Conference (OFC/NFOEC’06), California (EEUU), 2006.

C. Caucheteur, S. Bette, **R. Garcia-Olcina**, H. Ottevaere, S. Sales, M. Wuilpart, F. Berghmans, J. Capmany, H. Thienpont, P. Megret, “Use of the polarization properties of fiber Bragg gratings for sensing purposes”, Proceedings of the SPIE Photonics Europe Conference, Estrasburgo (Francia), 2006.

C. Caucheteur, S. Bette, M. Wuilpart, P. Megret, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, “Demodulation technique for transverse strain FBG sensor based on the measurement of the polarization properties”, Proceedings of the International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS’06), Cancún (Méjico), 2006.

**R. Garcia-Olcina**, S. Sales, “An interrogation scheme for cost-effective structural integrity monitoring using FBGs and DWDM tunable lasers”, Proceedings of the International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS’06), Cancún (Méjico), 2006.

S. Bette, C. Caucheteur, M. Wuilpart, P. Megret, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, “Wavelength characterization of chromatic dispersion and differential group delay of fibre Bragg gratings: relationship and applications”, Proceedings of European Conference on Optical Communications (ECOC’06), Cannes (Francia), 2006.

M. Sagues, A. Loayssa, J. Capmany, D. Benito, S. Sales, **R. Garcia-Olcina**, “Tunable complex-coefficient incoherent microwave photonic filter based on optical single-sideband modulation and narrow-band optical filtering”, Proceedings of Optical Fiber Communications Conference (OFC/NFOEC’07), California (EEUU), 2007.

C. Caucheteur, S. Bette, **R. Garcia-Olcina**, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany, P. Megret, “Transverse force sensor exploiting the birefringence effect in uniform fiber Bragg gratings”, Proceedings of the SPIE European Symposium on Optics and Optoelectronics, Praga (Rep. Checa), 2007.

S. Bette, C. Caucheteur, **R. Garcia-Olcina**, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany, P. Megret, “Determination of the fiber birefringence induced by transversal loads by means of fiber Bragg gratings”, Proceedings of the SPIE Conference in Photonic Materials, Devices and Applications, Gran Canaria (España), 2007.

C. Caucheteur, S. Bette, **R. Garcia-Olcina**, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany, P. Megret, “Optical sensor exploiting the birefringence effect in fiber Bragg gratings”, Proceedings of Optimes Workshop, Leuven (Bélgica), 2007.

M. Sagues, A. Loayssa, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, "Multiple-tap complex-coefficient incoherent microwave photonic filters using phase-shifted fiber Bragg gratings", Proceedings of the European Conference on Optical Communications (ECOC'07), Berlín (Alemania), 2007.

S. Bette, C. Caucheteur, M. Wuilpart, P. Megret, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, "Analysis of birefringence effect in long period gratings through measurements of chromatic and polarization mode dispersion", Proceedings of the European Conference on Optical Communications (ECOC'07), Berlín (Alemania), 2007.

V Mico, M. L. Lozano, J. J. Esteve-taboada, J. A. Carrion, T. Molina-Jimenez, S. Simon, E. Perez, J. M. Lloris, M. Cruz-Yusta, M. J. Lopez-Tendero, C. Silvestre, F. Lopez, D. Barrera-Villar, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, "Fiber optic-based sensors design to test concrete structures", Proceedings of the SPIE Europe Conference on Optical Metrology, Berlín (Alemania), 2007.

D. Barrera, C. Silvestre, M. Cruz, **R. Garcia-Olcina**, A. Guillamon, M. L. Lozano, V. Mico, J. J. Esteve, J. M. Lloris, M. J. Lopez-Tendero, J. A. Carrion, T. Molina, S. Sales, "Development of a multi-point multi-parametric-sensor for structural health monitoring", Proceedings of the International Conference on Sensor Technologies and Applications (SENSORCOMM'07), Valencia (España), 2007.

D. Pastor, W. Amaya, **R. Garcia-Olcina**, "Design of high reflectivity SSFBG-OCDMA en/decoders by DLP synthesis method", Proceedings of the Annual Meeting of the IEEE Laser and Electro-Optic Society (LEOS'07), Florida (EEUU), 2007.

R. Nogueira, A. Teixeira, M. Violas, R. Sousa, P. André, T. Silveira, **R. Olcina**, S. Sales, "Tuneable optical dispersion compensators for dynamic optical networks", Proceedings of the International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON'07), Roma (Italia), 2007.

