

DEPARTAMENT DE FÍSICA APLICADA I
ELECTROMAGNETISME

FABRICACIÓN DE FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO Y
GRABACIÓN DE REDES DE BRAGG.

SALVADOR TORRES PEIRÓ

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA
Servei de Publicacions
2011

Aquesta Tesi Doctoral va ser presentada a València el dia 26 de novembre de 2010 davant un tribunal format per:

- Dr. Miguel V. Andrés Bou
- Dr. Miguel Ángel Rebolledo Sanz
- Dra. Beatriz Ortega Tamarit
- Dr. Manuel López-Amo Sainz
- Dr. Enrique Silvestre Mora

Va ser dirigida per:

Dr. José Luis Cruz Muñoz

Dr. Antonio Díez Cremades

©Copyright: Servei de Publicacions
Salvador Torres Peiró

Dipòsit legal: V-4118-2011

I.S.B.N.: 978-84-370-8069-7

Edita: Universitat de València

Servei de Publicacions

C/ Arts Gràfiques, 13 baix

46010 València

Spain

Telèfon:(0034)963864115

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA
Departament de Física Aplicada y Electromagnetisme



**Fabricación de fibras de cristal fotónico
y grabación de redes de Bragg**

TESIS DOCTORAL
Salvador Torres Peiró
València, 2010

DIRECTORES
José Luis Cruz Muñoz
Antonio Díez Cremades

D. José Luis Cruz Muñoz, Catedrático de Universidad en el departamento de Física Aplicada, y D. Antonio Díez Cremades, Profesor titular del departamento de Física Aplicada, ambos de la Universidad de Valencia

CERTIFICAN que la presente memoria: “Fabricación de fibras de cristal fotónico y grabación de redes de Bragg”, resume el trabajo de investigación realizado, bajo su dirección, por D. Salvador Torres Peiró y constituye su Tesis para optar al grado de Doctor por la Universidad de Valencia.

Y para que conste y en cumplimiento de la legislación vigente, firman el presente certificado en Valencia, a

Fdo: Dr. José Luis Cruz Muñoz

Fdo: Dr. Antonio Díez Cremades

Agradecimientos

En primer lugar tengo que agradecer a Miguel Andrés la oportunidad que me dio para incorporarme al grupo de fibras ópticas del departamento de Física Aplicada, y a mis directores Antonio y José Luis por su ayuda en la realización de esta tesis doctoral y el tiempo que me han dedicado. Gracias a ellos he adquirido todos los conocimientos que me han permitido llevar a cabo este trabajo.

Por supuesto también quiero agradecer a todos los compañeros que están y han estado en el departamento durante estos cinco años y que también me han enseñado y ayudado en muchas ocasiones, especialmente a Pere que me introdujo en la parte experimental y con el que aprendí a trabajar en el laboratorio y a grabar las redes de Bragg. También a Vanessa y a Jaime cuya estancia aquí ha sido casi paralela a la mía, con su compañía se ha creado siempre un buen ambiente en el grupo y ha sido muy agradable el convivir con ellos durante el día a día.

Otra de las cosas que ayudan a realizar un trabajo de varios años, es el poder desconectar de él de vez en cuando. Esto lo he conseguido gracias a mi grupo de amigos de Oliva, con los que he tenido una estrecha relación toda la vida. A pesar de que cada vez son menos frecuentes las oportunidades que tenemos de reunirnos, para mí ha sido indispensable el mantener el contacto y haber podido contar con ellos.

También quiero agradecer a toda mi familia que me haya apoyado y animado a realizar esta tesis, y sobre todo a Ana.

Finalmente, dar las gracias al Ministerio de Educación y Ciencia por la ayuda económica prestada a través de las becas FPU.

Publicaciones del autor

Artículos

- [1] A. Díez, P. Pérez-Millán, J. Mora, Jose Luis Cruz, S. Torres-Peiró y M.V. Andrés, “Electronic tuning of delay lines based on chirped fiber gratings for phased arrays powered by a single optical carrier”, *Optics Communications*, Vol. 238, No. 4, pp. 277-280, (2004).
- [2] Y.O. Barmenkov, D. Zalvidea, S. Torres-Peiró, J.L. Cruz y M.V. Andrés, “Effective length of short Fabry-Perot cavities formed by uniform fiber Bragg gratings”, *Optics Express*, Vol. 14, No. 14, pp. 6394-6399, (2006).
- [3] K. Staliunas, G.J. de Valcárcel, M. Martínez-Quesada, S. Gilliland, A. González-Segura, G. Muñoz-Matutano, J. Cascante-Vindas, J. Marqués-Hueso y S. Torres-Peiró, “Bistable phase locking in rocked lasers”. *Optics Communications*, Vol 268, No. 1, pp. 160-168, (2006).
- [4] Yuri O. Barmenkov, Alexander V. Kir’yanov, Dobryna Zalvidea, Salvador Torres-Peiró, Jose L. Cruz y Miguel V. Andrés, “Simultaneous switching of the Q-value and operation wavelength in an Erbium-doped fibre laser”, *Photonics Technology Letters*, Vol. 19, No. 7, pp. 480-482, (2007).
- [5] C. Cuadrado-Laborde, M. Delgado-Pinar, S. Torres-Peiró, A. Díez y M.V. Andrés, “Q-Switched all-fibre laser using a fibre-optic resonant acousto-optic modulator”, *Optics Communications*, Vol. 274, No. 2, pp. 407-411, (2007).
- [6] S. Torres, P. Pérez-Millán, J. L. Cruz y M. V. Andrés, “Tunable microwave photonic filter based on chirped fiber gratings working with a single optical carrier at constant wavelength”, *Optics Communications*, Vol. 277, No. 2, pp. 269-272, (2007).
- [7] P. Pérez-Millán, S. Torres-Peiró, J. L. Cruz y M. V. Andrés, “Fabrication of chirped fiber Bragg gratings by simple combination of stretching movements”, *Optical Fiber Technology*, Vol. 14, No. 1, pp. 49-53, (2008).
- [8] S. Torres-Peiró, A. Díez, J. L. Cruz y M. V. Andrés, “Fundamental-mode cutoff in liquid-filled Y-shaped microstructured fibers with Ge-doped core”, *Optics Letters*, Vol. 33, No. 22, pp. 2578-2580, (2008).
- [9] M. Delgado-Pinar, A. Díez, S. Torres-Peiró, M. V. Andrés, T. Pinheiro-Ortega y E. Silvestre, “Waveguiding properties of a photonic crystal fiber with a solid core surrounded by four large air holes”, *Optics Express*, Vol. 17, No. 9, pp. 6931-6938, (2009).
- [10] S. Torres-Peiró, A. Díez, J. L. Cruz y M. V. Andrés, “Temperature sensor based on Ge-doped microstructured fibers”, *Journal of Sensors*, doi:10.1155/2009/417540, (2009).
- [11] J. Cascante-Vindas, S. Torres-Peiró, A. Díez y M.V. Andrés, “Supercontinuum generation in highly Ge-doped core Y-shaped microstructured optical fiber”, *Applied Physics B: Laser and Optics*, Vol 98, No. 2-3, pp. 371-376, (2010).
- [12] S. Torres-Peiró, A. Díez, J. L. Cruz y M. V. Andrés, “Sensor Applications Based on the Cutoff Properties of Liquid-Filled Ge-Doped Microstructured Fibers”, *Sensors Journal*, Vol. 10, No. 7, pp. 1174-1179, (2010).

Congresos

A lo largo del proyecto de tesis doctoral, los resultados obtenidos se han presentando de forma resumida en veinte contribuciones, tanto en congresos internacionales como nacionales.

ÍNDICE

1- Introducción	1
1.1- Antecedentes	1
1.2- Objetivo	5
2- Redes de Bragg	11
2.1- Descripción	11
2.1.1- Redes uniformes. Ecuación de modos acoplados.....	14
2.1.2- Redes no uniformes. Matriz de transferencia.....	18
2.2- Fabricación	20
2.2.1- Redes uniformes.....	23
2.2.2- Redes con chirp.....	27
2.2.3- Apodización.....	30
2.3- Aplicaciones	33
2.3.1- Longitud efectiva de un Fabry-Perot formado por redes de Bragg.....	34
2.3.2- Láser pulsado a longitudes de onda alternas.....	37
2.3.3- Láser de fibra pulsado mediante ondas acústicas.....	39
2.3.4- Filtro óptico de microondas basado en redes con chirp.....	42
3- Fabricación y caracterización de fibras microestructuradas	53
3.1- Fibras microestructuradas	53
3.2- Método de fabricación	56
3.2.1- Técnica de fabricación.....	57
3.2.2- Descripción del sistema de fabricación.....	59

3.3- Fibras fabricadas	61
3.3.1- Fibras dopadas con germanio.....	61
3.3.2- Fibra dopada con erbio.....	79
3.4- Caracterización y propiedades de la fibra con núcleo en forma de Y	81
3.4.1- Principio.....	82
3.4.2- Corte del modo fundamental.....	85
3.4.3- Modificación de la longitud de onda de corte.....	88
3.4.4- Aplicaciones.....	93
4- Redes de Bragg grabadas en fibras microestructuradas	97
4.1- Grabación de redes	99
4.1.1- Aspectos generales.....	99
4.1.2- Características de las redes grabadas en las fibras fabricadas.....	106
4.1.3- Cavidad Fabry-Perot con redes de Bragg.....	111
4.1.4- Redes con chirp en fibras abocinadas.....	112
4.2- Sensibilidad de la longitud de onda de Bragg a parámetros externos	115
4.2.1- Temperatura.....	115
4.2.2- Tensión mecánica.....	116
4.2.3- Índice de refracción del líquido infiltrado.....	117
4.3- Comportamiento de las redes de Bragg infiltradas con líquidos	118
4.4.1- Variación del chirp en fibras abocinadas.....	119
4.4.2- Caracterización en tensión y temperatura de la red.....	120
4.4.3- Efecto de la longitud de onda de corte de la fibra.....	123
4.4.4- Desplazamiento de líquidos a lo largo de una red.....	124
5- Conclusiones	131

1- INTRODUCCIÓN

1.1- Antecedentes

Las fibras ópticas son guías de onda de uso generalizado hoy en día principalmente porque constituyen un componente fundamental en los sistemas de comunicaciones ópticas. Efectivamente el uso más común de estos elementos es como medio de transmisión de información en comunicaciones [1], aunque, si bien son menos conocidas, poseen una gran cantidad de aplicaciones como por ejemplo en láseres, sensores, iluminación e incluso hoy en día en decoración [2, 3, 4].

La idea que impulsó la aparición de las fibras ópticas fue sin duda la de mejorar la capacidad de los sistemas de comunicaciones de radio y microondas, mediante sistemas de comunicación óptica que introducirían un mayor ancho de banda, mayor seguridad y la disminución de interferencias. Para convertir esta idea en realidad, uno de los elementos necesarios era encontrar un medio de propagación óptimo a través del cual poder transmitir las señales ópticas ya que la propagación de la luz a través de la atmósfera requiere una línea de visión directa entre emisor y receptor, y la calidad de la transmisión depende de las condiciones meteorológicas. El desarrollo de las fibras ópticas empezó a producirse a finales de los sesenta cuando Charles K. Kao [5] propuso las guías de ondas dieléctricas como medio de transmisión para las señales ópticas. Estas guías fueron un gran avance en el problema de las comunicaciones a grandes distancias debido a la posibilidad de fabricar cables que podían ser curvados sin presentar fuertes pérdidas y cuya atenuación dependería principalmente de la dispersión Rayleigh y de la absorción del material usado para fabricarlas. Kao estableció que para tener guías suficientemente competitivas con las guías de ondas coaxiales utilizadas en su momento,

era necesario alcanzar unas pérdidas por debajo de 20 dB/km [6]. Actualmente, una fibra óptica de comunicaciones estándar tiene unas pérdidas por debajo de 0.1 dB/km.

Las fibras ópticas son guías de ondas dieléctricas circulares en la que se distinguen dos zonas, la central o núcleo y la exterior o cubierta. El material que forma el núcleo tiene un índice de refracción más alto que el material de la cubierta, por lo que la luz se propaga por reflexión total interna.

En la década de los 70 un grupo de investigadores de Corning fabricó las primeras fibras ópticas con unas pérdidas por debajo del límite de los 20 dB/km propuesto por Kao. Solo unos años más tarde John MacChesney perfecciona el método de fabricación en los laboratorios Bell, donde desarrolla la técnica del MCVD (Modified-Chemical Vapour Deposition) para la fabricación de fibras ópticas. Esta técnica permitió reducir las pérdidas por dispersión de las fibras ópticas hasta 0.2 dB/km a 1550 nm [7], superando uno de los principales obstáculos para el desarrollo de las fibras ópticas en telecomunicaciones. Actualmente el MCVD es una de las técnicas más versátiles empleada en la fabricación de fibras comerciales de diferentes tipos.

Paralelamente a la evolución de las fibras ópticas, que constituirían el medio de transmisión, se fueron desarrollando amplificadores en fibra dopada [8] indispensables para la amplificación en línea a lo largo de grandes distancias en cables transoceánicos y que originaron posteriormente la aparición de fuentes ópticas láser en fibra. Para la construcción de estos amplificadores se utilizan sobre todo las fibras activas dopadas con tierras raras [9, 10, 11], aunque también se han propuesto amplificadores basados en efecto Raman [12]. En la actualidad, debido a sus múltiples aplicaciones, la cantidad de fibras de diferentes geometrías y composiciones químicas es muy grande y se introducen elementos como el germanio, aluminio, boro, etc. Sin embargo la fibra que más se usa en comunicaciones es aquella construida a partir de sílice y con unas dimensiones de 125 micras para la cubierta y aproximadamente unas 5 micras de núcleo y que habitualmente contiene una concentración de Ge en torno al 10 % molar.

Uno de los principales inconvenientes que presentaron al principio las fibras ópticas fueron los métodos para poder interactuar con la luz guiada dentro de la fibra, ya que en la mayoría de los casos era necesario sacar ésta al exterior. Así pues, cuando se realizaban funciones tipo filtrado, polarización, división de potencia, modulación, etc...

era necesario emplear dispositivos *bulk*, de manera que las pérdidas que aparecían debido a los efectos de alineamiento de los diferentes componentes eran muy grandes. El desarrollo de nuevas técnicas de fabricación de componentes simples en fibra óptica tales como acopladores o redes de Bragg, y la fabricación de nuevos tipos de fibras con características especiales como por ejemplo las fibras polarizadoras, amplificadoras, estrechadas o birrefringentes, permitió fabricar nuevos dispositivos “todo fibra” capaces de realizar estas funciones sin generar pérdidas considerables. Con ello, la sustitución de los caros e inestables sistemas de alineamiento llevó a la construcción de dispositivos más sofisticados y, a la vez, más robustos y fiables.

Otro de los hechos destacables en el desarrollo de las telecomunicaciones ópticas fue la fabricación de redes de Bragg en fibra óptica. El desarrollo de estos dispositivos pudo llevarse a cabo gracias al descubrimiento de la fotosensibilidad de las fibras ópticas en 1978 realizado por Hill et al. [13]. Este grupo de investigadores descubrió que era posible cambiar el índice de refracción del núcleo de una fibra óptica de sílice dopado con germanio mediante la iluminación de éste con luz visible a 488 nm lo que les permitió grabar las primeras redes de Bragg creando una onda estacionaria en el seno de la fibra. Posteriormente se descubrió que este cambio era debido a un proceso de absorción de radiación ultravioleta que daba lugar a la generación de un defecto en la estructura del material y en consecuencia a un cambio en el índice de refracción.

Una década mas tarde, Meltz et al. [14] implementaron un método para grabar redes mucho mas eficiente utilizando luz ultravioleta a 244 nm y creando un patrón de franjas luminosas mediante la interferencia de dos haces de luz láser.

Unos años mas tarde, Hill [15] mejoró el método para la grabación de redes de Bragg generando los dos haces a partir de una máscara de fase, y consiguiendo un sistema mucho mas robusto para irradiar el patrón de franjas de interferencia sobre la fibra. Hill utilizó también un haz de luz a 244 nm, siendo éste el principal método usado en la actualidad y es, precisamente, el método empleado en la grabación de las redes de este trabajo.

La aparición de las redes de Bragg en el ámbito de la fibra óptica tuvo gran impacto debido a sus numerosas aplicaciones. Sin duda, el entorno donde más éxito ha tenido ha sido en el campo de las telecomunicaciones, existen por ejemplo aplicaciones

en multiplexación y direccionamiento de canales de comunicación [16], y también se desarrollan redes para la compensación de la dispersión [17, 18] y la conformación de pulsos [19]. Otro campo de aplicación de las redes es el desarrollo de sensores en fibras ópticas para medir directamente o bien a través de un transductor diferentes magnitudes físicas como presión [20], temperatura, deformación [21] o campo electromagnético [22], y también para la detección de gases u otras sustancias químicas [23]. Las redes de Bragg pueden actuar como espejos para formar una cavidad láser lo que da lugar a la fabricación de láseres de fibra óptica incluyendo láseres de realimentación distribuida (DFB) y láseres pulsados en régimen de Q-switch [24, 25] y mode locking, e incluso se utilizan para estabilizar en longitud de onda láseres de estado sólido [26]. Finalmente, también existen propuestas de una gran variedad de filtros transversales de microondas [27, 28].

Desde la fabricación de las primeras fibras ópticas con su estructura más básica de núcleo y cubierta, éstas han ido evolucionando y, en la búsqueda de nuevas aplicaciones, han aparecido otros diseños como pueden ser las fibras de varios núcleos [29], las fibras altamente birrefringentes [30], fibras en forma de “D” [31], etc. El último impulso en el desarrollo de fibras ópticas ha venido con las llamadas fibras microestructuradas o fibras de cristal fotónico que fueron introducidas por Knight et al. en 1996 [32] y han supuesto un revolucionario cambio en las propiedades de guiado debido al aumento de los grados de libertad en el diseño de su estructura.

Estas fibras, en su concepción original, se caracterizan por tener una estructura de agujeros de aire paralelos al eje envolviendo una zona central sólida que constituye el núcleo; aunque están fabricadas únicamente con sílice, la presencia de los agujeros de aire en la cubierta forma una estructura dieléctrica periódica que permite el guiado. La propagación de los fotones en los cristales fotónicos tiene un comportamiento similar a la dinámica de los electrones en un semiconductor. Esto significa que los cristales fotónicos poseen bandas de propagación permitidas y bandas prohibidas que dependen de la longitud de onda de la luz, y por lo tanto, la red periódica de agujeros de aire en la cubierta de la fibra impide que la luz de cierta longitud de onda escape de su núcleo. La estructura de agujeros ofrece muchos grados de libertad en su diseño que se traducen en una gran versatilidad a la hora de buscar propiedades que no están presentes en las fibras convencionales. Son de destacar la propagación monomodo para longitudes de onda

cortas [33] y, a su vez, independiente del área del núcleo dando lugar a fibras de área modal grande [34], también sus propiedades para configurar la dispersión anómala [35] o plana [36] y por último los efectos no lineales [37]. Todo ello las hace adecuadas para aplicaciones dirigidas a la generación de supercontinuo y la fabricación de láseres de alta potencia.

1.2- Objetivo

Los trabajos y experimentos desarrollados en esta tesis han ido dirigidos fundamentalmente a la fabricación de fibras de cristal fotónico y a la grabación de redes de Bragg en éstas, utilizando las técnicas disponibles en el Grupo de Fibras Ópticas de la Universidad de Valencia.

Este proyecto se ha desarrollado en dos partes. La primera consiste en conocer las características y propiedades de las redes de Bragg grabadas en fibras ópticas mediante la introducción a la grabación de redes de Bragg, tanto en fibras fotosensibles como en fibras convencionales hidrogenadas. En la segunda se trata de fabricar fibras de cristal fotónico fotosensibles a la luz ultravioleta, para poder grabar redes de Bragg sobre éstas, con láseres convencionales en la banda de 240 nm sin necesidad de recurrir a láseres de femtosegundos o de longitudes de onda más cortas.