C. Caucheteur, S. Bette, **R. Garcia-Olcina**, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmany, P. Mégret, "Effect of the gratings parameters on the polarization properties of uniform FBGs", Proceedings of the International Conference on Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides (BGPP'07), Quebec (Canadá), 2007.

C. Elosúa, R. A. Perez-Herrera, M. Lopez-Amo, C. Barriain, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, "Amplified CWDM self-referencing sensor network based on phase-shifted FBGs in transmissive configuration", Proceedings of the International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS '08), Perth (Australia), 2008.

### **A1.3 Publicaciones científicas relacionadas con la tesis en congresos nacionales**

A. Martínez, J. J. Vague, P. Muñoz, D. Pastor, J. Capmany, B. Ortega, S. Sales, **R. Garcia**, P. Beneit, "Reconfiguración y protección en red óptica DWDM. prototipo de

red óptica en entorno campus”, Actas del XVIII Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI'03), La Coruña (España), 2003.

**R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, W. Warzanskyj, D. McDonald, M. Bastiani, “Un nuevo sistema de interrogación para un gran número de sensores de tensión utilizando redes de difracción de Bragg para su aplicación en edificios residenciales”, Actas del XIX Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI'04), Barcelona (España), 2004.

J. C. Roig, **R. Garcia-Olcina**, S. Sales, J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor, “Un nuevo sensor de fibra óptica independiente de las variaciones de temperatura y fabricado con redes de difracción de Bragg”, Actas del XIX Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI'04), Barcelona (España), 2004.

A. Carballar, L. M. Rivas, **R. Garcia**, “Redes de difracción de Bragg de segundo orden”, Actas del XIX Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI'04), Barcelona (España), 2004.

**R. Garcia-Olcina**, C. Caucheteur, S. Sales, S. Bette, P. Megret, “Pérdidas dependientes de la polarización en redes de Bragg con saltos de fase: medida y simulación”, Actas del XX Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI'05), Gandía (España), 2005.

J. Capmany, S. Sales, D. Pastor, B. Ortega, P. Muñoz, A. Martínez, **R. Garcia-Olcina**, G. Puerto, M. Manzanedo, P. Beneit, J. Mora, A. Ortigosa, I. Gasulla, S. Reillo, “Dispositivos fotónicos aplicados al campo de las telecomunicaciones y los sensores”, Actas del XX Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI'05), Gandía (España), 2005.

J. C. Roig, S. Sales, P. Muñoz, **R. Garcia-Olcina**, A. González, J. Capmany, I. T. Monroy, “Nuevo esquema óptico de detección directa de señales DPSK mediante redes de difracción de Bragg”, Actas de la 4ª Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL'05), Elche (España), 2005.

**R. Garcia**, J. J. Vague, S. Sales, “Optimización del flujo uv para la fabricación de redes de Bragg en fibra”, Actas del XXI Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI'06), Oviedo (España), 2006.

**R. Garcia Olcina**, S. Sales Maicas, “Compensación de los efectos del crecimiento no-lineal en redes de difracción de Bragg sobre fibras codopadas con boro”, Actas de la 5ª Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL'07), Bilbao (España), 2007.

D. Barrera, **R. Garcia**, S. Sales, I. Gash, S. Ivorra, E. Giménez, “Aplicación de sensores ópticos basados en redes de difracción de Bragg para la caracterización de materiales”, Actas de la 5ª Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL'07), Bilbao (España), 2007.

R. A. Pérez Herrera, C. Elosua, M. López-Amo, C. Bariáin, **R. Garcia Olcina**, S. Sales, J. Capmany, “Redes de difracción con salto de fase para multiplexación de sensores de

fibra óptica”, Actas de la 5ª Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL'07), Bilbao (España), 2007.

D. Pastor, W. Amaya, **R. Garcia**, “Eficiencia vs desintonía en longitud de onda en sistemas DS-OCDMA coherentes”, Actas de la 5ª Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL'07), Bilbao (España), 2007.

D. Pastor, W. Amaya, **R. Garcia**, “Diseño de cod/decodificadores eficientes basados en SSFBGs para sistemas OCDMA”, Actas del XXII Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI'07), Tenerife (España), 2007.