En el capítulo 2 se describe qué es una red de Bragg grabada en fibra óptica y se resume brevemente la interacción de la luz con las redes de Bragg como solución de las ecuaciones de modos acoplados, y el método utilizado para su simulación. Mencionaremos cuáles son las técnicas empleadas para la fabricación de redes de Bragg y especificaremos el método utilizado en la grabación de redes en este trabajo. Enfatizando la técnica de apodización de redes de Bragg que se implementó como mejora en el sistema de grabación previamente existente. Al término del capítulo se describen algunas de las aplicaciones desarrolladas en temas tales como láseres de fibra óptica, filtros ópticos de microondas y cavidades Fabry-Perot; para cada una de estas aplicaciones, mi trabajo ha consistido en la grabación de las redes de difracción con la anchura, amplitud y forma espectral adecuada además de realizar en buena parte de los experimentos el montaje del sistema y las medidas de caracterización correspondientes.

Paralelamente, se ha trabajado en la fabricación de fibras de cristal fotónico. En el capítulo 3 se explica de forma detallada el proceso de fabricación mediante la técnica de apilamiento de capilares y estiramiento, y el resultado de los diferentes tipos de fibra obtenidos. En primer lugar se trabajó en fibras cuyo único material era la sílice, y posteriormente se fabricaron fibras microestructuradas con el núcleo dopado con otros materiales. Por una parte se utilizó como dopante el erbio, necesario en fibras destinadas a la construcción de láseres y amplificadores, y por otra parte, empleamos el germanio en la fabricación de fibras fotosensibles para poder grabar redes de Bragg. En este capítulo se presentarán las propiedades de guiado de las fibras fabricadas en función de los parámetros de su estructura. En la última parte del capítulo se caracterizan ampliamente las propiedades de una fibra con el núcleo en forma de “Y” y se muestran los resultados de algunos experimentos para estudiar cómo afecta la inserción de un líquido con alto índice de refracción a la propagación de la luz en la fibra [38]. Estas fibras también se han utilizado para la generación de supercontinuo [39].

Finalmente, ha sido posible emplear la técnica de grabación de redes de Bragg en fibra convencional para el caso de las fibras de cristal fotónico. En el capítulo 4 se detallan los aspectos de las redes uniformes grabadas en las diferentes fibras de cristal fotónico previamente fabricadas, así como la grabación de redes con chirp en fibras abocinadas (cónicas). Posteriormente se ha caracterizado la longitud de onda de Bragg de las redes frente a la tensión y la temperatura, comparando los resultados con los característicos de las fibras convencionales; también se han infiltrado líquidos en los agujeros de fibras con redes grabadas para estudiar los cambios que pueden introducir en sus características.

Finalmente, en el último capítulo se expondrán las conclusiones y un resumen de los resultados más relevantes de este trabajo.

Referencias

- [1] J. E. Midwinter, “The start of optical fiber communications as seen from a U.K. perspective”, *Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, No. 6, pp. 1307-1311, (2000).
- [2] J. D. Montgomery, “Fiber optic applications and markets”, *Transactions on Communications*, Vol. COM-26, No. 7, pp. 1099-1102, (1978).
- [3] Tracey P.M., “Intrinsic fiber-optic sensors”, *Transactions on Industry Applications*, Vol. 27. No. 1, pp. 96-98, (1991).

- [4] www.lumigram.com
- [5] J. Lytollis, C. K. Kao, y G. I. Turner, "Infra-red optical communication systems", *Infrared Physics*, Vol. 8, pp. 123-129, (1968).
- [6] C. K. Kao y G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies", *IEE Proceedings*, Vol. 133, No. 3, (1986).
- [7] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka y T. Miyashita, "Ultimate low-loss single-mode fibre at 1,55 μm ", *Electronics Letters*, Vol. 15, No. 4, pp. 106-108, (1979).
- [8] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey y D. N. Payne, "Low-noise Erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm ", *Electronics Letters*, Vol. 23, No. 19, pp 1026-1028, (1987).
- [9] C. A. Millar, I. D. Miller, B. J. Ainslie, S. P. Craig y J. R. Armitage, "Low-threshold CW operation of an Erbium-doped fibre laser pumped at 807 nm wavelength", *Electronic Letters*, Vol. 23, No. 16, pp. 865-866, (1987).
- [10] S. Yin, P. Yan y M. Gong, "End-pumped 300 W continuous-wave ytterbium-doped all-fiber laser with master oscillator multi-stage power amplifiers configuration", *Optics Express*, Vol. 16, No. 22, pp. 17864-17869, (2008).
- [11] S. D. Jackson, "Midinfrared Holmium Fiber Lasers", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 42, No. 2, pp. 187-191, (2006).
- [12] M. Yan, J. Chen, W. Jiang, J. Li, J. Chen y X. Li, "Automatic design scheme for optical-fiber Raman amplifiers backward-pumped with multiple laser diode pumps", *Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 9, pp. 948-950, (2001).
- [13] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson y B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Applied Physics Letters*, vol. 32, No. 10, pp. 647-649, (1978).
- [14] G. Meltz, W. W. Morey y W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method", *Optics Letters*. Vol 14, No. 15, pp. 823-825, (1989).
- [15] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson y J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure trough a phase mask", *Applied Physics Letters*, Vol. 62, No. 10, pp. 1035-1037, (1993).
- [16] A. Díez, M. Delgado-Pinar, J. Mora, J. L. Cruz, y M. V. Andrés, "Dynamic fiber-optic add-drop multiplexer msing bragg gratings and acousto-optic-induced coupling", *Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 1, pp. 84-85, (2003).
- [17] J. Mora, A. Diez, M.V. Andres, P. Y. Fonjallaz y M. Popov, "Tunable dispersion compensator based on a fiber Bragg grating written in a tapered fiber", *Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 12, pp. 2631-2633, (2004).
- [18] F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Optics Letters*, Vol. 12, No. 10, pp. 847-849, (1987).
- [19] F. Parmigiani, L. Katsuo, M. Galili, M. Ibsen, D. Zibar, P. Petropoulos, D. J. Richardson, A. Thomas y P. Jeppesen, "All-optical 160-Gbit/s retiming system using fiber grating based pulse shaping technology", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, No 9, pp. 1135-1141, (2009).
- [20] M. G. Xu, H. Geiger, J. P. Dakin, "Fibre grating pressure sensor with enhanced sensitivity using a glass-bubble housing", *Electronics Letters*, Vol. 32, No. 2, pp. 128-129, (1996).
- [21] J. Jung, H. Nam, J. H. Lee, N. Park y B. Lee, "Simultaneous strain and temperature sensing with photogenerated in-fiber gratings", *Optics Letters*, Vol. 20, No. 3, pp. 333-335, (1995).

- [22] P. Pérez-Millán, Ll. Martínez-León, A. Díez, J. L. Cruz y M. V. Andrés, “A Fiber-optic current sensor with frequency-codified output for high-voltage systems”, *Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 9, pp 1339-1341, (2002).
- [23] A. Ortigosa-Blanch, A. Díez, A. González-Segura, J. L. Cruz y M. V. Andrés “Wavelength-codified fiber laser hydrogen detector”, *Applied Physics Letters*, Vol. 87, No. 20, Id. 201104(3 pages), (2005).
- [24] P. Pérez-Millán, A. Díez, M. V. Andrés, D. Zalvidea y R. Duchowicz, “Q-switched all-fiber laser based on magnetostriction modulation of a Bragg grating”, *Optics Express*, Vol. 13, No. 13, pp. 5046-5051. (2005).
- [25] M. Delgado-Pinar, D. Zalvidea, A. Díez, P. Pérez-Millán y M. V. Andrés, “Q-switching of an all-fiber laser by an acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating”, *Optics Express*, Vol. 14, No. 3, pp. 1106-1112, (2006).
- [26] A. J. Antonczak, J. Z. Sotor y K. M. Abramski, “Single frequency solid state laser stabilized by FBG”, *International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Vol. 4, pp. 346-349, (2008).
- [27] J. Mora, B. Ortega, M. V. Andrés, J. Capmany, D. Pastor, J. L. Cruz y S. Sales, “Dynamic optical transversal filters based on a tunable dispersion fiber Bragg grating”, *International Topical Meeting on Microwave Photonics*, pp. 203-206, (2001).
- [28] D. B. Hunter, R. A. Minasian y P. A. Krug, “Tunable optical transversal filter based on chirped gratings”, *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 25, pp. 2205-2207, (1995).
- [29] M.J. Gander, D. Macrae, E.A.C. Galliot, R. McBride, J.D.C. Jones, P.M. Blanchard, J.G. Burnett, A.H. Greenaway y M.N. Inci, “Two-axis bend measurement using multicore optical fibre”, *Optics Communications*, Vol., 182, No. 1-3, pp. 115-121, (2000).
- [30] T. Hosaka, K. Okamoto, T. Miya, Y. Sasaki, y T. Edahiro, “Low-loss single polarization fibers with asymmetrical strain birefringence”, *Electronics Letters*, Vol 17, No 15, pp. 530-531, (1981).
- [31] S. M. Chandani y N. A. F. Jaeger, “Fiber-optic temperature sensor using evanescent fields in D fibers”, *Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 12, pp. 2706-2708, (2005).
- [32] J. C. Knight, T.A. Birks, P. ST. J. Russell y D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Optics Letters*, Vol. 21, No. 19, pp. 1547-1549, (1996)
- [33] T.A. Birks, J. C. Knight and P. ST. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fibre”, *Optics Letters*, Vol. 22, No. 13, pp. 961-963, (1997).
- [34] J.C. Knight, T.A. Birks, R.F. Cregan, P.St. J. Russell y J. P. de Sandro, “Large mode area photonic crystal fibre”, *Electronics Letters*, Vol 34, No. 13, pp. 1347-1348 , (1998).
- [35] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth y P. St. J. Russell, “Anomalous dispersion in photonic crystal fiber”, *Photonics Technology Letters*, Vol. 12, pp. 807-809, (2000)
- [36] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, J. A. Monsoriu, M. V. Andrés y P. St. J. Russell, “Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion”, *Electronics Letters*, Vol. 35, No. 4, pp. 325-327, (1999).
- [37] W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre y P. St. J. Russell, “Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm”, *Electronics Letters*, Vol. 36, No. 1, pp. 53-55, (2000).
- [38] S. Torres-Peiró, A. Díez, J. L. Cruz, y M. V. Andrés, “Fundamental-mode cutoff in liquid-filled Y-shaped microstructured fibers with Ge-doped core”, *Optics Letters*, Vol. 33, No. 22, pp. 2578-2580, (2008).

[39] J. Cascante-Vindas, S. Torres-Peiró, A. Díez y M. V. Andrés, “Supercontinuum generation in highly Ge-doped core Y-shaped microstructured optical fiber”, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, DOI 10.1007/s00340-009-3723-5

2- REDES DE BRAGG

2.1- Descripción

Una red de Bragg en una fibra óptica es una modulación periódica del índice de refracción del núcleo a lo largo del eje longitudinal de la fibra.

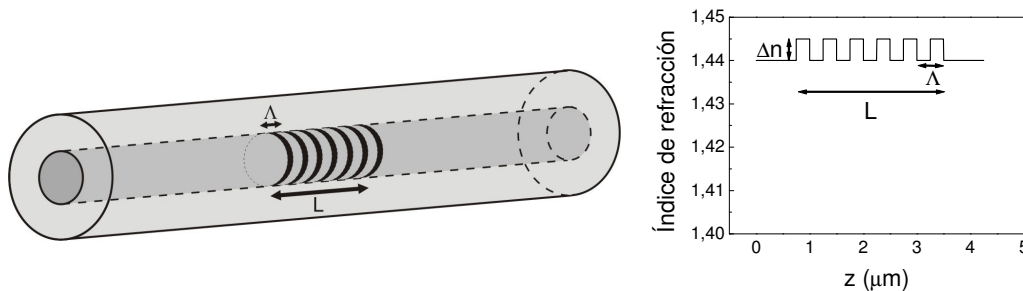


Figura 2.1: Estructura de una red de Bragg grabada en el núcleo de la fibra y perfil del índice de refracción a lo largo del eje.

En la figura 2.1 podemos ver una representación esquemática de lo que sería una red de Bragg. En la parte izquierda se visualiza cómo quedaría modificado el índice de refracción en el núcleo de la fibra y en la derecha vemos la variación del índice a lo largo del eje z donde se indican los parámetros que caracterizan a la red. Δn es la amplitud de modulación del índice de refracción, Λ es el período de la red de Bragg y L es su longitud.

La función principal de una red es reflejar la luz que se propaga en la fibra de una determinada longitud de onda. Una manera conceptualmente sencilla de entender cuáles

son los efectos de la modulación periódica del índice sobre la luz, es considerar que cada cambio de índice provoca la reflexión de una pequeña parte de la luz incidente. Cuando todas estas reflexiones múltiples se suman en fase, se produce la reflexión de una parte significativa de la energía de la luz incidente.

Las ondas reflejadas en cada cambio de índice a lo largo de la red se sumarán en fase para aquella longitud de onda que satisfaga la condición de Bragg. La longitud de onda reflejada, o longitud de onda de Bragg λ_B , es aquella cuya relación con el período Λ de la red y el índice efectivo n_{eff} del modo guiado es:

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

Por lo tanto, una red de Bragg es selectiva en frecuencia, y refleja solamente la longitud de onda que satisface la condición de ajuste de fase anterior. Sin embargo su respuesta espectral no es una delta de Dirac sino que posee un ancho de banda con unos lóbulos laterales debido a su longitud finita tal y como veremos más adelante.

Aunque las redes de Bragg de período uniforme que resultan después de una grabación no tienen una modulación del índice de refracción exactamente sinusoidal, sí que puede expresarse esta modulación en términos de su serie de Fourier gracias a su naturaleza periódica. Como aproximación más usual, nos quedaremos únicamente con los dos primeros términos de la serie porque son los relevantes para el estudio de las propiedades ópticas básicas del dispositivo ya que los términos de orden superior de la serie no contribuyen a la respuesta espectral de la red en la banda de la longitud de onda de interés [1], sino que presentan acoplos a longitudes de onda divisores de la de Bragg. Así pues, la expresión del índice de una red de Bragg de período uniforme en términos matemáticos será:

$$n_{nucleo}(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (2.2)$$

donde Δn y Λ son los parámetros que aparecen en la figura 1 y n_0 es el índice promedio de la red.

Para realizar funciones especiales se fabrican redes no uniformes en las que Λ o Δn cambian con “ z ”. En el caso de variar Λ , resultará que λ_B será variable y se las llama

redes con longitud de onda de acoplo variable o redes con “chirp”, mientras que cuando Δn es variable, se las llama redes apodizadas y típicamente $\Delta n(z)$ decrecerá en los extremos de la red.

Existe la posibilidad de grabar redes con chirp ya sea porque el período, el índice efectivo, o ambos vayan cambiando a lo largo de la fibra en la forma:

$$\lambda_B(z) = 2n_{eff}(z)\Lambda(z) \quad (2.3)$$

Son redes cuya longitud de onda de Bragg varía a lo largo de la red lo que provoca que se refleje una banda de longitudes de onda más ancha y tengan unas propiedades dispersivas especiales. Una característica importante de este tipo de redes es que, de toda la banda de longitudes de onda que refleja, cada una de ellas se refleja en una posición física de la red distinta; esto hace que cuando se refleje en ella una señal con cierto ancho de banda se disperse ya que las longitudes de onda que se reflejen en una posición más alejada, sufrirán un cierto retardo temporal respecto a las que se reflejen en posiciones anteriores.

Esta diferencia respecto a las redes fundamenta su aplicación como línea de retardo para el procesamiento de señales de radio frecuencia (RF), por ejemplo implementado filtros transversales [2], sistemas de direccionamiento de antenas [3], y otras aplicaciones como compensadores de dispersión de fibra [4], o conformación y amplificación de pulsos de luz [5].

Por otra parte, en las redes apodizadas se busca que la amplitud de modulación del índice tenga un perfil variable de forma que cambie suavemente en los extremos de la red. Los espectros de las redes apodizadas presentan mejoras respecto a las no apodizadas en cuanto a que desaparecen los lóbulos laterales característicos de las redes uniformes, además de disminuir el rizado tanto en amplitud como en el retardo de grupo de las redes con chirp.

El origen de estos efectos es el tamaño finito de la red y la discontinuidad del cambio de índice en sus dos extremos [6] que actúa como una cavidad Fabry-Perot, por lo que al introducir la apodización se elimina el salto de índice y se consiguen redes con respuesta espectral más suave.

En la figura 2.2 se presenta el espectro y el retardo de grupo simulados para una red uniforme y una red con chirp, con y sin apodización, y pueden comprobarse los efectos comentados previamente.

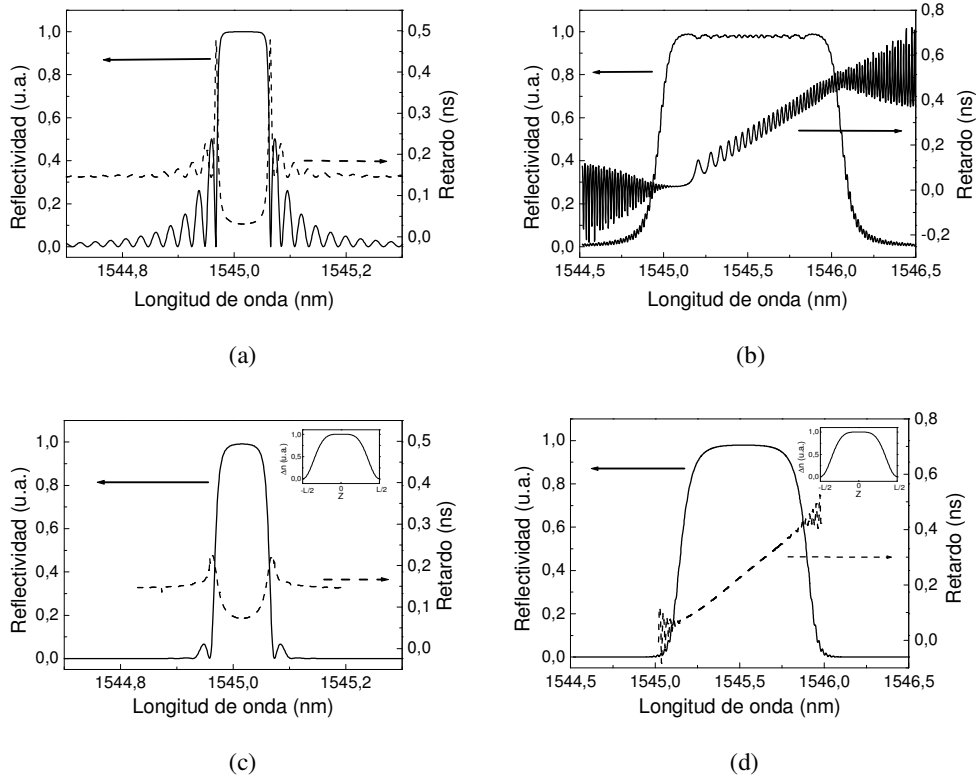


Figura 2.2: Espectro en reflexión y retardo de las redes de Bragg. (a): Red uniforme sin apodizar de 3 cm de longitud y Δn de 10^{-4} . (b): Red con chirp sin apodizar de 5 cm, con una Δn de $2 \cdot 10^{-4}$ y con un ancho de banda de 1 nm. (c) Red uniforme apodizada con un perfil de modulación de índice insertado en la esquina superior derecha. (d) Red con chirp apodizadas con el mismo perfil.

2.1.1 Redes uniformes. Ecuación de modos acoplados

La propagación de la luz en las fibras se analiza mediante la resolución de las ecuaciones de Maxwell y la aplicación de las condiciones de contorno, lo que permite obtener las soluciones de los modos que se propagan independientemente entre si. En el caso del estudio del comportamiento de los campos ante perturbaciones en la guía, como es el caso de las redes de Bragg, se emplea la teoría de los modos acoplados [7] que permite resolver de manera analítica cómo se transfiere la energía de unos modos a otros. En el caso de la perturbación correspondiente a una red de Bragg y cuya modulación del índice sinusoidal se ajuste a la ecuación 2.2, se resuelven las ecuaciones de acoplo en el

entorno de la longitud de onda donde se cumple la condición de Bragg y donde la energía del modo propagante se transfiere al modo contrapropagante.

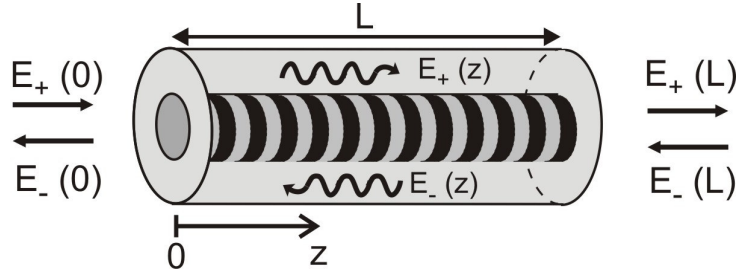


Figura 2.3: Amplitudes del campo eléctrico de los modos al inicio y al final de una red de Bragg.