# Anexo 2

## Obtención de una expresión analítica del retardo de grupo diferencial para una red uniforme.

A partir de la definición del retardo de grupo diferencial expresada en 4.12, de la definición de retardo de grupo dada en 4.13, y de la expresión del coeficiente de transmisión en función de los parámetros físicos para una red uniforme con salto de fase dada en 4.5 es posible obtener una expresión analítica cerrada para el retardo de grupo diferencial en el caso de redes uniformes.

Particularizando la ecuación 4.5 para el caso de  $\Delta\Phi=0$  se obtiene la expresión del coeficiente de transmisión complejo para el caso de redes uniformes.

$$t = \frac{\alpha}{\alpha \cosh(\alpha L) - j\sigma \sinh(\alpha L)} \quad (\text{A2.1})$$

donde

$$\alpha = \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \quad (\text{A2.2})$$

$$\sigma = \frac{2\pi m_{\text{eff}}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (\text{A2.3})$$

$$\kappa = \frac{\pi\eta \delta n}{\lambda} \quad (\text{A2.4})$$

El retardo de grupo es por definición la derivada de la fase del coeficiente complejo en transmisión,  $\theta$ , con respecto a la pulsación, y puede relacionarse con la derivada en función de la longitud de onda de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\tau = \frac{d\theta}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta}{d\lambda} \quad (\text{A2.5})$$

Y a partir de la expresión A2.1 es inmediato obtener la expresión de la fase del coeficiente complejo en transmisión:

$$\theta = \arg(t) = \text{acotan}\left(\frac{\alpha}{\sigma} \cotanh(\alpha L)\right) \quad (\text{A2.6})$$

y dado que

$$\frac{d \text{acotan}(x)}{dx} = \frac{-1}{1+x^2} \quad (\text{A2.7})$$

se obtiene

$$\tau = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{-1}{1 + \left(\frac{\alpha}{\sigma} \cotanh(\alpha L)\right)^2} \frac{d\left(\frac{\alpha}{\sigma} \cotanh(\alpha L)\right)}{d\lambda} \quad (\text{A2.8})$$

Desarrollando el término de la derivada:

$$\frac{d\left(\frac{\alpha}{\sigma} \cotanh(\alpha L)\right)}{d\lambda} = \frac{\alpha}{\sigma} \frac{d \cotanh(\alpha L)}{d\lambda} + \frac{d\left(\frac{\alpha}{\sigma}\right)}{d\lambda} \cotanh(\alpha L) \quad (\text{A2.9})$$

La primera derivada de la ecuación A2.9 se obtiene directamente:

$$\frac{d \cotanh(\alpha L)}{d\lambda} = \frac{-1}{\sinh^2(\alpha L)} \frac{d\alpha}{d\lambda} L \quad (\text{A2.10})$$

mientras que para la segunda derivada de la ecuación A2.9 el desarrollo se muestra a continuación:

$$\frac{d\left(\frac{\alpha}{\sigma}\right)}{d\lambda} = \frac{1}{\sigma} \frac{d\alpha}{d\lambda} - \frac{\alpha}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{d\lambda} \quad (\text{A2.11})$$

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2}} \left( 2\kappa \frac{d\kappa}{d\lambda} - 2\sigma \frac{d\sigma}{d\lambda} \right) = \frac{1}{2\alpha} \left( 2\kappa \frac{d\kappa}{d\lambda} - 2\sigma \frac{d\sigma}{d\lambda} \right) \quad (\text{A2.12})$$

$$\frac{d\kappa}{d\lambda} = \frac{-\pi\eta\delta\tilde{n}}{\lambda^2} = -\frac{\kappa}{\lambda} \quad (\text{A2.13})$$

$$\frac{d\sigma}{d\lambda} = -\frac{2m_{eff}}{\lambda^2} \quad (\text{A2.14})$$

Ahora se sustituye A2.13 y A2.14 en A2.12. Se sustituye a su vez A2.12 y A2.14 en A2.11, y por último A2.10 y A2.11 en A2.9, por lo que la expresión para el retardo de grupo resulta:

$$\tau = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{-1}{1 + \left(\frac{\alpha}{\sigma} \coth(\alpha L)\right)^2} \left[ \frac{\alpha}{\sigma \sinh^2(\alpha L)} \frac{-1}{2\alpha} \frac{L}{2\alpha} \left( \frac{-2\kappa^2}{\lambda} + 2\sigma \frac{2m_{eff}}{\lambda^2} \right) + \coth(\alpha L) \left( \frac{1}{2\alpha\sigma} \left( \frac{-2\kappa^2}{\lambda} + 2\sigma \frac{2m_{eff}}{\lambda^2} \right) + \frac{\alpha}{\sigma^2} \frac{2m_{eff}}{\lambda^2} \right) \right] \quad (\text{A2.15})$$