En este caso las ecuaciones diferenciales para las amplitudes del campo eléctrico de la onda propagante $E_+(z)$ y contrapropagante $E_-(z)$ mostradas en la figura 2.3 quedan descritas por las ecuaciones 2.4.

$$\frac{dE_-(z)}{dz} = j\kappa E_+(z) e^{-j2\Delta\beta z} \quad (2.4)$$

$$\frac{dE_+(z)}{dz} = -j\kappa E_-(z) e^{j2\Delta\beta z}$$

La solución de estas ecuaciones, para el caso de que incida un campo a la entrada de la red $E_{+(z=0)} = E(0)$ y no incida onda contrapropagante en la salida de la red ($E_{-(z=L)} = 0$), viene dada por:

$$E_-(z) = E(0) j\kappa e^{-j\Delta\beta z} \frac{\sinh[\mu(z-L)]}{\mu \cosh(\mu L) + j\Delta\beta \sinh(\mu L)} \quad (2.5)$$

$$E_+(z) = E(0) e^{j\Delta\beta z} \frac{\mu \cosh[\mu(z-L)] - j\Delta\beta \sinh[\mu(z-L)]}{\mu \cosh(\mu L) + j\Delta\beta \sinh(\mu L)}$$

siendo
$$\mu^2 = \kappa^2 - (\Delta\beta)^2 \quad (2.6)$$

$\Delta\beta$ es el factor de desintonía:

$$\Delta\beta(\lambda) = \beta(\lambda) - \beta(\lambda_B) = 2\pi n_{\text{eff}} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \quad (2.7)$$

y κ es el coeficiente de acoplo, que a su vez depende de la amplitud de modulación Δn y de la distribución del campo eléctrico $\vec{e}^t(\rho)$ del modo según la expresión:

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \int_{\text{núcleo}} |\vec{e}^t(\rho)|^2 \rho d\rho \quad (2.8)$$

A partir de aquí podemos obtener las amplitudes de los campos al inicio y al final de la red y calcular los coeficientes de reflexión $r(\lambda)$ y de transmisión $t(\lambda)$.

$$r(\lambda) = \frac{E_-(0)}{E_+(0)} = \kappa \frac{e^{-\mu L} - e^{\mu L}}{(\mu - j\Delta\beta)e^{-\mu L} + (\mu + j\Delta\beta)e^{+\mu L}} \quad (2.9)$$

$$t(\lambda) = \frac{E_+(L)}{E_+(0)} = \frac{2\mu}{(\mu - j\Delta\beta)e^{-\mu L} + (\mu + j\Delta\beta)e^{+\mu L}} e^{j\Delta\beta L} \quad (2.10)$$

Esta solución de la respuesta espectral de una red proporciona no sólo la amplitud de los coeficientes de reflexión y transmisión sino también su fase. A partir de la fase podemos obtener el retardo de grupo y la dispersión cromática de la luz. Si escribimos los coeficientes complejos $r(\lambda)$ y $t(\lambda)$ separando el módulo y la fase:

$$r(\lambda) = |r(\lambda)| e^{j\varphi_r(\lambda)} \quad t(\lambda) = |t(\lambda)| e^{j\varphi_t(\lambda)} \quad (2.11)$$

El retardo τ y la dispersión D serán:

$$\tau = -\frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad D = \frac{d\tau}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\tau}{d\lambda} \quad (2.12)$$

Donde φ será φ_r o φ_t , según que estemos calculando los parámetros correspondientes a la luz reflejada o a la transmitida.

Con estos cálculos podemos conocer a partir de las características de la red cuáles van a ser los coeficientes de reflexión y de transmisión para cada longitud de onda, cuyos módulos al cuadrado corresponden a los factores de reflexión R y transmisión T respectivamente y que representan el espectro de la red. En la figura 2.4 podemos ver la forma característica del espectro en reflexión y del retardo teóricos de una red uniforme.

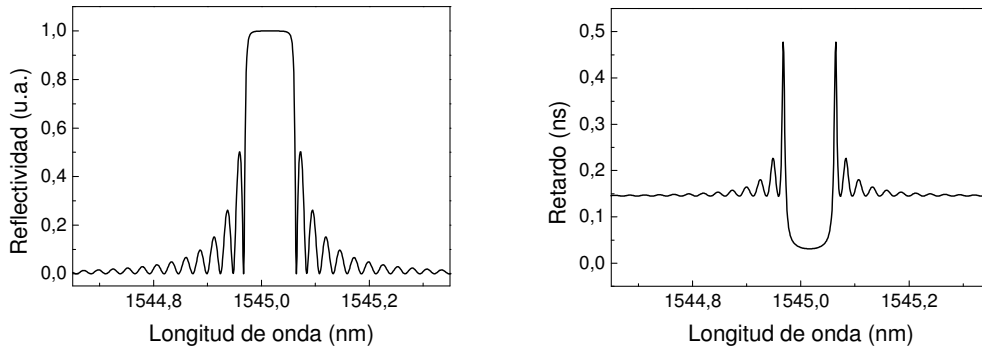


Figura 2.4: de una red uniforme de 3 cm de longitud y una amplitud de modulación de 10^{-4} . El periodo de la modulación es de 533.5 nm y el índice efectivo del modo fundamental es 1.448. Izquierda: factor de reflexión. Derecha: retardo

Dos magnitudes para las que se pueden obtener expresiones analíticas, en el caso de una red uniforme, son la reflectividad máxima R que se corresponde a la longitud de onda de Bragg:

$$R = \tanh^2(\kappa L) \quad (2.13)$$

y la anchura espectral entre los dos primeros ceros de la respuesta en amplitud $\Delta\lambda_0$:

$$\Delta\lambda_0 = \lambda_B \frac{\Delta n}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_B}{\Delta n L}\right)^2} \quad (2.14)$$

Vemos que la amplitud de modulación del índice Δn (relacionada directamente con κ por la ecuación 2.8) y la longitud L de la red, determinarán su reflectividad y anchura espectral. De esta forma para conseguir redes muy reflectivas se puede incrementar tanto Δn como L , y dependiendo de la anchura espectral deseada será preferible aumentar uno de los dos parámetros. Así para tener redes estrechas, se incrementa L de forma que:

$$\text{Si } \Delta n \ll \frac{\lambda_B}{L} \Rightarrow \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_B} \approx \frac{\lambda_B}{n_{eff} L} \quad (2.15)$$

Mientras que para tener redes anchas es necesario aumentar más Δn :

$$\text{Si } \Delta n \gg \frac{\lambda_B}{L} \Rightarrow \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_B} \approx \frac{\Delta n}{n_{eff}} \quad (2.16)$$

2.1.2 Redes no uniformes. Matriz de transferencia

Para la simulación de las redes más complejas, se ha empleado el método de las matrices de transferencia. Este método se basa en matrices 2×2 que relacionan los campos de las ondas que entran y salen al inicio de una red uniforme con los campos que entran y salen del extremo final de la red.

El procedimiento es similar al utilizado en la teoría de circuitos de microondas, y si hacemos uso de la misma notación, para una red con dos puertas representada esquemáticamente en la figura 2.5, relacionamos las entradas a_1 y a_2 con las salidas b_1 y b_2 del dispositivo mediante su matriz de scattering S según la ecuación 2.17.

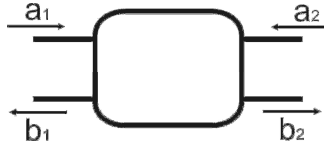


Figura 2.5: Representación esquemática de una red bipuerta.

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Si consideramos la puerta 1 como el inicio de la red de Bragg y la puerta 2 como el final, las entradas y salidas a_i y b_i de la ecuación 2.17 vienen determinadas a partir de las tensiones equivalentes de los campos eléctricos de la onda propagante y contrapropagante en los extremos inicial y final de la red. Las componentes de la matriz S corresponden a los coeficientes de reflexión y de transmisión de la red que aparecen en las ecuaciones 2.11. Además, al ser la red de Bragg simétrica, se cumple:

$$\begin{aligned} S_{11} &= S_{22} = r(\lambda) \\ S_{12} &= S_{21} = t(\lambda) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Para modelizar redes no uniformes, como por ejemplo una red con chirp, se puede emplear el método de las matrices realizando la siguiente aproximación: la red simulada se divide en subredes más pequeñas, con una longitud superior al período de la red, y se supone que el período Λ , el índice n_{eff} y la amplitud de modulación en cada una

de las subredes son constantes. De esta forma cada sección correspondiente a una subred se considera una red uniforme y se caracteriza mediante su matriz de scattering.

A partir de la matriz S de cada subred se calcula la matriz de transferencia T de cada subred definida como:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Y cuyos elementos están relacionados con los de la matriz de scattering mediante:

$$\begin{aligned} T_{11} &= S_{12} - \frac{S_{22}}{S_{21}} S_{11} & T_{12} &= \frac{S_{22}}{S_{21}} \\ T_{21} &= -\frac{S_{22}}{S_{21}} & T_{22} &= \frac{1}{S_{21}} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Una vez que disponemos de las matrices de transferencia de cada una de las subredes, podemos simular la respuesta de cualquier red no uniforme como resultado de la conexión en cascada de todas las subredes. Al ser los campos en el extremo final de una subred los campos en el extremo inicial de la siguiente, la matriz de transferencia del dispositivo global será el producto de las matrices de transferencia de todas las subredes:

$$T_{total} = T_1 T_2 \dots T_{N-1} T_N = \prod_{i=1}^{i=N} T_i \quad (2.21)$$

Finalmente, a partir de la matriz de transferencia de la red completa, obtenemos la matriz de scattering de la red (que nos permitirá conocer la reflectividad, la transmitancia, el retardo y la dispersión de la red no uniforme) mediante:

$$\begin{aligned} S_{11} &= -\frac{T_{21}}{T_{22}} & S_{12} &= T_{11} - \frac{T_{11}}{T_{22}} T_{21} \\ S_{21} &= \frac{1}{T_{22}} & S_{22} &= \frac{T_{12}}{T_{22}} \end{aligned} \quad (2.22)$$

En la figura 2.6 podemos ver el cálculo del factor de reflexión y del retardo para una red con el período variable.

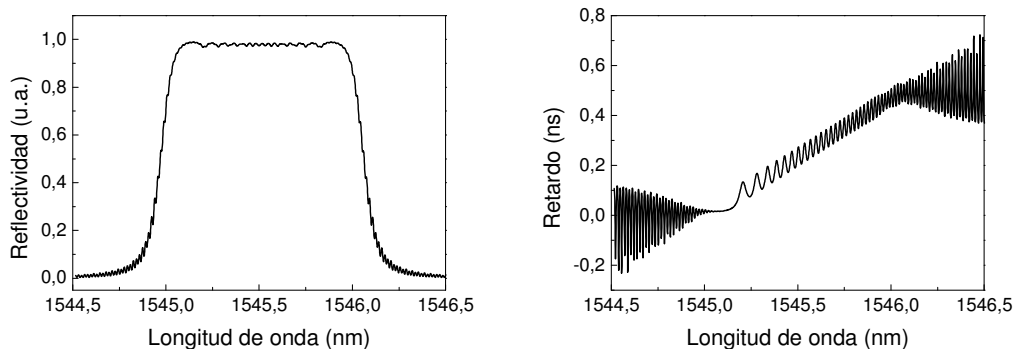


Figura 2.6: Simulación de una red con chirp de 1 nm de ancho de banda. La amplitud de modulación del índice es de $2 \cdot 10^{-4}$, la longitud de la red es de 5 cm y ha sido subdividida en 50 redes para hacer el cálculo. El periodo inicial de la red es de 533.5 nm y el índice efectivo es 1.448.

2.2- Fabricación

Las redes de Bragg se imprimen en la fibra después de su fabricación, aunque también se ha demostrado la posibilidad de grabarlas durante el estiramiento de la fibra [8]. El proceso de grabación consiste en crear la modulación periódica del índice en el núcleo y se puede conseguir de varias maneras. En el caso de las redes de periodo corto (redes de Bragg), las técnicas más extendidas son aquellas que utilizan la iluminación con luz ultravioleta, cuya energía modifica la estructura interna del material y con ello el índice de refracción [9]. Por otro lado, para redes de periodo largo, existen métodos alternativos donde, por ejemplo, el cambio del índice se produce mediante descargas eléctricas que reestructuran el material [10, 11], térmicamente mediante láseres de CO_2 , o bien mecánicamente mediante la propagación de ondas acústicas en la fibra [12].

Los tipos de láseres que se utilizan para la grabación de redes pueden ser varios. Los más usados suelen ser láseres doblados de argón que emiten en onda continua a una longitud de onda de 244 nm. Por otra parte se utilizan los láseres de excímero pulsados de alta potencia siendo los más usados el de KrF que emite a 248 nm [13] y el de ArF cuya longitud de onda es de 193 nm [14]. También existen trabajos en los que se emplean láseres de femtosegundos de muy alta potencia de pico como por ejemplo el titanio-zafiro centrado en 850 nm [15].

Para conseguir la grabación de redes de Bragg empleando luz ultravioleta, el material del que esté compuesto el núcleo de la fibra ha de ser fotosensible para que la

radiación produzca un cambio en el índice de refracción. El material del que están fabricadas las fibras ópticas convencionales es la sílice, y la parte del núcleo está dopada con germanio, idealmente en la forma de SiO_2 y GeO_2 .

En términos generales, la fotosensibilidad de las fibras se origina en los defectos que presenta la estructura del vidrio a nivel microscópico. En el caso del núcleo dopado con germanio, existe un tipo de defecto asociado a la deficiencia de oxígeno en el vidrio, donde un átomo de Ge está enlazado con otro átomo de Ge o de Si en vez de un átomo de oxígeno. Este enlace tiene una energía de 5.15 eV, la cual corresponde a la energía de un fotón de 240 nm; al iluminar el núcleo con luz ultravioleta a esta longitud de onda se rompen estos enlaces formando los llamados centros de color GeE' (ver figura 2.7) lo que provoca una reestructuración de los átomos generando un aumento en el índice de refracción del material [16]. Cuando se graban redes de Bragg utilizando láseres de onda continua a 244 nm, se observa que a mayor concentración de Ge los cambios que se consiguen en el índice de refracción son mayores ya que existen más defectos en el material.

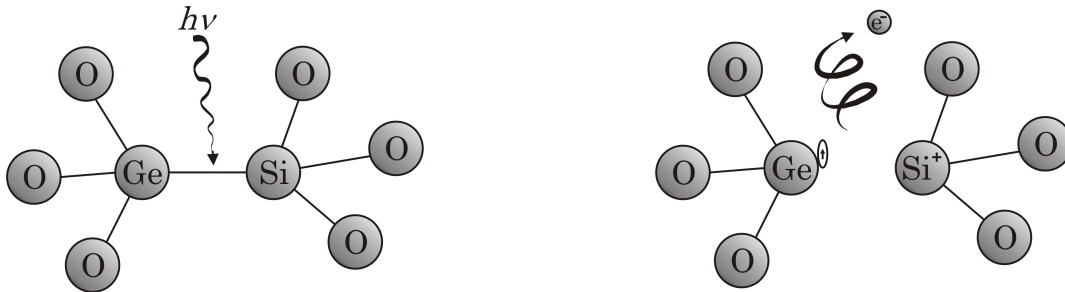


Figura 2.7: Esquema para explicar el fenómeno de la fotosensibilidad.

Dependiendo de factores como la concentración de Ge, la presencia de otros dopantes en la fibra o el tipo de láser utilizado para la grabación, aparecen distintos comportamientos en el crecimiento de la red y en sus características. A partir de aquí se diferencia entre distintas clases de redes, distribuidas principalmente en tres tipos distintos (tipo I, tipo II o tipo IIA).

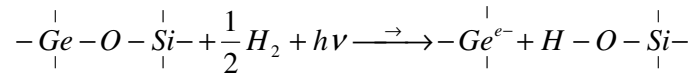
La red de tipo I es la más estándar y es aquella que aparece al grabar en una fibra dopada con Ge utilizando láseres de onda continua de baja energía. El índice de refracción aumenta hasta saturarse y el valor de saturación crece aproximadamente de forma lineal según la concentración de GeO_2 desde $3 \cdot 10^{-5}$ para fibras con un 3 % de

concentración hasta $2.5 \cdot 10^{-4}$ en fibras con el 20 %, utilizando un láser de onda continua de 244 nm [7]. Cuando se emplean láseres pulsados, el ritmo de crecimiento del índice y el valor de saturación dependen de la energía de los pulsos; a mayor tiempo de exposición durante la grabación, el espectro de la red sufre un desplazamiento al rojo debido a que la radiación aumenta el índice promedio de la red. En el caso de fibras con altas concentraciones de Ge (>20 % molar), se observa que al llegar a la saturación de la red de tipo I y aumentar los tiempos de exposición, la modulación del índice de refracción disminuye hasta desaparecer, apareciendo a continuación una segunda red (tipo IIA) [17] cuyo desplazamiento en longitud de onda es hacia el azul, opuestamente a las redes de tipo I y asociado a la disminución del índice promedio de la red. Las redes de tipo IIA pueden aparecer en fibras con menor concentración de Ge sin embargo los tiempos de exposición requeridos son mayores. Finalmente, las redes de tipo II [18] están grabadas con láseres pulsados de muy alta potencia con los que con un único pulso se consiguen grandes amplitudes de modulación asociadas a daños estructurales producidos en el núcleo de la fibra.

Los cambios de índice son en general inestables con la temperatura y tienden a desaparecer a temperaturas suficientemente altas. Los diferentes tipos de redes presentan diferentes comportamientos térmicos en cuanto a que se deterioran a diferentes temperaturas. La modulación de las redes de tipo I empieza a disminuir a temperaturas de 300 °C hasta desaparecer al alcanzar los 500 °C. Sin embargo las de tipo II presentan una mayor estabilidad a las altas temperaturas, pudiendo permanecer sin cambios hasta los 600 °C. Las redes de tipo II se pueden grabar incluso en fibras fabricadas con sílice puro y alcanzan los 800 °C sin sufrir cambios [18].

Por otra parte, ciertos materiales codopantes en la composición de la fibra consiguen aumentar la fotosensibilidad de ésta. La presencia de boro (B_2O_3) en el núcleo de la fibra disminuye su índice de refracción lo que permite introducir mayor concentración de Ge (que a su vez aumenta el índice) sin alterar la diferencia entre los índices entre el núcleo y la cubierta [19], con lo que se consiguen cambios de índice de $7 \cdot 10^{-4}$. El codopado del núcleo con estaño (SnO_2) permite obtener una mayor modulación en el índice debido a que se genera una mayor proporción de defectos tipo SnO, consiguiéndose unos cambios de índice similares al de las fibras codopadas con B y aumentando además su estabilidad térmica [20]. Por último hay que destacar también los

procesos de hidrogenación de la fibra para aumentar su fotosensibilidad. Esta técnica consiste en introducir la fibra en una atmósfera de hidrógeno a alta presión en la que las moléculas de hidrógeno se difunden hasta el núcleo de la fibra y, tras difundirse, la irradiación ultravioleta hace que el H₂ reaccione con las moléculas del vidrio produciendo cambios de índice de refracción. Un posible mecanismo de reacción es [21]:



Este proceso permite alcanzar cambios de índice de refracción de hasta $6 \cdot 10^{-3}$, hidrogenando fibras estándar de telecomunicación con un 3 % de contenido en Ge [22].

A parte de los factores mencionados existen otros que influyen en el crecimiento de las redes, como son el proceso de fabricación de la fibra o la aplicación de tensión durante la grabación [23], por lo que es difícil explicar la dinámica de la fotosensibilidad con todo detalle.

Las redes empleadas en los experimentos de esta tesis son redes que han sido grabadas en fibras fotosensibles dopadas con germanio y con boro, o bien en fibras con Ge sometidas a hidrogenación para aumentar la fotosensibilidad, pero en cualquier caso son redes de tipo I.