En la ecuación A2.15 se puede desprestigiar el término  $-2\kappa^2/\lambda$  respecto al otro sumando, quedando la ecuación simplificada de la siguiente forma:

$$\tau = \frac{n_{eff}}{c} \frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha}{\sigma} \coth(\alpha L)\right)^2} \left[ \frac{-L}{\sinh^2(\alpha L)} + \coth(\alpha L) \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{\alpha}{\sigma^2} \right) \right] \quad (\text{A2.16})$$

Expresando la cotangente hiperbólica como el cociente entre el coseno hiperbólico y el seno hiperbólico, y por medio de manipulaciones algebraicas sencillas es posible obtener una expresión más compacta para el retardo de grupo de una red uniforme.

$$\tau = \frac{n_{eff}}{c} \frac{\sinh^2(\alpha L)}{\sinh^2(\alpha L) + \frac{\alpha^2}{\sigma^2} \cosh^2(\alpha L)} \left[ \frac{-L}{\sinh^2(\alpha L)} + \frac{\cosh(\alpha L)}{\sinh(\alpha L)} \frac{\kappa^2}{\alpha\sigma^2} \right] \quad (\text{A2.17})$$

$$\tau = \frac{n_{eff}}{c} \frac{\sigma^2 \sinh^2(\alpha L)}{\kappa^2 \cosh^2(\alpha L) - 1} \left[ \frac{-L}{\sinh^2(\alpha L)} + \frac{\cosh(\alpha L)}{\sinh(\alpha L)} \frac{\kappa^2}{\alpha\sigma^2} \right] \quad (\text{A2.18})$$

$$\tau = \frac{n_{eff}}{c} \frac{\frac{\kappa^2}{\alpha \sigma^2} \sinh(\alpha L) \cosh(\alpha L) - L}{\frac{\kappa^2}{\sigma^2} \cosh^2(\alpha L) - 1} \quad (A2.19)$$

Sin más que tener en cuenta que existe un valor del índice de refracción efectivo para cada uno de los modos,  $n_{eff,x} = n_{eff} - \Delta n$  y  $n_{eff,y} = n_{eff} + \Delta n$ , y efectuando la resta entre el retardo de grupo del modo x y el retardo de grupo del modo y, se obtiene la expresión final para el retardo de grupo diferencial en una red de difracción uniforme en presencia de birrefringencia.