2.2.1 Redes uniformes

Las técnicas para grabar redes de Bragg se pueden dividir en dos grupos dependiendo de si utilizan métodos holográficos o no. En general, las técnicas holográficas consisten en dividir el haz de luz en dos haces para crear un patrón de franjas de interferencia sobre la fibra, mientras que con las no holográficas, la red se graba incidiendo directamente sobre la fibra de manera periódica.

Las redes fabricadas para la realización de esta tesis, han sido redes diseñadas para trabajar en longitudes de onda cercanas a 1550 nm por lo que teniendo en cuenta que el índice efectivo del modo fundamental en las fibras convencionales está alrededor de 1.45, y considerando la condición de Bragg (ecuación 2.1) tenemos que el período típico de las redes de Bragg empleadas en este trabajo, estará alrededor de los 534 nm.

Para conseguir estos períodos tan cortos, se pueden utilizar métodos no holográficos como por ejemplo la grabación punto a punto donde se incide directamente con el haz láser focalizando sobre la fibra, o bien utilizando máscaras de amplitud. Aunque estos métodos se han utilizado para grabar redes de periodo corto [24], las dificultades técnicas para lograr la precisión adecuada son mayores, y generalmente se usan para grabar redes de periodo largo que tienen periodos comprendidos típicamente entre 50 y 500 μm .

Las técnicas holográficas se clasifican en dos categorías con múltiples variantes. La primera comprende las técnicas en las que el haz láser se divide en dos y se hace interferir sobre la fibra, empleando configuraciones clásicas (tipo Mach-Zender, espejo de Lloyd, etc.). Si sobre la fibra inciden simétricamente dos haces de longitud de onda λ_{uv} formando un ángulo $\theta/2$ respecto a la normal a la fibra, el periodo del patrón de interferencia en el interior de la fibra tendrá una periodicidad Λ dada por:

$$\Lambda = \frac{\lambda_{uv}}{2\text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.23)$$

En consecuencia, la longitud de onda de Bragg de la red de difracción grabada vendrá dada por la ecuación 2.24.

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda = \frac{n_{\text{eff}}\lambda_{uv}}{\text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.24)$$

La ventaja fundamental de esta técnica es que permite modificar la longitud de onda de Bragg ajustando el ángulo de incidencia y, potencialmente, se pueden obtener periodicidades Λ comprendidas entre $\lambda_{uv}/2$ e ∞ . El principal inconveniente de estas técnicas interferométricas clásicas es que la longitud total de la red de Bragg queda, en principio, limitada al tamaño del haz.

Para conseguir redes de gran calidad será necesario obtener patrones de interferencia estables y con una alta visibilidad de las franjas. Por esta razón hay que combinar adecuadamente la técnica empleada con el uso de las fuentes adecuadas. Así, por ejemplo, para los sistemas holográficos donde los haces recorren varios centímetros hay que emplear fuentes coherentes mientras que para grabar punto a punto la coherencia

no es fundamental. No obstante existe la posibilidad de estrechar las líneas de emisión de láseres poco coherentes.

La segunda técnica de grabación holográfica consiste en generar los dos haces que interfieren mediante una máscara de fase y situar la fibra en la zona de interferencia de los haces emergentes.

La máscara de fase es un elemento óptico consistente en una lámina de sílice en cuya superficie lleva grabado un relieve periódico en una dimensión (figura 2.8) y que difracta un haz en diversos órdenes de difracción. Los parámetros característicos de una máscara de fase son el periodo Λ_m y la altura del relieve h . La altura del relieve ideal es tal que la energía del haz incidente se reparte entre los dos primeros órdenes de difracción y se cancela el orden de difracción cero, obteniéndose así una buena visibilidad en la interferencia producida justo después de la máscara. Si el vidrio de la máscara tiene un índice de refracción n_{uv} a la longitud de onda del láser λ_{uv} , entonces h vendrá dado por:

$$h = \frac{\lambda_{uv}}{2} \frac{1}{n_{uv} - 1} \quad (2.25)$$

El periodo de la máscara Λ_m determina el ángulo de divergencia θ de los órdenes de difracción ± 1 de acuerdo con la relación:

$$\text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\lambda_{uv}}{\Lambda_m} \quad (2.26)$$

Por tanto, si se sitúa la fibra en la zona donde interfieren los dos haces de orden ± 1 que emergen de la máscara como se indica en la figura 2.8, el periodo de las franjas de interferencia de acuerdo con las ecuaciones 2.23 y 2.26 vendrá dado por:

$$\Lambda = \frac{\Lambda_m}{2} \quad (2.27)$$

y en consecuencia la longitud de onda de Bragg será:

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff} \Lambda = n_{eff} \Lambda_m \quad (2.28)$$

La principal ventaja de esta técnica es que permite fabricar redes de tamaño superior a la anchura del haz UV desplazando el haz sobre la máscara como se indica en la figura 2.8. El principal inconveniente es que la longitud de onda de Bragg es fija para una máscara dada y además la máscara es específica para una longitud de onda del láser.

La amplitud de modulación del índice de la fibra se controla a través de la energía irradiada sobre la fibra, y ésta la controlaremos a través de la velocidad del barrido, manteniendo la potencia del láser constante.

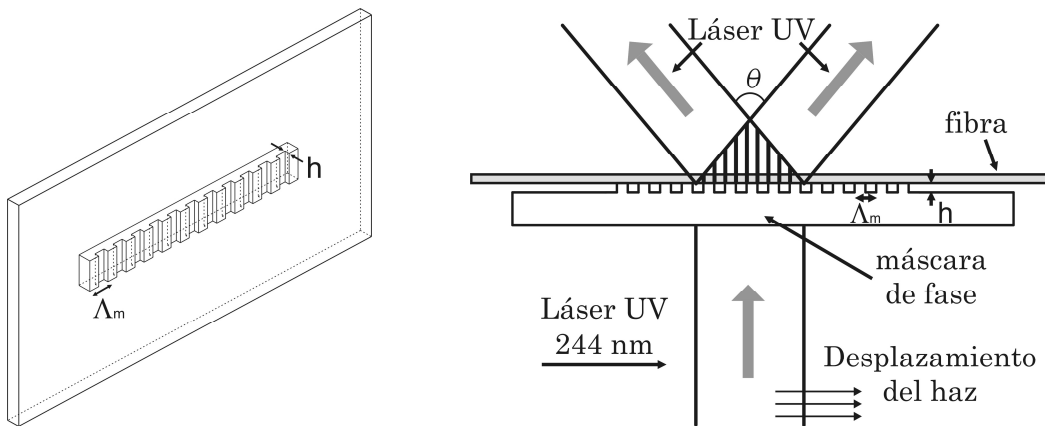


Figura 2.8: Esquema de una máscara de fase y las interferencias producidas para grabar la red.

Aunque a priori se necesitan distintas máscaras de fase para grabar redes a diferentes longitudes de onda, utilizando la misma máscara se puede cambiar ligeramente la longitud de onda de Bragg de una red modificando mínimamente el periodo grabado en la fibra o el índice de la misma. Por ejemplo, inclinando ligeramente la fibra respecto a la máscara [25], con un movimiento relativo entre la máscara y la fibra durante la grabación [26], o bien aplicando una ligera tensión mecánica a la fibra antes de la grabación de la red, que es precisamente la técnica implementada en nuestro caso. Como se verá en el siguiente punto, estas técnicas también se utilizan para la grabación de redes con chirp.

El control del periodo aplicando una tensión mecánica a la fibra se fundamenta en la dependencia que tiene la longitud de la fibra con la tensión. Estirando la fibra antes de la grabación se aumenta su longitud, a continuación se graba la red de Bragg con el periodo determinado por la máscara y posteriormente al destensar la fibra, ésta recupera su longitud original quedando la modulación de índice con un periodo más corto que el

obtenido al grabar sin tensión. Aunque el n_{eff} se ve afectado por la tensión debido al efecto elasto-óptico, esto no modifica la longitud de onda de Bragg final ya que al destensar la red el índice de refracción recupera su valor original. De esta forma la variación de la longitud de onda de Bragg $\Delta\lambda_b$ relativa a la longitud de Bragg λ_b propia de la máscara en la fibra viene dada por el estiramiento relativo $\Delta L/L$ a que se ha sometido la fibra:

$$\frac{\Delta\lambda_b}{\lambda_b} = \frac{\Delta L}{L} \quad (2.29)$$

Como la fibra soporta estiramientos del 1 ‰ (en orden de magnitud), el rango de longitudes de onda que se pueden obtener con una máscara dada varía en unos pocos nanómetros respecto a la longitud de onda específica de la máscara.

En nuestro caso, para la grabación de redes utilizamos el método de la máscara de fase, y como fuente ultravioleta empleamos un láser de argón doblado con una anchura de haz de unos 700 μm , 100 mW de potencia en continua y un perfil gaussiano. Para obtener una mayor densidad de energía sobre la fibra, focalizamos el haz con una lente cilíndrica, y la velocidad típica de desplazamiento del láser sobre la fibra es del orden de un mm/min.

2.2.2 Redes con chirp

Hemos visto que las redes con chirp son aquellas en que ya sea el período o bien el índice efectivo va cambiando a lo largo de la red.

Los métodos de grabación de redes con chirp que se basan en cambiar el índice consisten, por ejemplo, en variar el tiempo de exposición de la luz a lo largo del eje [27] obteniendo chirps pequeños (del orden de unas décimas de nanómetro) insuficientes para muchas aplicaciones, o bien a través de una fibra abocinada [28, 29], lo que consume una gran cantidad de tiempo en preprocesar la fibra.

Es más eficiente hacer el chirp mediante técnicas que actúen primordialmente sobre el periodo de la red. La forma más directa de grabar una red con chirp es empleando una máscara de fase con un periodo variable [30], sin embargo esta solución es muy rígida en longitud de onda y las máscaras son costosas económicamente. Otro

método alternativo es por ejemplo mediante la curvatura de la fibra durante la grabación [31], pero exige mantener la fibra en soportes muy específicos o bien grabar la red con láseres con el tamaño de haz grande. Se puede variar el periodo mediante el movimiento relativo entre la máscara de fase y la fibra [26], aunque en este caso, la modulación de índice presenta una apodización intrínseca que en algunas ocasiones puede ser inconveniente, y en cualquier caso, el movimiento relativo limita el chirp máximo alcanzable. El estiramiento de la fibra durante la grabación [32] produce chirps más largos pero presenta una apodización no simétrica (normalmente indeseable) por el movimiento relativo entre la fibra y la máscara de fase en el punto donde incide el haz, este movimiento relativo se origina por la necesidad de cambiar la tensión aplicada a la fibra para obtener el chirp.

La técnica desarrollada en este trabajo está basada en la aplicación de una tensión variable a la fibra, desarrollada por Byron y Rourke, y la mejora en tanto que consigue evitar la apodización indeseada manteniendo estática la fibra respecto de la máscara de fase en el punto de incidencia del haz a lo largo del proceso de grabación.

La técnica aquí propuesta [33] consiste en aplicar tensión variable a la fibra desde sus dos extremos mediante dos piezoeléctricos como se indica en la figura 2.9. Se trata de conseguir que en el punto donde incide el haz esté en reposo instantáneo en relación a la máscara y, además, que cuando se modifique la tensión aplicada para producir el chirp y el haz se desplace, el punto estático también lo haga siguiendo el desplazamiento del haz láser. Para conseguir que se satisfagan estas condiciones, no puede tensionarse la fibra desde un extremo, fijando el otro, sino que se ha de tensionar desde ambos extremos simultáneamente, introduciendo pequeños desplazamientos mediante dos piezoeléctricos (PZT) en sentidos opuestos. De esta forma, se puede mantener instantáneamente estático un determinado punto de la fibra. En resumen, tensionar desde los dos extremos permite variar la tensión en la fibra para producir chirp y mantener el punto de grabación estático para evitar una apodización incontrolada.

En la figura 2.9 podemos ver el esquema para la grabación de una red con chirp, donde V_l es la velocidad de barrido del haz láser, Δl_{PZT1} y Δl_{PZT2} son los desplazamientos de cada piezoeléctrico, L_l es la distancia desde el PZT2 hasta el punto inicial de la

grabación, L_{tot} es la distancia entre ambos piezoeléctricos y z es la posición instantánea de la grabación.

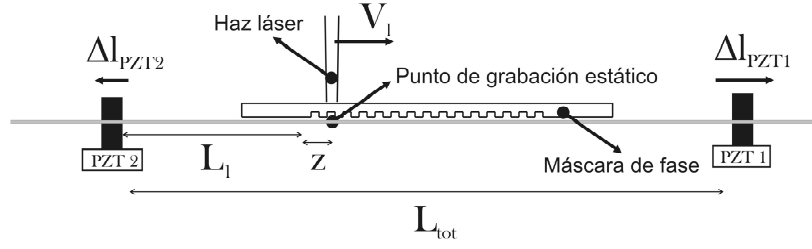


Figura 2.9: Esquema del montaje para la grabación de una red con chirp.

Si PZT1 y PZT2 se mueven con velocidades v_{pz1} y v_{pz2} , respectivamente, el punto de grabación de la fibra z en el instante t se desplazará respecto a la máscara a una velocidad v_z dada por la ecuación:

$$v_z(z, t) = \frac{z + L_1}{L_{tot}} |v_{pz1}(t)| - \frac{L_{tot} - (z + L_1)}{L_{tot}} |v_{pz2}(t)| \quad (2.30)$$

Así pues para que $v_z = 0$ en $z = v_l t$ se ha de cumplir que las velocidades de los piezoeléctricos estén relacionadas por la ecuación:

$$\frac{|v_{pz1}(t)|}{|v_{pz2}(t)|} = \frac{L_{tot}}{v_l t + L_1} - 1 \quad (2.31)$$

Por otro lado, en el caso de la grabación de un chirp lineal, el estiramiento total de la fibra ha de incrementarse de forma lineal en el tiempo, por lo que ha de satisfacer:

$$\Delta l(t) = \Delta l_{pz1}(t) + \Delta l_{pz2}(t) = r_{chirp} t \quad (2.32)$$

donde r_{chirp} es un coeficiente que resulta de dividir el estiramiento total ΔL (relacionado con el chirp de la red por la ecuación 2.29) por el tiempo de grabación total T de la red.

De (2.31) y (2.32) se obtienen las ecuaciones que determinan el movimiento de los piezoeléctricos durante la grabación:

$$\Delta l_{PZT1}(t) = \frac{r_{chirp}}{L_{tot}} \left(L_{tot}t - \frac{1}{2}v_l t^2 - L_1t \right) \quad (2.33)$$

$$\Delta l_{PZT2}(t) = \frac{r_{chirp}}{L_{tot}} \left(\frac{1}{2}v_l t^2 + L_1t \right)$$

En la figura 2.10 se muestran todos los elementos que forman parte del sistema de grabación de redes de Bragg. Los piezoeléctricos que se han utilizado son el modelo P-625.1CL de Physik Instrumente y tienen un desplazamiento máximo de 500 μm que se consigue al aplicar una tensión de 120 V.

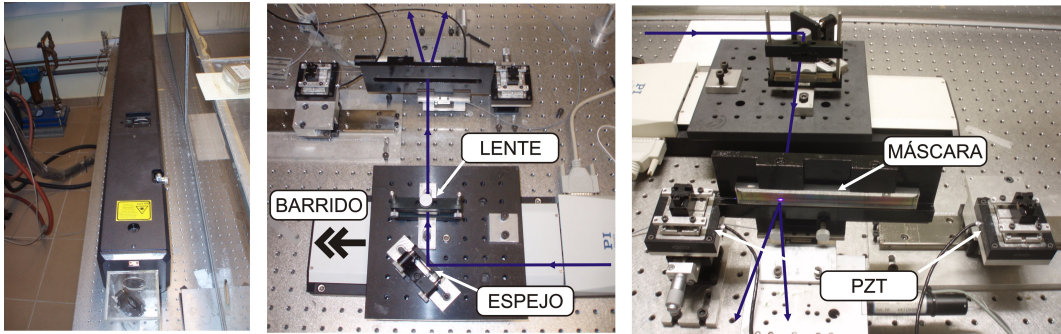


Figura 2.10: Izquierda: Láser doblado de argón a 244 nm. Centro: plataforma para hacer el barrido del haz, y lente para focalizar en la fibra. Derecha: Máscara de fase y piezoeléctricos para estirar la fibra.

En la grabación de una red, la distancia L_{tot} típica entre los dos PZT es de 20 cm y la distancia L_1 del PZT1 al inicio de la red es de 7.5 cm. De esta forma, para grabar una red de 5 cm con un chirp $\Delta\lambda_b$ de 1 nm a una longitud de onda λ_B de 1550 nm durante un tiempo de grabación T de 30 minutos, las constantes r_{chirp} y v_l de las ecuaciones 2.33 toman los valores de 4.3 $\mu\text{m}/\text{min}$ y 1.67 mm/min respectivamente.

2.2.3 Apodización

Apodizar una red de Bragg consiste en grabar la red de forma que la amplitud de modulación del índice de refracción no sea uniforme.

Es importante tener flexibilidad en la apodización ya que según la utilidad que se le vaya a dar a la red se necesitará mejorar algunos aspectos concretos de su espectro, para lo que se buscará el perfil de apodización mas adecuado.

La efectividad de la apodización en la eliminación de los lóbulos y del rizado va a depender del perfil elegido para apodizar y hay que tener en cuenta que al apodizar la red también cambian la reflectividad y la anchura de banda. Como norma general, es importante que la función de apodización sea simétrica y lo más suave posible.

Para conseguir que una red esté apodizada, se puede introducir la apodización durante o después de la grabación. En el caso en que la red esté ya grabada, se disminuiría la visibilidad de las franjas en los extremos de la red con la forma deseada realizando por ejemplo un barrido con el láser a velocidad variable a lo largo de la red. El inconveniente de esta técnica es que requiere un segundo barrido del láser y al final del proceso el índice efectivo promedio a lo largo de la red no es constante y se introduce un chirp indeseado.

Son más atractivos los métodos de apodización durante la grabación ya que no conllevan un segundo proceso de grabado y se consigue que el índice efectivo sea constante. El control de la polarización del haz incidente es una técnica que produce buenos resultados [34] pero que requiere un sofisticado equipamiento para el control angular del haz y de la distancia entre la fibra y la máscara. Entre otras técnicas, podemos mencionar la grabación con máscaras de fase apodizadas [35, 36] o la apodización intrínseca del método de grabación de redes con chirp mediante el movimiento relativo entre la fibra y la máscara de fase [33]. Las limitaciones de estas técnicas son que, en la primera, el perfil de la apodización está determinado por la máscara de fase y cambiar el perfil significa fabricar una nueva máscara de fase; la segunda, sólo es aplicable cuando se graban redes con chirp y el perfil de apodización tampoco es adaptable.

El método más versátil y que menos material requiere para generar apodización cuando se graban redes con máscaras de fase y láseres de pequeña anchura de haz, consiste en disminuir la visibilidad de las franjas de interferencia aplicando un movimiento oscilatorio de pequeña amplitud entre la máscara de fase y la fibra mientras se va grabando la red. Un movimiento rápido de la máscara respecto a la velocidad de barrido del láser UV, ocasiona una disminución de la visibilidad de las franjas y cambia la amplitud de modulación sin modificar el período ni el valor promedio del índice de refracción.

Esta técnica se desarrolló en la Universidad de Southampton [37] y es la que he implementado en nuestro laboratorio. Se caracteriza por ser flexible, en el sentido de permitir una función de apodización independiente del chirp de la red y relativamente fácil de implementar en nuestro sistema.

En este caso, la disminución en amplitud del índice de refracción depende de la amplitud del movimiento de oscilación de la máscara. Si la amplitud del movimiento es grande en términos relativos y alcanza la mitad del período de la red, entonces la amplitud de modulación en el índice será cero. En la mayoría de los casos, esa será la condición que se busque en los extremos de la red, para que no haya una discontinuidad de la amplitud de modulación.

Para asegurar que el efecto de apodización sea homogéneo, la oscilación ha de realizarse a una frecuencia constante y suficientemente alta para que, durante el tiempo que tarde el haz del láser en recorrer un período de la red, la máscara oscile varias veces. Con esto, nos aseguramos que se promedia el índice correctamente a lo largo de todo el dispositivo.

El movimiento de la máscara se realiza a través de un tercer piezoeléctrico, y la señal eléctrica de control la proporciona un generador de funciones. El movimiento aplicado a la máscara será una función triangular y periódica con una frecuencia de oscilación que dependerá de la velocidad de barrido del láser, para la mayoría de casos tomaremos un valor entre 1 Hz y 10 Hz. Esta función tendrá una amplitud de modulación máxima de pico a pico igual al período de la red en ambos extremos donde disminuirá la amplitud de modulación a cero. Al contrario que en la parte central donde el movimiento de la máscara será nulo y la amplitud de modulación máxima.

El piezoeléctrico utilizado es el P-620.1CD de Physik Instrumente y tiene una resolución de 2 nm, una respuesta en tensión lineal de 550 nm/V y un desplazamiento máximo de 60 μm . Para modificar la amplitud, el generador de tensión que alimenta el PZT se guía a través de un ordenador con una función que module la amplitud de oscilación. El software de control lo he desarrollado en C++ y, en esencia, determina 9520 puntos de la función de apodización que se desea, transmitiéndolos al generador para controlar la función interna de modulación con forma de onda arbitraria.

Este procedimiento permite implementar cualquier función de apodización que se necesite y es independiente de la técnica de grabación de chirp, por lo que sirve para grabar redes uniformes y también redes con chirp.

Los resultados experimentales del método los podemos ver en la figura 2.11, dónde se muestra el espectro de una misma red con chirp grabada sin apodización y con un perfil de apodización trapezoidal. Podemos ver la transmitancia y el retardo de la red en escala lineal donde se aprecia la notable disminución del rizado.

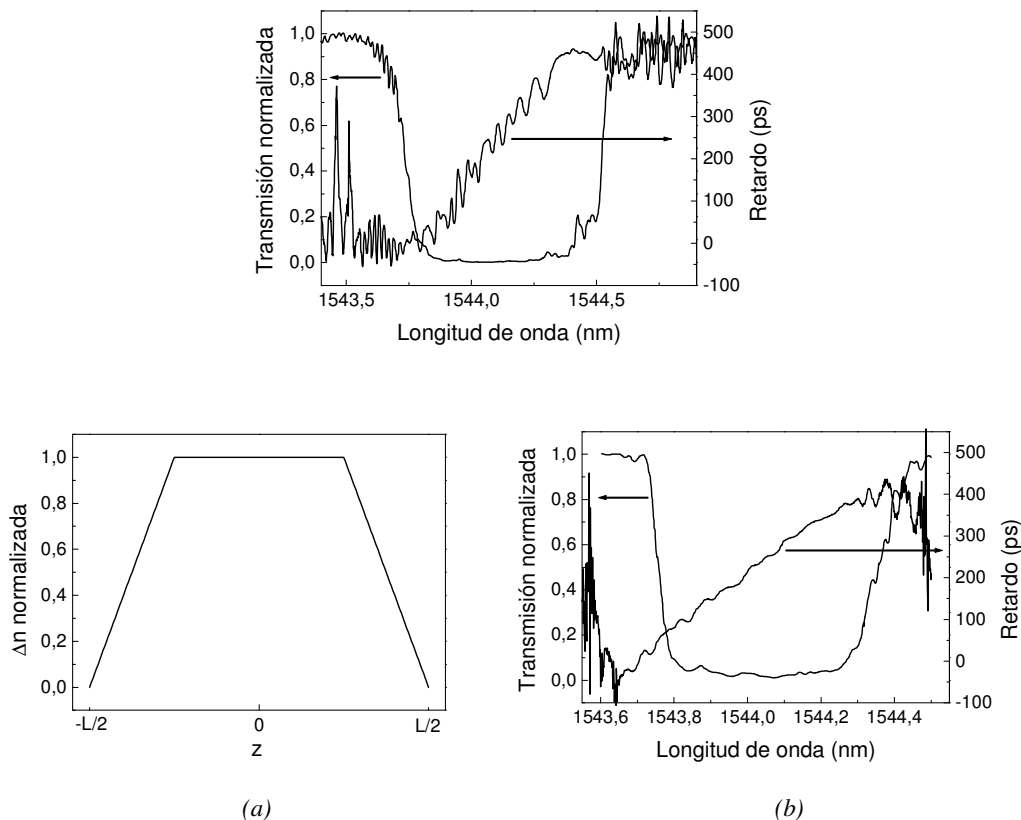


Figura 2.11: Grabación de una red con chirp de 0.8 nm, una longitud de 5 cm y un tiempo de grabación de 24 minutos. Arriba: espectro en transmisión en escala lineal de una red sin apodizar. Abajo: (a) perfil de apodización. (b) espectro en transmisión de la misma red con una apodización trapezoidal.

2.3- Aplicaciones

La experiencia adquirida en la grabación de redes de Bragg y la introducción del método de apodización en el sistema de grabación me ha permitido contribuir en el desarrollo de varios trabajos del grupo. En este apartado se resumen brevemente algunas

de las aplicaciones llevadas a cabo y la descripción de las diferentes redes grabadas específicamente para cada caso.

2.3.1 Longitud efectiva de un Fabry-Perot formado por redes de Bragg

La longitud de la cavidad óptica de cualquier láser es un parámetro que se ha de tener muy en cuenta a la hora de su diseño, ya que definirá la separación entre los modos longitudinales de la cavidad. En los láseres donde se desee tener un ancho de línea espectral muy pequeño se diseñan para que amplifiquen únicamente un modo de la cavidad, por lo que, la separación entre los modos longitudinales ha de ser superior al ancho de banda donde el láser es capaz de amplificar y sea un único modo el que oscile. En el caso concreto de los láseres de fibra óptica, la longitud de la cavidad se ha de optimizar para que haya un único modo longitudinal que caiga dentro del ancho de banda de las redes de Bragg y que la potencia de emisión del láser sea máxima.

En un láser de fibra óptica tipo Fabry-Perot, lo normal es que sean dos redes de Bragg las que actúen como los espejos de la cavidad. Sin embargo al ser dispositivos que producen una reflexión distribuida a lo largo de la sección de fibra donde está grabada la red, no es trivial conocer la longitud de la cavidad ya que se ha de determinar el punto efectivo de la red donde se refleja la luz, o lo que es lo mismo, se ha de conocer su longitud efectiva L_{ef} . De esta forma, si L_0 es la distancia entre las dos redes de Bragg, la longitud L_c de la cavidad vendrá dada por la ecuación:

$$L_c = L_{ef1} + L_0 + L_{ef2} \quad (2.34)$$

La longitud efectiva de una red de Bragg, a los efectos de determinar la separación entre modos consecutivos de un Fabry-Perot, viene definida por la ecuación:

$$L_{ef} = \frac{v_g \tau}{2} \quad (2.35)$$

donde v_g es la velocidad de grupo y τ el retardo de grupo a la longitud de onda que estemos considerando. A partir del retardo τ de una red uniforme, que depende de la reflectividad R y longitud L de la red, se puede estimar que la longitud efectiva L_{ef} de la red a la longitud de onda de Bragg será:

$$L_{ef} = L \frac{\sqrt{R}}{2 \operatorname{arctgh}(\sqrt{R})} \quad (2.36)$$

Para verificar estas expresiones entre la reflectividad de una red y su longitud efectiva, se estudió experimentalmente la separación entre los modos de una cavidad Fabry-Perot. Para ello se grabaron cuatro cavidades Fabry-Perot en una fibra óptica fotosensible similar a la SMF-28 de manera que cada una tenía 2 redes de Bragg de 4 cm de longitud separadas 5 cm entre sí como se muestra en la figura 2.12. Cada par de redes se grabó con una reflectividad distinta, siendo ésta del 30, 80, 97 y 99 %. La clave de este experimento es la grabación de ambas redes en un solo proceso de escritura, sin desmontar la fibra del sistema de grabación y controlando con precisión las longitudes de las redes y de su separación.

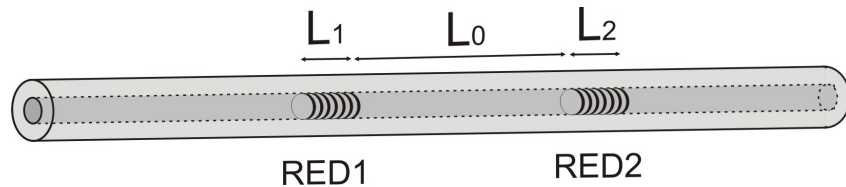


Figura 2.12: Esquema de una cavidad Fabry-Perot grabada en fibra óptica.

La longitud efectiva experimental se calcula a partir de la separación $\Delta\lambda$ entre las longitudes de onda de resonancia de los modos de la cavidad medidos en transmisión y en el entorno próximo a la longitud de onda de Bragg. En el caso de que las dos redes sean iguales, la relación entre la longitud efectiva y la separación entre los modos viene dada por la ecuación 2.37. Siendo n_g el índice de grupo del modo fundamental de la fibra empleada.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g(L_0 + 2L_{ef})} \quad (2.37)$$

El espectro de las cavidades se obtuvo iluminando los interferómetros con un láser sintonizable y barriendo en longitud de onda en modo continuo. En la figura 2.13 se presentan los espectros convenientemente normalizados medidos con un detector de 200 kHz de ancho de banda, así como una simulación teórica del comportamiento de la cavidad.

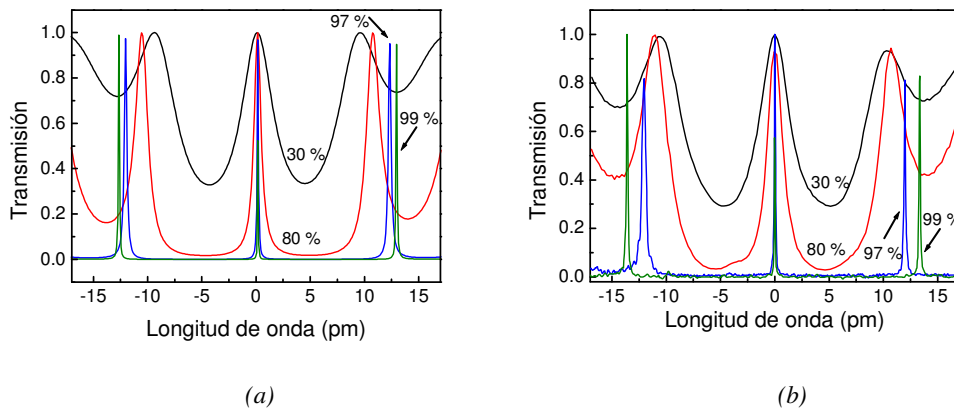


Figura 2.13: (a): Simulación de los modos de las cavidades Fabry-Perot grabadas. (b): Medida en transmisión de los modos de cada uno de los Fabry-Perot.

La realización del experimento [38] demuestra que cuando las redes son más reflectivas, la separación entre los modos de la cavidad aumenta, igual que ocurre cuando la longitud de la cavidad disminuye. Por lo tanto al aumentar la reflectividad de una red de Bragg, su longitud efectiva disminuye, ya que al ser mas intensa la red, la onda tiene menor longitud de penetración en la misma.

Podemos ver en la figura 2.14 como se ajusta perfectamente la curva teórica dada por la ecuación 2.36 con los datos experimentales obtenidos midiendo la separación $\Delta\lambda$ entre los modos de cada una de las 4 cavidades y calculando con 2.37 la longitud efectiva de las redes que forman cada cavidad.

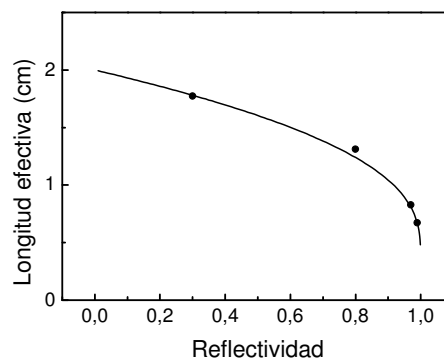


Figura 2.14: Comparación entre la longitud efectiva teórica de las redes de Bragg (línea sólida) y la experimental (puntos).

2.3.2 Láser pulsado a longitudes de onda alternas

Los láseres con emisión en dos longitudes de onda son de interés en aplicaciones de espectroscopía, sensores de fibra o para la calibración de instrumentos ópticos. Aunque existen varias configuraciones para sintonizar la longitud de onda de estos láseres [39, 40], estos sistemas ofrecen una baja velocidad de conmutación.

Para aumentar la velocidad de conmutación entre dos longitudes de onda se desarrolló un láser pulsado que genera un tren de pulsos que alterna en el tiempo entre dos longitudes de onda como se muestra esquemáticamente en la figura 2.15.

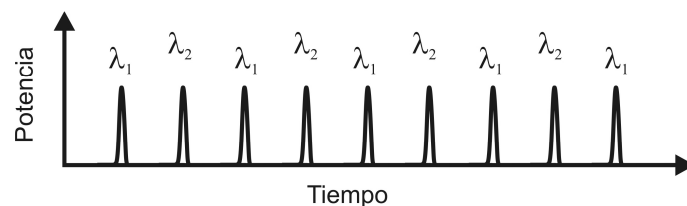


Figura 2.15: Diagrama de emisión de un láser pulsado con dos longitudes de onda alternadas.

La configuración del láser la podemos ver en la figura 2.16. Es un láser con una cavidad Fabry-Perot de 3.3 m de longitud formada por una fibra de erbio y en cuyos extremos hay dos pares de redes (A y B), grabadas de forma superpuesta sobre la misma sección de fibra, que constituyen los espejos. Para pulsar el láser y que emita en las dos longitudes de onda de forma alterna, el par de redes B estará unido a un piezoeléctrico al que aplicaremos un voltaje a través de un generador de señal. La cavidad está se bombea a través de un multiplexador en longitud de onda, y desde uno de sus brazos se introduce la energía de bombeo a 980 nm dentro de la cavidad mientras que desde el otro se obtiene la salida a 1550 nm. Las redes 1B y 2B actúan como espejos de alta reflectividad del láser y las redes 1A y 2A como espejos de baja reflectividad por donde se produce la emisión.

Finalmente a través de un circulador y un tercer par de redes (C) se podrá seleccionar la salida del láser para tener el tren de pulsos a una u otra longitud de onda o ambas a la vez.

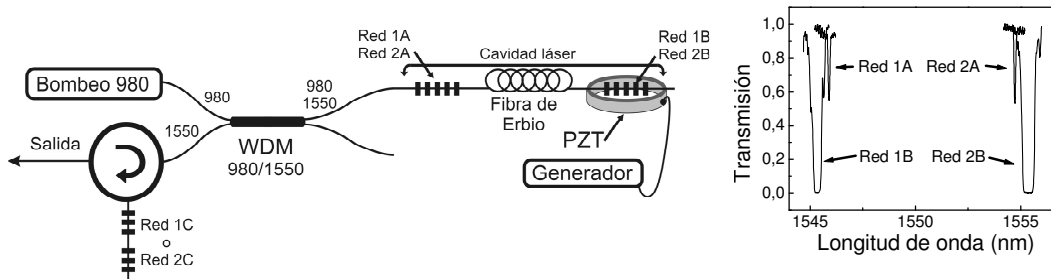


Figura 2.16: Izquierda: esquema del láser. Derecha: Espectros de los dos pares de redes.

En un extremo de la cavidad tenemos el par (A) compuesto por las redes 1A y 2A. Son dos redes de unos 3 dB y constituyen el espejo de salida del láser. Primero se grabó una de las redes con una máscara de fase y con unos 6 dB de atenuación en transmisión, a continuación se cambió la máscara y se grabó la segunda red justo encima de la primera. Esta segunda grabación reduce la eficiencia de difracción de la primera grabación. El proceso se ajustó de tal forma que ambas redes tuvieran aproximadamente la misma atenuación en transmisión ($T \approx 0.6$, Fig. 2.16). El resultado de grabar una segunda red sobre la primera es una red estructurada que refleja las dos longitudes de onda correspondientes a cada una de las periodicidades de las máscaras, y que quedan separadas entre sí 8.5 nm. Sus longitudes de onda de Bragg serán las longitudes de onda de emisión del láser.

En el otro extremo se grabó el par B con las redes 1B y 2B también superpuestas. Empleando las mismas máscaras de fase que en el caso del par A y aplicando tensión durante la grabación se grabó el par B con una separación espectral entre las dos redes de 9.1 nm.

Posteriormente, las redes del par B se fijaron a un piezoeléctrico ligeramente tensionadas. De esta forma, después de pegar estas dos redes, las cuatro longitudes de onda que forman el conjunto quedaron dispuestas de la siguiente manera: Las redes 1A y 2A reflejan a 1545.09 nm y 1553.54 nm respectivamente, mientras que las redes 1B y 2B reflejan a 1544.76 nm y 1553.84 nm. Los espectros se pueden observar en la figura 2.16.

Aplicando una tensión eléctrica sinusoidal al piezoeléctrico a su frecuencia de resonancia se consigue estirar y relajar el par de redes B para abrir y cerrar la cavidad láser formada por las redes 1A-1B y 2A-2B. En el instante en que las redes estén

estiradas, la longitud de onda de la red 1B se ajustará con la de la red 1A para cerrar la cavidad y el láser emitirá un pulso con una longitud de onda de 1545 nm. En el momento en que el piezoeléctrico destense las redes, el láser dejará de emitir a 1545 nm y se cerrará la cavidad formada por las redes 2A y 2B de forma que se emitirá un pulso a 1553.5 nm.

El láser emite por tanto un tren de pulsos a 1545 y 1553.5 nm, alternativamente. Para caracterizar la emisión del láser, se filtró el tren de pulsos en longitud de onda empleando el par de redes auxiliar C. Las redes 1C (1545 nm) y 2C (1553.5 nm), que no están superpuestas, las situamos en el segundo brazo del circulador para seleccionar una de las dos longitudes de onda del láser o ambas. En la figura 2.17 se pueden ver los pulsos para las tres salidas posibles del láser: a 1545 nm y a 1553.5 nm de forma separada y con una frecuencia de 20 kHz, y a ambas longitudes de onda juntas y alternadas con una frecuencia de 40 kHz [41]. La anchura temporal de los pulsos es de 0.3 μ s.

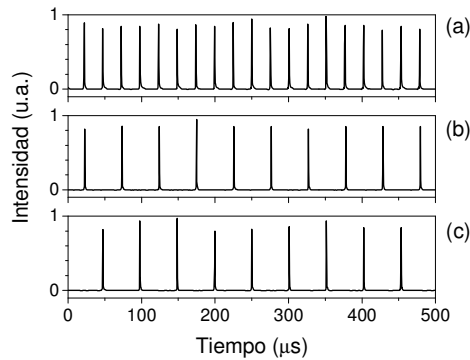


Figura 2.17: Señal de salida del láser a la salida del WDM (a) y a la salida del circulador después de reflejarse en la red 1C (b) o en la red 2C (c).

2.3.3 Láser de fibra pulsado mediante ondas acústicas

Una de las técnicas que se usan para obtener láseres pulsados es a través de la modulación del factor Q de la cavidad. En la mayoría de propuestas para modular el factor Q en láseres de fibra óptica se utilizan sistemas de componentes discretos acoplados a la fibra en el interior de la cavidad, que requieren sistemas de alineamiento especiales y que introducen pérdidas importantes. Una alternativa a estos sistemas, es la creación de moduladores todo-fibra.

En este apartado se describe un sistema para la modulación del factor Q de la cavidad, que se consigue mediante el ajuste y desajuste de las longitudes de onda de Bragg de las redes mediante una onda acústica [42].

La configuración del láser se muestra en la figura 2.18. Está formado por una cavidad Fabry-Perot constituida por dos redes de Bragg. A través del tramo de fibra donde está grabada una de las redes se inyecta, mediante una bocina acoplada a un disco piezoeléctrico, una onda acústica longitudinal cuya longitud de onda es bastante mayor que la longitud física de la red de Bragg. Los máximos y mínimos de la onda acústica generan tensiones y compresiones de la red que modifican su respuesta espectral respecto a la longitud de onda de Bragg de la otra red (red 2) que forma el láser y que está estática. Esta situación modula el factor Q cerrando y abriendo la cavidad cada vez que llega transcurre un ciclo de la onda acústica.