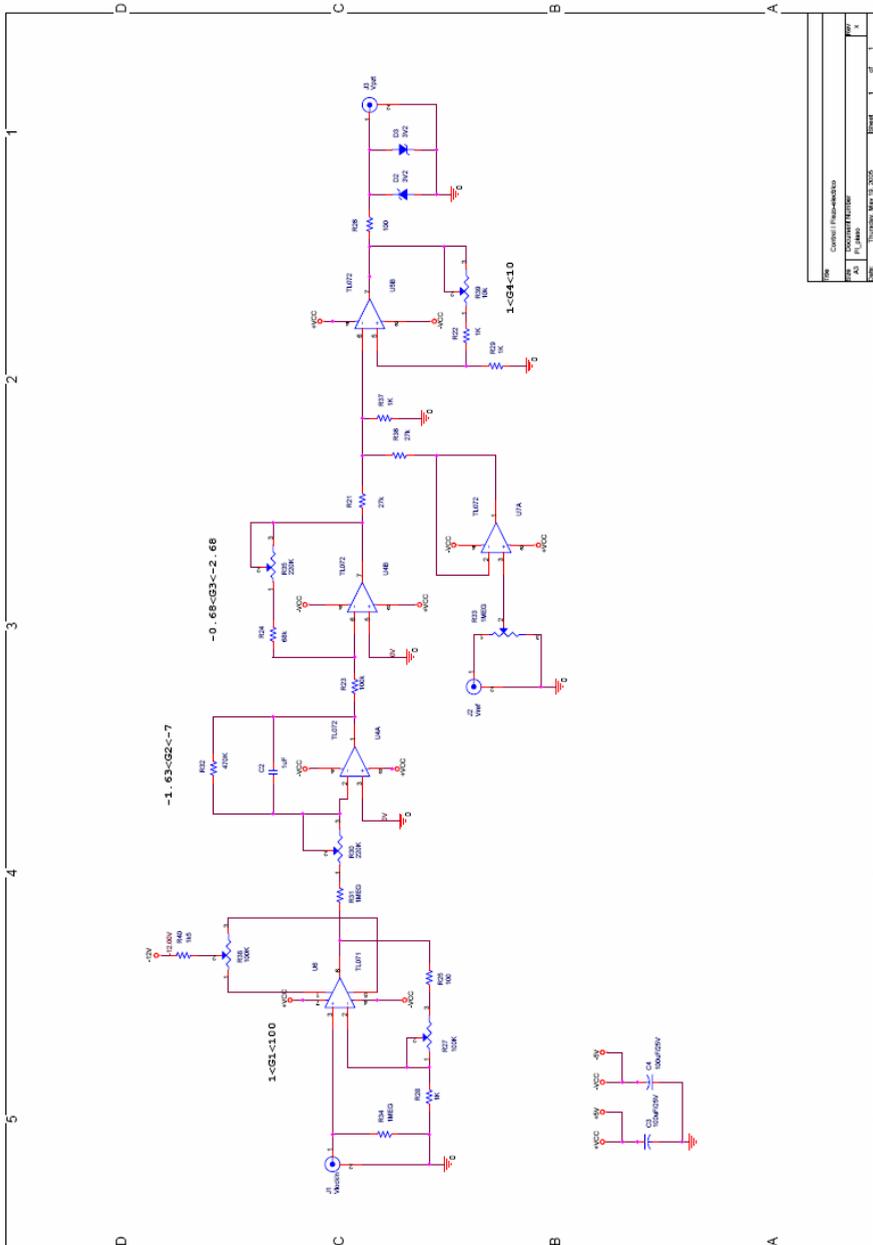
$$\begin{aligned} \text{DGD}(\omega) &= |\tau_x(\omega) - \tau_y(\omega)| = \\ &= \left| \frac{n_{eff,x}}{c} \frac{\frac{\kappa^2}{\alpha_x \sigma_x^2} \sinh(\alpha_x L) \cosh(\alpha_x L) - L}{\frac{\kappa^2}{\sigma_x^2} \cosh^2(\alpha_x L) - 1} - \frac{n_{eff,y}}{c} \frac{\frac{\kappa^2}{\alpha_y \sigma_y^2} \sinh(\alpha_y L) \cosh(\alpha_y L) - L}{\frac{\kappa^2}{\sigma_y^2} \cosh^2(\alpha_y L) - 1} \right| \quad (A1.20) \end{aligned}$$

# **Anexo 3**

## **Esquema eléctrico del sistema de apuntamiento analógico.**

En este apartado se adjunta el esquema eléctrico del sistema de apuntamiento analógico implementado y cuyo funcionamiento se describe en el capítulo 3. El sistema de control analógico consiste básicamente en una etapa de control formada por un integrador, otra etapa que suma la señal de control con la señal sinusoidal proveniente del amplificador look-in, y dos etapas de adaptación de nivel, una a la entrada y otra a la salida. Todas las etapas son sintonizables por medio de potenciómetros analógicos.

La puesta en funcionamiento de este control analógico requiere un cuidadoso ajuste tanto de los parámetros eléctricos del circuito, como de la configuración del amplificador lock-in.