La cavidad del láser tiene una longitud de 1.2 m, en los cuales, hay 30 cm de fibra dopada con erbio. Como en el caso anterior, se introduce el bombeo y se extrae la señal a través de un WDM. El sistema de modulación consta de un disco piezoeléctrico donde va pegada una bocina de sílice. Al aplicar un voltaje sinusoidal al piezoeléctrico se genera una onda acústica longitudinal [43] que se propaga a través de la bocina hasta su punta, ajustada a $125 \mu\text{m}$, donde se funde a la fibra con una de las redes de Bragg. En el esquema del modulador se puede observar que para aumentar la amplitud de la onda acústica y por tanto la modulación de la red 1, se mantiene fijo un punto de la fibra para definir una cavidad resonante acústica, de tal forma que en la fibra se generará una onda estacionaria de mayor amplitud en función del factor de calidad Q de la resonancia acústica –el valor medido de Q es 1300–. El modulador sólo funcionará, por tanto, a las frecuencias de resonancia de las ondas acústicas.

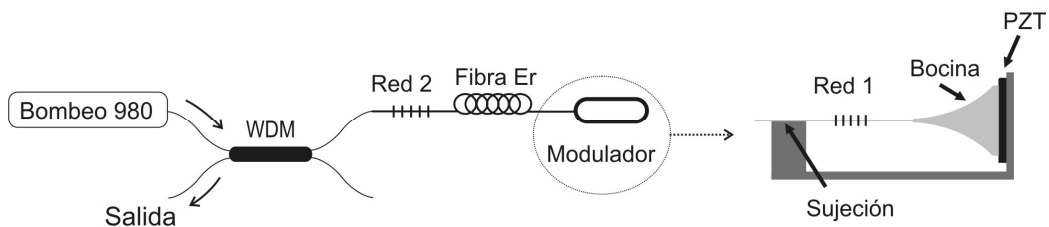


Figura 2.18: Esquema del montaje del láser.

Para buscar una mejor interacción acusto-óptica, la red 1 se grabó en una fibra cuyo diámetro se redujo a $90\ \mu\text{m}$ (ver figura 2.19) mediante calentamiento y estiramiento. Esta modificación en la fibra, permite que la energía de la onda acústica que se propaga, se concentre en una sección transversal más pequeña, aumentando su amplitud y generando una mayor modulación en la red. En este caso, al necesitar una red muy reflectiva y a la vez corta para que fuera menor que la longitud de onda de la onda acústica, se empleó una fibra fotosensible previamente hidrogenada y se obtuvo una red de 30 dB de atenuación, con una longitud de 22 mm, y grabada en una fibra previamente estrechada, tal y como ya se ha señalado. Adicionalmente, esta red se tuvo que apodizar por las razones que a continuación se resumen.

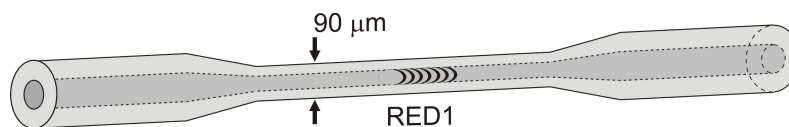


Figura 2.19: esquema de la situación de la red 1 en la fibra estrechada.

Para montar la configuración del láser, es esencial que los espectros de las redes tengan al menos uno de los flancos lo más abrupto posible ya que esta pendiente influye de manera directa en el tiempo de solapamiento entre las dos redes cuando se estira y comprime la red 1, por lo que la aparición de lóbulos laterales en el espectro afecta negativamente a la calidad de los pulsos. En el caso de la red 2 que constituye el espejo de salida del láser, no hay ningún problema respecto a la aparición de lóbulos laterales ya que su reflectividad es baja y los lóbulos son muy débiles. En cambio la red 1 se apodizó con un perfil suave como se puede ver en la figura 2.20. Se pueden ver los espectros de ambas redes, y aunque en la red 1 se aprecia un lóbulo en la parte derecha que puede ser debido a una asimetría en la fibra estrechada, éste no afecta al experimento ya que el solapamiento se produce en el otro flanco.

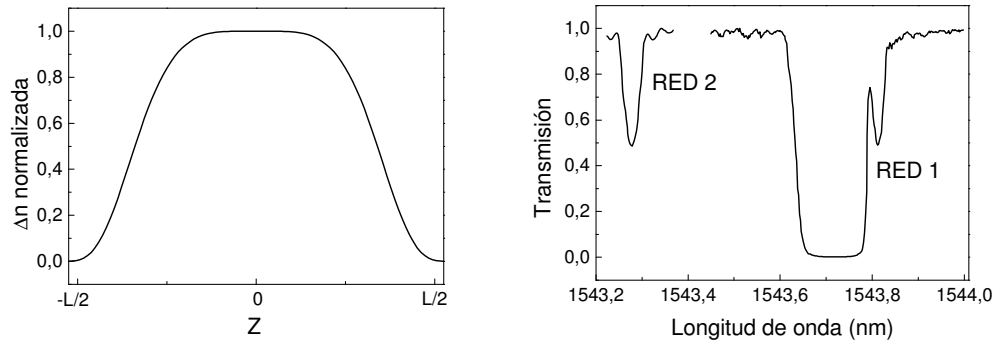


Figura 2.20: Izquierda: Perfil de apodización de la red 1. Derecha: Espectros de las redes que conforman la cavidad láser.

Finalmente, en la figura 2.21 se pueden observar los pulsos del láser en funcionamiento. Con una fibra de Er^{3+} de 1000 ppm de 30 cm de longitud y con una potencia de bombeo de 135 mW, se consiguen pulsos de 1.6 W de potencia de pico, con una anchura de 172 ns, y a una frecuencia de repetición de 18 kHz. Esta frecuencia es la resonancia fundamental del resonador acústico, que también podía operarse a otras frecuencias.

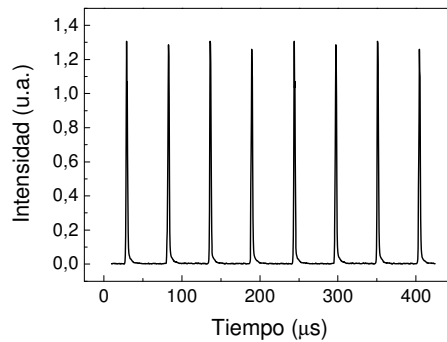


Figura 2.21: tren de pulsos del láser en funcionamiento.

2.3.4 Filtro óptico de microondas basado en redes con chirp

Los sistemas de comunicaciones de radio sobre fibra se basan en transportar las señales de radio o microondas a través de fibras ópticas modulando una portadora óptica a frecuencias de microondas. Estos sistemas presentan ventajas respecto al cable coaxial en cuanto a que tienen mayor ancho de banda, menor atenuación, y menor sensibilidad a interferencias de fuentes de radiación electromagnética externas.

El interés de desarrollar filtros ópticos de microondas es aprovechar el ancho de banda y baja atenuación de los componentes ópticos del sistema para filtrar la señal moduladora de microondas. Los llamados filtros transversales de microondas están basados en la superposición de varias muestras de la misma señal óptica. Cada una de estas señales recorre una distancia diferente, de forma que al recombinarse están retrasadas entre sí y la superposición de todas ellas determina la función de transferencia del filtro.

Existen configuraciones de filtros transversales basados en sistemas de fibra óptica. Las propuestas que aparecen en la bibliografía son muy diversas [44] y tratan de superar limitaciones tales como las dificultades en la sintonización de los sistemas diseñados en guías eléctricas y conseguir determinadas respuestas en frecuencia (filtros con coeficientes negativos [45]). La mayoría de las estructuras propuestas en la literatura están basadas en la superposición de varias portadoras ópticas no coherentes de diferentes longitudes de onda [46] y, por tanto, presentan el inconveniente de consumir una banda del espectro óptico cuya anchura es muchos órdenes de magnitud superior al ancho de banda consumido por la modulación de microondas. Para resolver este problema, en este trabajo proponemos un filtro que opera con una única portadora óptica y, en consecuencia, el ancho de banda consumido queda limitado al propio del canal de comunicación [47]. El desfase entre las portadoras se realiza a través de redes de Bragg con chirp que actúan de líneas de retardo (con lo que la respuesta del filtro puede ser sintonizada al cambiar el retardo entre las señales) y la sintonización se realiza modificando la respuesta de las redes manteniendo la longitud de onda de la portadora constante.

El esquema del filtro y de su funcionamiento lo podemos ver en la figura 2.22. La señal óptica portadora proviene de un láser de fibra de erbio y se modula con un modulador electro-óptico alimentado con la señal de RF que se desea filtrar. La señal óptica modulada entra en el filtro a través de uno de los brazos del acoplador 3X3, y éste divide la señal de entrada en tres señales que salen de cada uno de los brazos del acoplador. Cada una de estas señales recorre una de las tres líneas de retardo, se reflejan en las redes de Bragg y llegan de nuevo al acoplador para recombinarse a la salida. Las líneas de retardo presentan diferentes longitudes efectivas por lo que las señales llegan

desfasadas entre si. Finalmente el fotodetector recibe la señal de salida, y con el analizador de redes se mide la respuesta del filtro.

El retardo entre las señales se modifica a través de las redes de Bragg. Las redes están fijadas en uno de sus extremos y desde el otro se aplica una tensión mediante un posicionador piezoeléctrico. Las redes de Bragg son redes con chirp y presentan una dispersión diferente, mediante la aplicación de tensión se modifica el punto de la red donde se refleja la señal y con ello variamos el retardo.

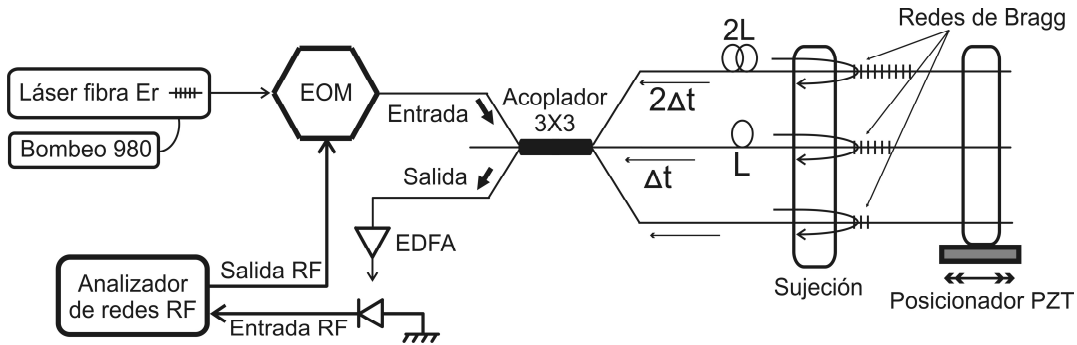


Figura 2.22: Esquema del filtro (EOM → modulador electroóptico, EDFA → amplificador de fibra de erbio).

Para obtener la respuesta en frecuencia del filtro, vamos a considerar que la portadora óptica de las señales de microondas es incoherente por lo que al superponer las diferentes señales ópticas no se producirán interferencias. De esta forma a la salida del fotodetector tendremos la suma de las intensidades ópticas moduladas y desfasadas por las líneas de retardo.

Si al detector llegan N señales ópticas no coherentes moduladas en amplitud a la frecuencia angular de microondas Ω con amplitud A_m ($m = 0, 1 \dots N-1$), y retardo $\tau_m(\lambda) = m \cdot \Delta\tau(\lambda)$ ($m = 0, 1 \dots N-1$) introducido ópticamente a la longitud de onda de la portadora óptica λ , en la guía de ondas de salida del fotodetector se genera un campo de microondas $E(z)$ dado por la superposición de dichas señales:

$$E(t) = \sum_{m=0}^{N-1} A_m e^{j\Omega(t-m\Delta\tau(\lambda))} \quad (2.38)$$

si todas las amplitudes son iguales ($A_m=A \forall m$), la expresión anterior suma:

$$E(t) = A \cdot e^{j\Delta\tau(\lambda)\frac{\Omega}{2}(N-1)} \frac{\text{sen}\left(\frac{\Delta\tau(\lambda)\Omega}{2} N\right)}{\text{sen}\left(\frac{\Delta\tau(\lambda)\Omega}{2}\right)} e^{j\Omega t} \quad (2.39)$$

y su modulo cuadrado es:

$$|E(t)|^2 = A^2 \frac{\text{sen}^2\left(\frac{\Delta\tau(\lambda)\Omega}{2} N\right)}{\text{sen}^2\left(\frac{\Delta\tau(\lambda)\Omega}{2}\right)} \quad (2.40)$$

En nuestro caso, A es el módulo cuadrado del coeficiente de reflexión r (ecuación 2.11) de la red y $\Delta\tau(\lambda)$ es la diferencia de retardo entre líneas consecutivas.

Por tanto, y de acuerdo con la ecuación anterior, el sistema óptico que genera los retardos $m \cdot \Delta\tau(\lambda)$ hace que el sistema global tenga una respuesta en frecuencia de microondas Ω correspondiente a un filtro de múltiples bandas pasantes a las frecuencias angulares $f_i = i \frac{1}{\Delta\tau(\lambda)}$ ($i = 0, 1, 2, \dots$). La separación entre bandas pasantes define el rango espectral libre del filtro (Free Spectral Range –FSR–) que está dado por la inversa del retardo óptico $\Delta\tau(\lambda)$:

$$FSR = \frac{1}{\Delta\tau(\lambda)} \quad (2.41)$$

Entre bandas pasantes el filtro tiene $N-1$ ceros y la anchura de la banda pasante entre nulos Δf viene determinada por la inversa del número de componentes ópticas N según la expresión:

$$\Delta f = \frac{2}{N\Delta\tau(\lambda)} \quad (2.42)$$

El nivel entre la potencia del lóbulo principal y del primer lóbulo secundario NLPS viene dado por la ecuación:

$$NLPS \approx N \cdot \text{sen}\left(\frac{3\pi}{2N}\right) \quad (2.43)$$

y para valores elevados de N vale $NLPS \approx 13.2$ dB.

En la figura 2.23 se muestra la respuesta teórica en frecuencia de la amplitud para un $\Delta\tau$ fijo del orden de ns para el caso en que tengamos 2 o 3 señales superpuestas con la misma amplitud. La función de respuesta del filtro se puede modificar cambiando las amplitudes de las señales y añadiendo más muestras de la señal con acopladores $N \times N$ desfasadas entre sí $\Delta\tau, 2\Delta\tau, 3\Delta\tau \dots N \Delta\tau$.

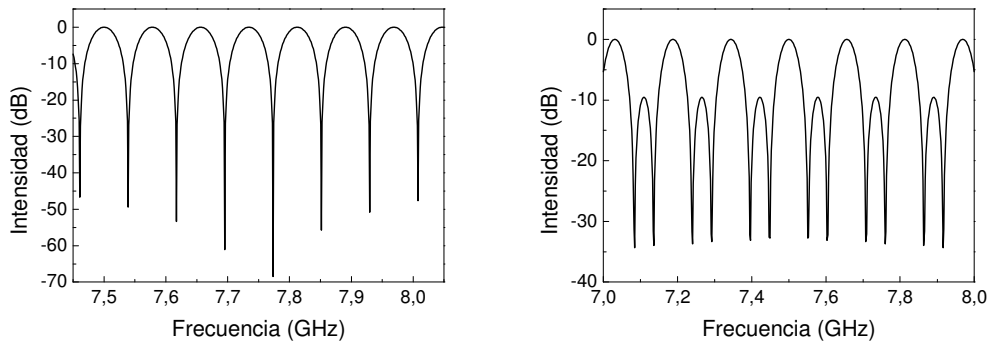


Figura 2.23: Modelización de la respuesta en frecuencia del filtro. Izquierda: Superposición de dos señales. Derecha: Superposición de tres señales.

Como hemos mencionado, uno de los requerimientos del sistema es el uso de una portadora incoherente para evitar interferencias. Lo ideal sería usar una fuente LED incoherente filtrada con una red de Bragg, pero en nuestro caso era insuficiente por la baja intensidad que teníamos a la salida del filtro. Por este motivo, optamos por construir una fuente láser de fibra óptica en anillo que fuese poco coherente.

La configuración del láser se muestra en la figura 2.24. Consta de una fibra con una concentración de erbio de 300 ppm de 4 m de longitud, bombeada con un diodo (980 nm, 60 mW) y un multiplexador 980/1550 nm, extrayendo el bombeo residual con otro multiplexador 980/1550 nm. La cavidad en anillo, se cierra mediante un circulador de 3 puertos y una red de Bragg uniforme. Esta red de espectro ancho y sólo un 25 % de reflectividad disminuye la coherencia y nos permite además seleccionar la longitud de onda del láser.

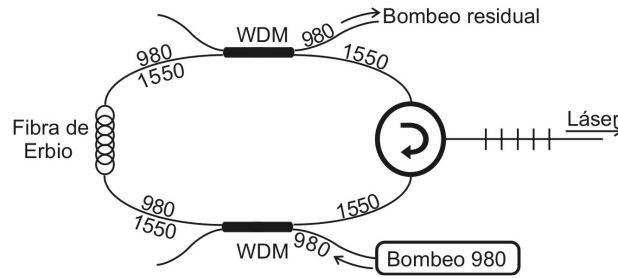


Figura 2.24: esquema del láser en anillo.

Las líneas de retardo están compuestas por una longitud de fibra y una red de Bragg, y el retardo $\Delta\tau(\lambda)$ entre dos señales vendrá dado por la diferencia entre la longitud de fibra de dos líneas y el introducido por las redes; además, al ser la diferencia entre la longitud de fibra de dos líneas L mayor a la longitud de coherencia de la portadora, evita las interferencias ópticas. Las redes de Bragg introducen la capacidad de sintonización del filtro, y a través de éstas se consigue el control del desfase entre las señales, de forma que podamos desplazar los máximos de la función de respuesta del filtro a la posición de los mínimos, o sea medio FSR. Como se puede observar en la figura 2.25, cada red añade un retardo adicional al de la fibra L y éste es variable según la longitud de onda, por lo que fijando la longitud de onda de la portadora en 1545.15 nm podremos cambiar el desfase introducido por las redes de forma congruente si las estiramos conjuntamente.

Para conseguir que los desfases generados por las redes fueran uno el doble del otro se grabaron redes con el mismo ancho de banda $-0.4 \text{ nm}-$ pero de longitud diferente, concretamente de 1.66, 3.33 y 5 cm, resultando de esta forma redes con una dispersión de 250, 500 y 750 ps/nm/km. Las redes se apodizaron para disminuir el rizado del retardo de grupo. En este caso el perfil elegido para la apodización fue una función trapezoidal simétrica con una zona plana central igual a $1/3$ de la longitud de la red. El tiempo de grabación de las tres redes fue de 25 minutos irradiando con una potencia del láser de 100 mW. En la figura 2.25 se muestran los espectros y el retardo de cada red.

Finalmente vemos en la figura 2.26 y 2.27 el resultado de la función de transferencia del filtro con una configuración de dos y de tres redes respectivamente. En ambas figuras se muestra en (a) la respuesta en amplitud del filtro y la variación lineal de la fase con la frecuencia de microondas, y en (b) la conmutación entre una banda pasante y una banda rechazada al aplicar tensión mecánica a las redes de Bragg mediante el piezoeléctrico.

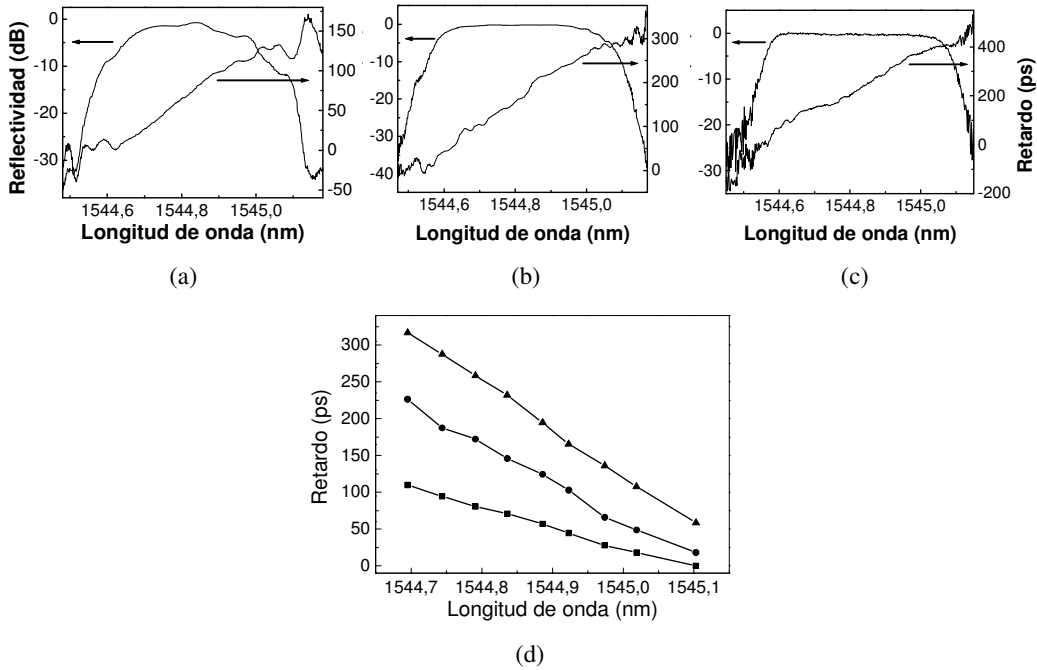


Figura 2.25: Espectro en reflexión y retardo de las redes de 1.66 cm (a), de 3.33 cm (b) y de 5 cm (c). (d): Retardo introducido por la configuración de las redes (1.66 cm \rightarrow ■, 3.33 cm \rightarrow ▲ y 5 cm \rightarrow ●).

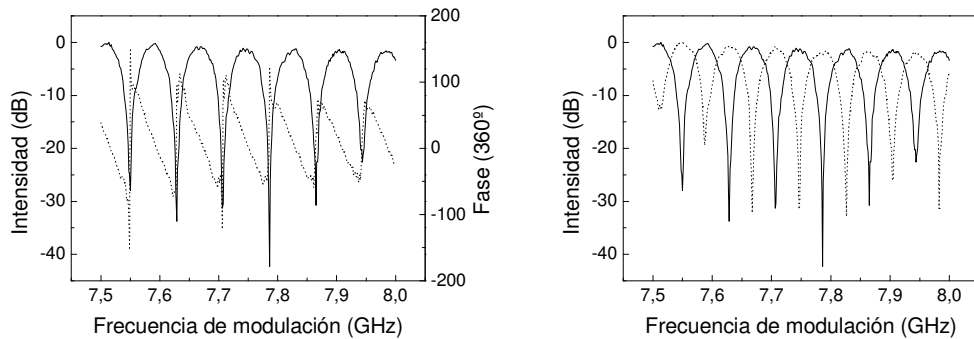


Figura 2.26: (a): Respuesta en amplitud y fase del filtro con una configuración de dos redes. (b) Sintonización del filtro.

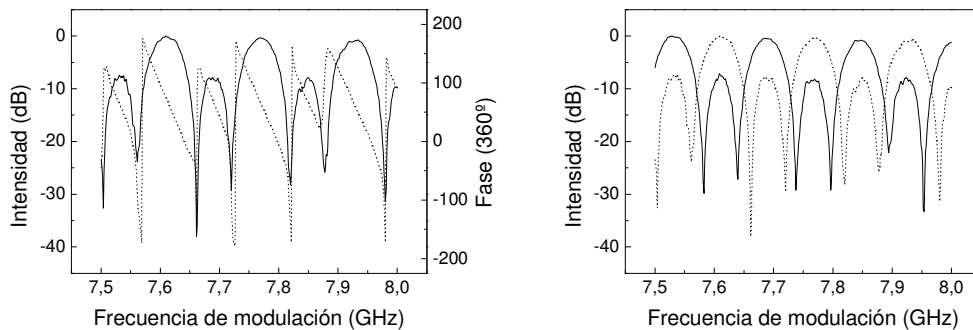


Figura 2.27: (a): Respuesta en amplitud y fase del filtro con una configuración de tres redes. (b) Sintonización del filtro.

Referencias

- [1] J. Hongzhi y L. Yulin, "First- and second-order diffraction characteristics of fiber Bragg gratings", *Optics Communications*, Vol. 178, No. 4-6, pp. 339-343, (2000).
- [2] D. B. Hunter, R. A. Minasian y P. A. Krug, "Tunable optical transversal filter based on chirped gratings", *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 25, pp. 2205-2207, (1995).
- [3] J. L. Cruz, B. Ortega, M. V. Andrés, B. Gimeno, D. Pastor, J. Capmany y L. Dong, "Chirped fibre Bragg gratings for phased array antennas", *Electronics Letters*, Vol. 33, No. 7, pp. 545 - 546, (1997).
- [4] E. Delevaque, L. Quetel, L. Rivoallan, M. Morvan, H. Poignant, M. Monerie, G. Martinelli y M. Douay, "Chromatic dispersion compensation using Bragg grating photoinduced within accurately tapered fibres", *Optical Fibre Gratings (Digest No. 1997/037)*, *IEE Colloquium on*, pp. 17/1-17/6, (1997).
- [5] A. Galvanauskas, M. E. Fermann, D. Harter, K. Sugden y I. Bennion, "All-fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings", *Applied Physics Letters*, Vol. 66, No. 9, pp. 1053-1055, (1995).
- [6] L. Poladian, "Graphical and WKB analysis of nonuniform Bragg gratings", *Physical Review E*, Vol. 48, No. 6, pp. 4758-4767, (1993).
- [7] R. Kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, (1999).
- [8] L. Dong, J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell y D. N. Payne, "Single pulse Bragg gratings written during fibre drawing", *Electronic Letters*, Vol. 29, No. 17, pp. 1577-1578, (1993).
- [9] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson y J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Applied Physics Letters*, Vol. 62, No. 10, pp. 1035-1037, (1993).
- [10] H. Dobb, K. Kalli y D. J. Webb, "Measured sensitivity of arc-induced long-period grating sensors in photonic crystal fiber", *Optics Communications*, Vol. 260, No. 1, pp. 184-191, (2006).
- [11] G. Rego, O. Okhotnikov, E. Dianov y V. Sulimov. "High-Temperature Stability of Long-Period Fiber Gratings Produced Using an Electric Arc", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 19, No. 10, pp. 1574-1579, (2001).
- [12] T. A. Birks, P. St. J. Russell y C. N. Pannell, "Low power acousto-optic device based on a tapered single-mode fiber", *Photonics Technology Letters*, Vol. 6, No 6, pp. 725-727, (1994).
- [13] L. Reekie, L. Chao y M. Ibsen, "Fibre gratings griten through the coating at 244 nm and 248 nm", *IEE Colloquium on optical fibre gratings*, Ref. No. 1999/023, pp. 2/1-2/4, (1999).
- [14] P. E. Dyer, R. J. Farley, R. Giedl y K. C. Byron, "Amplification of fibre Bragg grating reflectivity by post-writing exposure with a 192 nm ArF laser", *Electronics Letters*, Vol. 30, No. 14, pp. 1133-1134, (1994).
- [15] S. J. Mihailov, C. W. Smelser, D. Grobnic, R. B. Walker, P. Lu, H. Ding y J. Unruh, "Bragg gratings written in all-SiO₂ and Ge-doped core fibers with 800-nm femtosecond radiation and a phase mask", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 1, pp. 94-100, (2004).

- [16] D. L. Williams, S. T. Davey, R. Kashyap, J. R. Armitage, y B. J. Ainslie, "Direct observation of UV induced bleaching of 240 nm absorption band in photosensitive germanosilicate glass fibers", *Electronics Letters*, Vol. 28, No. 4, pp. 369-371, (1992).
- [17] W. X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, T. Taunay, J. F. Bayon, E. Delevaque y M. Monerie, "Photoinscription of Bragg gratings within perform plates of high NA germanosilicate fibers: searching for an experimental evidence of type II A photosensitivity in perform plates", *Optics Communications*, Vol. 124, No. 3-4, pp. 295-300, (1996).
- [18] J. L. Archambault, L. Reekie y P. St. J. Russell, "100% Reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 5, pp. 453-455, (1993).
- [19] D. L. Williams, B. J. Ainslie, J. R. Armitage, R. Kashyap, y R. Campbell, "Enhanced UV photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibers", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 1, pp. 45-47, (1993).
- [20] L. Dong, J. L. Cruz, L. Reekie, M. G. Xu y D. N. Payne, "Enhanced photosensitivity in tin-codoped germanosilicate optical fibers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 7, No. 9, pp. 1049-1050, (1995).
- [21] A. Iino, M. Kuwabara, K. Kokura, "Mechanism of hydrogen induced losses in silica based optical fibers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 8, No. 11, pp. 1675-1679, (1990).
- [22] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi y W. A. Reed, "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity of GeO₂ doped optical fibres", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 13, pp. 1191-1193, (1993).
- [23] T. Taunay, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, W. X. Xie, D. Pureury, P. Cordier, J. F. Bayon, H. Poignant, E. Delevaque y B. Pommelleck, "Bragg grating inscriptions within strained monomode high NA germania-doped fibres: part I. Experimentation", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 30, No. 1, pp. 40-52, (1997).
- [24] B. Malo, K.O. Hill, F. Bilodeau, D.C. Johnson and J. Albert, "Point-by-point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fiber using single excimer pulse refractive index modification techniques", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 18, pp. 1668-1669, (1993).
- [25] Y. Painchaud, A. Chandonnet y J. Lauzon, "Chirped fibre gratings produced by tilting the fibre", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 3, pp. 171-172. (1995).
- [26] M.J. Cole, W.H. Loh, R.I. Laming, M.N. Zervas and S. Barcelos; "Moving fibre/phase mask.scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask". *Electronics Letters*, vol 31, No. 17, pp.1488-1490, (1995).
- [27] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, T. Kitagawa, S. Theriault, D. C. Johnson, J. Albert y K. Takiguchi, "Aperiodic in-fiber Bragg gratings for optical dispersion compensation", *OFC*, Paper PD2, (1994).
- [28] L. Dong, J. L. Cruz, L. Reekie y J. L. Archambault, "Tuning and Chirping Fiber Bragg Gratings by Deep Etching", *Photonics Technology Letters*, Vol. 7, No. 12, pp. 1433-1435, (1995).
- [29] K. C. Byron, K. Sugden, T. Bricheno y I. Bennion, "Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 18, pp. 1659-1660, (1993).
- [30] R. Kashyap, P. F. McKee, R. J. Campbell y D. L. Williams, "Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings", *Electronics Letters*, Vol. 30, No. 12, pp. 996-998, (1994).
- [31] K. Sugden, I. Bennion, A. Molony y N. J. Copner, "Chirped gratings produced in photosensitive optical fibres by fibre deformation during exposure", *Electronics Letters*, Vol. 30, No. 5, pp. 440-442, (1994).

- [32] I.C. Byron, H.N. Rourke; "Fabrication of chirped fibre gratings by novel stretch and write technique", *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 1, pp. 60-61, (1995).
- [33] P. Pérez-Millán, S. Torres-Peiró, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "Fabrication of chirped fiber Bragg gratings by simple combination of stretching movements", *Optical Fiber Technology*, Vol. 14, No. 1, pp. 49-53, (2008).
- [34] N. Plougmann, "Design and UV writing of advanced Bragg gratings in optical fibers", Ph. D. Thesis, Technical University of Denmark, April 2004.
- [35] H. Singh, and W. W. Morey, "Apodized Fiber Gratings for DWDM Using Variable Efficiency Phase Mask", *Digest of the IEEE/LEOS Summer Topical Meetings*, pp. 76-77, (1997).
- [36] J. Albert, K. O. Hill, B. Malo, S. Theriault, F. Bilodeau, D. C. Johnson y L. E. Erickson, "Apodisation of the spectral response of fibre Bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency", *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 3, pp. 222-223, (1995).
- [37] M.J. Cole, W.H. Loh, R.I. Laming, M.N. Zervas y S. Barcelos, "Moving fibre phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask", *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 17, pp. 1488-1490, (1995).
- [38] Y. O. Barmenkov, D. Zalvidea, S. Torres-Peiró, J. L. Cruz y M. V. Andrés. "Effective length of short Fabry-Perot cavity formed by uniform fiber Bragg gratings", *Optics Express*, Vol. 14, No. 14, pp. 6394-6399, (2006).
- [39] W. Mao y J. W. Y. Lit, "Switchable multiwavelength erbium-doped fiber laser with cascaded fiber grating cavities", *Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 5, pp. 612-614, (2002).
- [40] W. Feng, Y. Liu, S. Fu, S. Yuan y W. Dong, "Switchable dual-wavelength ytterbium-doped fiber laser based on a few-mode fiber grating", *Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 3, pp. 762-764, (2004).
- [41] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, D. Zalvidea, S. Torres-Peiró, J. L. Cruz y M. V. Andrés, "Simultaneous switching of the Q-value and operation wavelength in an Erbium-doped fiber laser", *Photonics Technology Letters*, Vol. 19, No. 7, pp. 480-482, (2007).
- [42] C. Cuadrado-Laborde, M. Delgado-Pinar, S. Torres-Peiró, A. Díez y M. V. Andrés, "Q-switched all-fibre laser using a fibre-optic resonant acousto-optic modulator", *Optics Communications*, Vol. 274, No. 2, pp. 407-411, (2007).
- [43] T. A. Birks, P. S. J. Rusell y D. O. Culverhouse, "The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, No. 11, pp. 2519-2529, (1996).
- [44] G. Yu, W. Zhang y J. A. R. Williams, "High performance microwave transversal filter using fiber bragg grating arrays", *Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 9, pp. 1183-1185 (2000).
- [45] S. Li, K. S. Chiang, W. A. Gambling, Y. Liu, L. Zhang y I. Bennion, "A novel tunable all-optical incoherent negative-tap fiber-optic transversal filter based on a DFB laser diode and fiber Bragg gratings", *Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 9, pp. 1207-1209, (2000).
- [46] J. Capmany, D. Pastor y B. Ortega, "Efficient sidelobe suppression by source power apodization in fiber optic microwave filters composed of linearly chirped fiber grating by laser array", *Electronics Letters*, Vol. 35, No. 8, pp. 640-642, (1999).
- [47] S. Torres, P. Pérez-Millán, J. L. Cruz y M. V. Andrés, "Tunable microwave photonic filter based on chirped fiber gratings working with a single optical carrier at constant wavelength", *Optics Communications*, Vol. 277, No. 2, pp. 269-272, (2007).

3- Fabricación y caracterización de fibras microestructuradas.

Durante el desarrollo de la tesis he trabajado en la fabricación y caracterización de varias fibras de cristal fotónico, también llamadas fibras microestructuradas. Como introducción al proceso de elaboración, participé en la fabricación de algunas de las fibras en las que había estado trabajando nuestro grupo, y posteriormente mi trabajo se ha centrado en la fabricación de fibras dopadas. En concreto, me he centrado en la fabricación de fibras dopadas con germanio para poder grabar en ellas redes de Bragg aprovechando la banda de absorción de 244 nm y, además, en la fabricación de fibras dopadas con erbio para el desarrollo de fuentes de luz láser y supercontinuo.

3.1- Fibras microestructuradas

Desde hace algo más de una década, el uso de las llamadas fibras de cristal fotónico (FCF) se ha ido extendiendo rápidamente gracias a que presentan unas nuevas propiedades que no poseen las fibras convencionales [1]. Las propiedades peculiares de estas fibras se deben a la estructura particular que posee la sección transversal de la fibra que es responsable del confinamiento transversal de la luz. En su versión original y más generalizada, estas fibras contienen un conjunto de agujeros micrométricos a lo largo del eje de la fibra con una ordenación periódica en la sección transversal. Aunque la estructura formada por la red de agujeros permite la propagación de modos transversales a través de los intersticios de sílice, estos modos tienen unas pérdidas de confinamiento altas por lo que su guiado es débil y se atenúan rápidamente. Sin embargo la creación de un defecto en el centro de la fibra posibilita que la luz esté guiada a lo largo de éste.

Generalmente este defecto está formado por la ausencia de un agujero en cuyo caso la fibra presenta un núcleo sólido rodeado de una cubierta microestructurada, lo que permite la propagación a lo largo de la fibra de modos con pérdidas de radiación pequeñas [2]. También existen fibras en las que el defecto es un agujero de aire más grande en lugar de la ausencia de un agujero, en cuyo caso, se conocen con el nombre de fibras de cristal fotónico con el corazón hueco [3]. La red de agujeros genera una estructura de cristal fotónico que no permite la propagación de determinadas bandas de longitud de onda (bandgaps) por lo que éstas permanecen guiadas en el núcleo [4]. Se obtendrá un guiado de la luz con menos pérdidas por radiación a medida que aumenta el número de anillos de agujeros de la microestructura.

El diseño de la estructura de agujeros permite controlar el guiado y determina las propiedades de la fibra, de forma que se pueden diseñar fibras monomodo para una banda ancha muy grande de longitudes de onda [5], fibras altamente birrefringentes y fibras polarizantes que guían únicamente una polarización de la luz [6], fibras con agujeros grandes de aire que permiten la fácil manipulación de líquidos o gases en su interior interactuando con la luz del núcleo [7], o las ya comentadas fibras con el corazón hueco en las que la propagación de la luz en aire permite la transmisión de altas potencias sin originar efectos no lineales en el material. En la figura 3.1 se muestra un esquema de la sección transversal de algunas fibras de cristal fotónico más comunes.

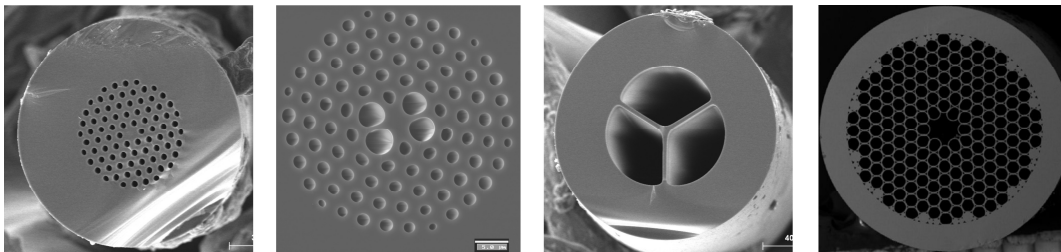


Figura 3.1: Algunos diseños de fibras microestructuradas. De izquierda a derecha: Fibra monomodo en una banda grande de longitudes de onda [5], fibra para monomodo de una sola polarización [6], fibra con alto contraste de índice [7], fibra con el núcleo hueco [3].

La presencia de los agujeros de aire otorga a este tipo de fibras nuevos grados de libertad a la hora de diseñar su estructura para buscar las propiedades deseadas. Dos parámetros básicos de las fibras de varias coronas que caracterizan su estructura de agujeros son el diámetro de los orificios d , y la distancia entre ellos A representados en la figura 3.2.

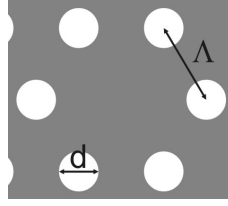


Figura 3.2: Parámetros básicos de una FCF.

Desde la aparición de las FCF se han estudiado las propiedades exclusivas de estas fibras respecto a las fibras convencionales, y una de las más importantes es la propagación monomodo en bandas muy anchas, virtualmente a cualquier frecuencia. En las fibras convencionales la propagación monomodo ocurre a aquellas longitudes de onda cuya frecuencia normalizada V , definida por la ecuación 3.1 es menor a 2.405 (siendo n_{nu} y n_{cu} los índices de refracción del núcleo y la cubierta respectivamente, ρ es el radio del núcleo de la fibra y λ es la longitud de onda). Por lo que a longitudes suficientemente bajas, se cumple que $V > 2.405$, y existe más de un modo guiado.

$$V = \frac{2\pi\rho}{\lambda} (n_{nu}^2 - n_{cu}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

Una manera sencilla de entender la propagación monomodo en las FCF a longitudes de onda corta, es observar que el índice efectivo de la cubierta aumenta al disminuir la longitud de onda, lo que mantiene constante el valor de V al disminuir λ y, con ello, se consigue que únicamente se propaga el modo fundamental. El valor del índice efectivo de la cubierta es un promedio entre los índices de la sílice y del aire promediado por la distribución del campo en la fibra. A menores longitudes de onda el campo está mayormente distribuido en la zona de la sílice por lo que el índice de la cubierta aumenta.

Se ha demostrado [5] que la fibra presenta propagación monomodo para todas las longitudes de onda cuando la relación entre el tamaño de los orificios y la periodicidad satisface la relación:

$$\frac{d}{\Lambda} < 0.43 \quad (3.2)$$

Esto posibilita la fabricación de FCF que sean monomodo a longitudes de onda muy cortas incluso con núcleos de gran tamaño, algo que no es posible conseguir en las

fibras convencionales. De esta forma se pueden obtener áreas modales más grandes, del orden de $350 \mu\text{m}^2$ que es diez veces superior a los valores típicos de las fibras convencionales. Estas áreas grandes permiten la propagación de mayores energías, necesarias en la fabricación de láseres de alta potencia [8], sin generar efectos no lineales.