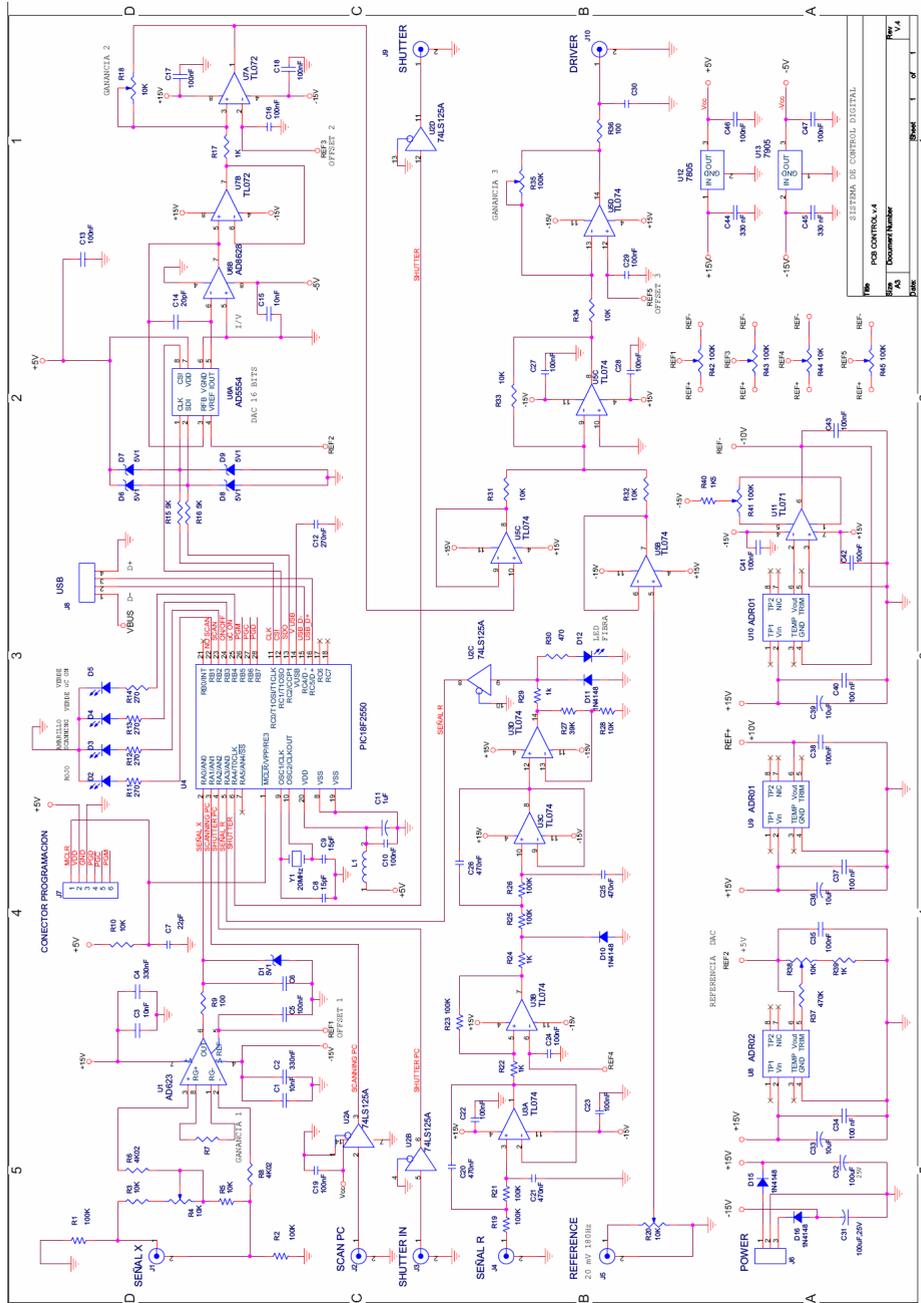


# **Anexo 4**

## **Esquema eléctrico del sistema de apuntamiento digital.**

En este apartado se adjunta el esquema eléctrico del sistema de apuntamiento digital fabricado y cuyo implementación en el sistema se está ultimando. El sistema de control digital es considerablemente más complejo que su equivalente analógico, y como característica más destacable presenta la implementación de un microcontrolador. Este microcontrolador permite la digitalización de los valores de la fluorescencia detectada y la implementación de un sistema de control electrónico digital, mucho más versátil que el analógico y completamente parametrizable. Este microcontrolador está conectado al PC vía USB, lo que permite ser reprogramado en cualquier momento y la posibilidad de monitorizar en tiempo real el estado del sistema de control.

También destaca el hecho que, a diferencia del control analógico, el control digital tiene también acceso al puerto de conmutación del obturador electromecánico, lo que permitirá en el futuro la implementación de algunas funcionalidades avanzadas.



Rev	Doc	Page	Scale
1	POB CONTROL V4	9	1:1

SISTEMA DE CONTROL DIGITAL  
POB CONTROL V4  
Document Number  
Rev. 1  
9