Por otra parte, las numerosas posibilidades en el diseño de las FCF permiten modificar sus propiedades de dispersión [9]. Se puede desplazar el cero de dispersión de estas fibras entre el visible y el infrarrojo cercano, así como diseñar fibras con una dispersión aplanada y cercana a cero en un amplio rango de longitudes de onda [10], apropiadas para la generación de efectos no lineales como la automodulación de fase, la mezcla de cuatro ondas o la dispersión Raman estimulada, responsables de la generación de supercontinuo [11, 12].

Estas fibras también permiten la incorporación de dopantes en el núcleo de forma similar a como se hace en las fibras convencionales y poder fabricar por ejemplo fibras fotosensibles y fibras activas para láseres y amplificadores. Además, la presencia de agujeros en el cladding de la fibra, permite la inserción de materiales en estado líquido o gaseoso en el interior de la fibra que pueden interactuar con la luz que se propaga por el núcleo. Este grado de libertad adicional en las fibras de cristal fotónico permite modificar las propiedades de la fibra, crear nuevos dispositivos sintonizables y desarrollar aplicaciones para la detección de sustancias químicas.

3.2- Método de fabricación

Generalmente, el material más usado para la fabricación de este tipo de fibra es la sílice al igual que en las fibras convencionales, y este es el vidrio matriz que se ha usado en nuestro trabajo. A parte de las fibras de sílice existen fibras fabricadas con polímeros como el PMMA [13] que presenta en principio la ventaja de una fabricación sencilla a una temperatura entre 150 y 200 °C, mientras que para fabricar las FCF de sílice hay que alcanzar los 1800 °C. Además, en los procesos de polimerización se pueden añadir fácilmente otros elementos o moléculas mientras que en la sílice, las altas temperaturas de fabricación de la fibra condicionan los elementos con los que se puede dopar. Por último, también existen fibras fabricadas con vidrios blandos como el SF6 [14] o el SF57 [15] cuya temperatura de trabajo es también menor a la de la sílice (del orden de los 600

°C), lo que permiten la fabricación de preformas con técnicas de extrusión que son más rápidas y ofrecen mayor versatilidad en su diseño. A diferencia de la sílice cuya absorción es alta para longitudes de onda superiores a 1.7 μm , las fibras de vidrios blandos pueden transmitir en el infrarrojo medio (por ejemplo a 4 μm).

3.2.1 Técnica de fabricación

La técnica que se emplea para la fabricación de las fibras con este tipo de estructuras consiste en el estiramiento de tubos y cilindros de sílice para la obtención de capilares y cilindros reducidos, cuya agrupación forma la estructura que se estira finalmente para obtener la fibra. La materia prima son tubos y cilindros de diferentes geometrías y composiciones que en un proceso de sucesivos estiramientos y apilamientos permite fabricar la fibra. El proceso de fabricación lo podemos dividir en 4 pasos como se describe a continuación y se ilustra en la figura 3.3.

En el primer paso (figura 3.3a) utilizamos unos tubos y cilindros comerciales de SUPRASIL F300, fabricados por Heraeus, que normalmente tienen un diámetro entre 1 y 2 cm. Los tubos tienen un grosor de pared que puede variar desde 1 hasta 5 mm y que elegimos dependiendo de la estructura de la fibra a la que queremos llegar (a mayor grosor de la pared quedarán agujeros más pequeños). Estos tubos se calientan dentro de un horno a la temperatura de reblandecimiento de la sílice (unos 1800 °C) y se extraen capilares del tamaño deseado (normalmente alrededor de 2 mm de diámetro y 1 metro de longitud) controlando la velocidad a la que introducimos el tubo en el horno y la velocidad de estiramiento del capilar en una torre de estiramiento mostrada en las figuras 3.4 y 3.5.

Si el tubo tiene unos diámetros exterior e interior d_{te} y d_{ti} y se introduce en el horno a una velocidad v_t extrayendo un capilar a velocidad v_c , entonces, por el principio de conservación de la masa, los diámetros exterior e interior del capilar d_{ce} y d_{ci} estarán relacionados con los anteriores por:

$$(d_{ce}^2 - d_{ci}^2)v_c = (d_{te}^2 - d_{ti}^2)v_t \quad (3.3a)$$

Controlando la velocidad v_c se puede ajustar el diámetro exterior del capilar d_{ce} al valor deseado. Si el estiramiento se realiza a temperaturas bajas entonces la relación

entre diámetro exterior e interior del capilar coincide con la del tubo, por el contrario, si la temperatura es excesivamente alta entonces el capilar tiende a colapsar y el diámetro interior disminuye respecto de la razón inicial. La relación 3.3a es válida también para el estiramiento de fibra maciza sin más que hacer el diámetro interior cero ($d_{ii} = 0$).

$$d_{ce}^2 v_c = d_{te}^2 v_t \quad (3.3b)$$

El segundo paso consiste en fabricar lo que será la primera preforma (figura 3.3b), para lo que se agrupan todos los capilares apilándolos hasta formar la estructura de agujeros deseada. A continuación se sustituyen los capilares por los defectos que se quieren formar, por ejemplo el capilar central se intercambia por un cilindro de sílice del mismo tamaño, o bien se intercambian capilares por otros capilares de pared más fina para que resulten en agujeros más grandes. Se sujeta firmemente por los extremos toda la estructura utilizando pegamento en algunos casos y se introduce dentro de un tubo de sílice exterior lo más ajustado posible a los capilares para que queden bien agrupados.

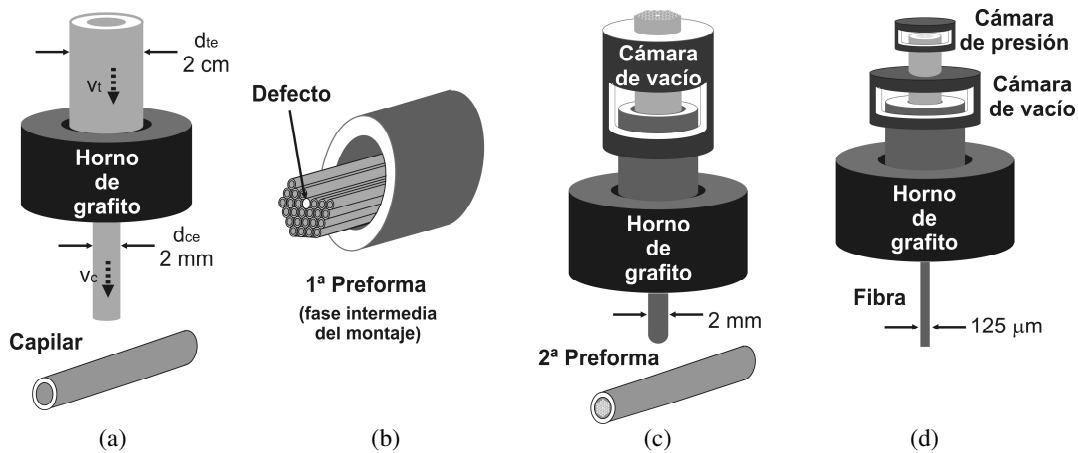


Figura 3.3: Pasos del proceso de fabricación de las FCF.

En el tercer paso (figura 3.3c), se pasa esta primera preforma por la torre de estiramiento haciendo el vacío en el espacio entre los capilares y manteniendo el interior de éstos a presión atmosférica. De aquí obtendremos preformas de unos 3 mm de diámetro y con la estructura de agujeros final deseada.

Para que la fibra tenga un tamaño estándar con un diámetro de 125 micras, se introduce la segunda preforma dentro de una chaqueta, un tubo de sílice con un grosor de

pared adecuada, para añadir la sílice necesaria al exterior de la estructura de agujeros y obtener el diámetro de núcleo deseado cuando se estire la fibra a su diámetro exterior nominal. Por último estiramos la preforma con la chaqueta al tamaño de la fibra. Para el control de la estructura final de la fibra, se hace de nuevo el vacío entre la preforma y la chaqueta y, si es necesario, dentro de los agujeros se aumenta la presión de manera controlada para variar su tamaño (figura 3.3d). En el proceso también se controla la temperatura, temperaturas muy altas provocan el colapso de los agujeros incluso si se controla la presión y si es demasiado baja la fibra resultante es muy frágil.

3.2.2 Descripción del sistema de fabricación

El sistema que constituye la torre de estiramiento se puede dividir en dos partes: El horno de alta temperatura con todos los elementos necesarios para su funcionamiento y por otra parte los elementos que constituyen el sistema de alineación y estiramiento de las preformas y la fibra.

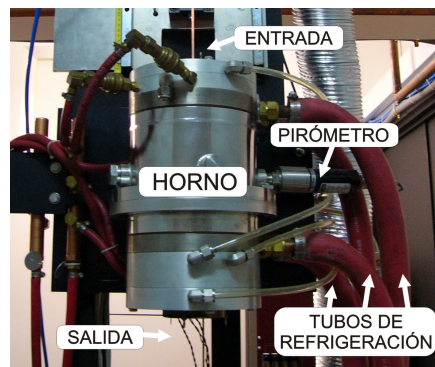


Figura 3.4: Horno de la torre de estiramiento.

El horno utilizado es un horno de grafito con forma cilíndrica fabricado por Centorr y tiene dos orificios para la entrada y salida del material a estirar (figura 3.4). Dentro del horno está el elemento de grafito de baja resistencia eléctrica al que se le aplica una corriente eléctrica en continua superior a los 2000 A con una tensión alrededor de 4 V, y es capaz de alcanzar temperaturas de hasta 2300 °C. La temperatura del horno se mide con un pirómetro y se controla ajustando la corriente. El horno tiene alrededor del elemento un sistema de refrigeración por agua y dentro de la cámara del horno una entrada de gas por el que introducimos un flujo de argón que escapa a través de los orificios de entrada y salida creando así una atmósfera inerte alrededor del

elemento que impide su oxidación y deterioro. Con este horno se pueden estirar tubos y barras de sílice de hasta unos 2 cm de diámetro.

Por otra parte está el sistema de estiramiento que es independiente del horno (figura 3.5). El componente a estirar va fijado a un sistema de cámaras cerradas para producir vacío en los intersticios de la preforma y presión en los agujeros. A su vez, las piezas que componen las cámaras se sujetan mediante una garra que junto con un motor que controla la velocidad de entrada, introduce el material dentro del horno por la parte superior tal y como se ve en la figura 3.5a. En la parte inferior del horno, a continuación de la salida, tenemos un medidor de diámetros que realiza la medida por medio de un haz láser y que nos da en tiempo real el tamaño del componente que estemos estirando, bien sean capilares, preformas o fibras, ya que tiene un rango que va desde las 30 μm a unos 5 mm y tiene una precisión de 1 μm . Para estirar tenemos dos mecanismos, uno para obtener capilares o preformas y otro para obtener fibra.

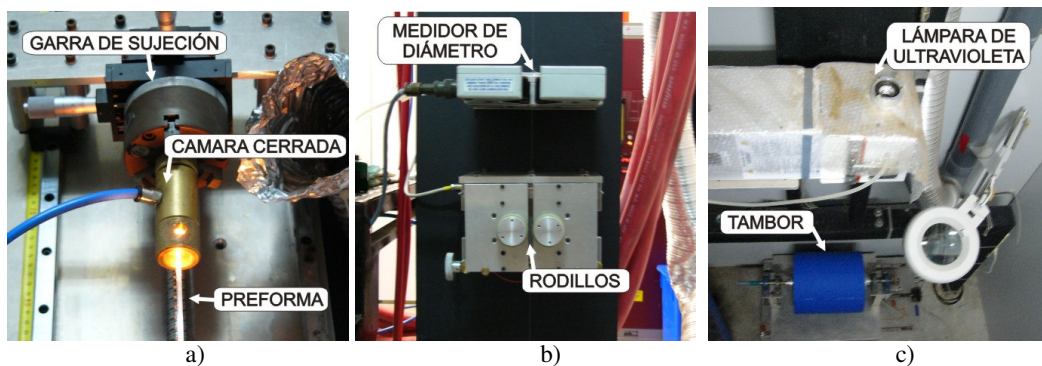


Figura 3.5: Sistema de estiramiento. a): Garra de sujeción y preforma fijada a la cámara de presión. b): medidor de diámetro y rodillos para estirar capilares y preformas. c): lámpara para curar la resina que forma la cubierta de polímero y tambor para estirar y enrollar la fibra (vista desde arriba).

En el caso de los capilares y las preformas, suelen tener unos diámetros que van de 1 a 5 mm por lo que para estirarlos se aprisionan entre dos rodillos que van tirando del vidrio y formando el capilar o preforma (figura 3.5b). Cuando el capilar alcanza una longitud aproximada de 1 m se corta y, sin detener el proceso de estirado, se fabrica el siguiente.

Para estirar la fibra se utiliza un tambor cilíndrico donde se va enrollando la fibra (figura 3.5c). El tambor está situado a una distancia de unos 5 m de la salida del horno y, al tener un diámetro de 30 cm aproximadamente, presenta una curvatura suave que

permite enrollar fibras sin polímetro de hasta 250 μm de diámetro sin que se lleguen a romper. Con la velocidad de rotación del tambor se controla la velocidad de estiramiento que se ajusta para conseguir el tamaño de la fibra deseado ya sea de forma manual o bien por un mecanismo de realimentación conectado al medidor de diámetros. Se puede estirar fibra hasta una velocidad máxima de 12 m/min.

Por último, se dispone de un sistema para el recubrimiento con polímero de la fibra para aumentar su resistencia. La fibra pasa por un baño de resina líquida que se cura mediante una lámpara ultravioleta. La lámpara se encuentra en uno de los focos de un reflector elíptico y la fibra impregnada en resina se hace pasar por el otro foco.

3.3- Fibras fabricadas

3.3.1 Fibras dopadas con germanio

Para la fabricación de una fibra de cristal fotónico en la cual pudiésemos grabar redes de Bragg con nuestro sistema, nos propusimos dopar el núcleo de la fibra con germanio. Para introducir el dopante, se optó por formar el núcleo a partir de fibras comerciales y aprovechar la zona del corazón que está formada de silicio dopado con germanio. La idea era introducir una o más fibras con el mayor contenido de germanio posible en el centro de la estructura de agujeros para que al obtener la fibra final, ésta tuviera el germanio suficiente para presentar fotosensibilidad.

De forma habitual fabricamos fibras de cristal fotónico de sílice pura con cinco coronas de orificios con una buena regularidad geométrica tanto en el plano transversal como en la dirección axial. Sin embargo, para hacer la primera prueba de una fibra con el núcleo dopado con germanio elegimos un diseño más simple y optamos por hacer únicamente tres coronas de agujeros (fibra A). Después de esta fibra, una vez confirmado que el procedimiento ideado funcionaba correctamente, fabricamos un conjunto de fibras con cinco anillos de agujeros y con diferentes dimensiones del núcleo, de la zona dopada, de los agujeros y de la distancia entre agujeros. Estas últimas las hemos dividido en dos grupos según el diámetro de la zona dopada: las fibras B con una área dopada alrededor de $2.5 \mu\text{m}^2$ y las fibras C con aproximadamente $1.5 \mu\text{m}^2$ de vidrio dopado. Finalmente las fibras D son fibras dopadas también con germanio y que tienen el núcleo en forma de Y. Estas fibras poseen únicamente tres agujeros de gran tamaño lo que nos

permitirá caracterizar la fibra introduciendo con facilidad líquidos de diferentes índices de refracción en los agujeros.

A) Fibra de tres coronas de agujeros.

En esta primera fibra, la idea era hacer una preforma sin cambiar el capilar central para que el núcleo quedase hueco, posteriormente insertar en él la fibra con el núcleo de germanio y finalmente estirar a fibra. Después de fabricar una primera fibra (A1) comprobamos que la fibra presentaba fotosensibilidad y, como veremos en el capítulo siguiente, realizamos la grabación de algunas redes de Bragg después de someterlas al proceso de hidrogenación. Sin embargo las redes grabadas presentaban una reflectividad no muy alta por lo que se fabricó una segunda fibra (A2) aumentando la proporción de germanio en el núcleo. A continuación se detalla el proceso de la fabricación de la fibra A1.

A partir de un tubo de sílice con diámetros exterior e interior de 6/4 mm sacamos 37 capilares con un diámetro exterior aproximado de 1.5 mm a una temperatura de 1880 °C. Después de formar la estructura de tres periodos la introducimos en una primera chaqueta de 13/11 mm y calentando a una temperatura de 1865 °C obtuvimos varias preformas de 2 mm.

Introducimos en el agujero reservado para el núcleo de la preforma una fibra multimodo de salto de índice con una relación núcleo/cubierta de 50/125 μm y una apertura numérica (NA) de 0.28. La referencia de la fibra en cuestión es ACS-ME050C y la fabrica Spectran. Antes de estirar la preforma al tamaño de la fibra, la introducimos en una chaqueta exterior de 6/4 mm y para que quedase más ajustada introducimos otras dos chaquetas de 3.35 y 2.6 mm estiradas del tubo de 13/11. Durante el estiramiento de la fibra pusimos el horno a 1850 °C, hicimos el vacío en los espacios entre las chaquetas y aplicamos una sobrepresión en todos los agujeros para que no colapsasen excepto en el agujero central ocupado por la fibra para formar el núcleo sólido.

En la figura 3.6 podemos ver el resultado tanto de la preforma (3.6a) como de una fibra de 127 μm (3.6b) al final del proceso de fabricación. El tamaño de los agujeros de la preforma es de 135 μm , suficiente para poder insertar en el interior la fibra de 125 μm . La fibra tiene un tamaño de agujero promedio de 4.5 μm , la distancia entre agujeros es

de $6.2 \mu\text{m}$ y el tamaño del núcleo es de $7.8 \mu\text{m}$. Teniendo en cuenta que el núcleo de la preforma es de $326 \mu\text{m}$ de diámetro, que la fibra insertada tiene un núcleo de germanio de $50 \mu\text{m}$ de diámetro y suponiendo que la proporción se mantiene, el diámetro final de la zona con germanio es de $1.2 \mu\text{m}$. La zona dopada se ha marcado con una línea en la figura 3.6c dado que no se distingue claramente la sílice dopada de la no dopada.

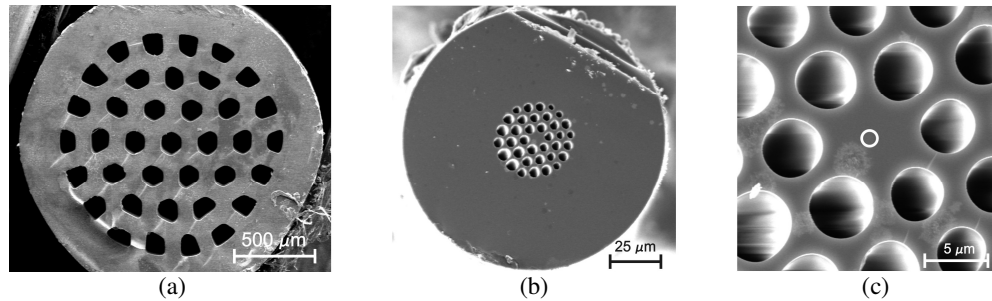


Figura 3.6: Imágenes de la preforma y de la fibra A1 tomadas con un microscopio electrónico: (a) preforma, (b) fibra y (c) detalle del núcleo de la fibra.

Para caracterizar los modos que se propagan en la fibra y determinar si ésta es monomodo, se procura excitarlos independientemente variando la alineación entre la fuente y la fibra de cristal fotónico a caracterizar, y se toman las imágenes de la luz emergente de la fibra con una cámara CCD como se muestra en la figura 3.7. La caracterización se realiza a varias longitudes de onda utilizando varias fuentes láser. Para 630 nm se ha utilizado un láser de He-Ne, mientras que para 1060 , 1300 y 1534 nm se usaron láseres semiconductores. Para inyectar la luz en la FCF, en el caso del He-Ne, se focaliza el haz en el núcleo de la fibra con un objetivo $30\times$. En el caso de los láseres de diodo que ya tienen la salida acoplada a una fibra, basta con alinear la fibra de salida con la FCF. Para captar la imagen de los modos de la FCF situamos el extremo de la fibra cerca del foco de otro objetivo de $30\times$ y la CCD en el plano imagen de la lente (ver figura 3.7).

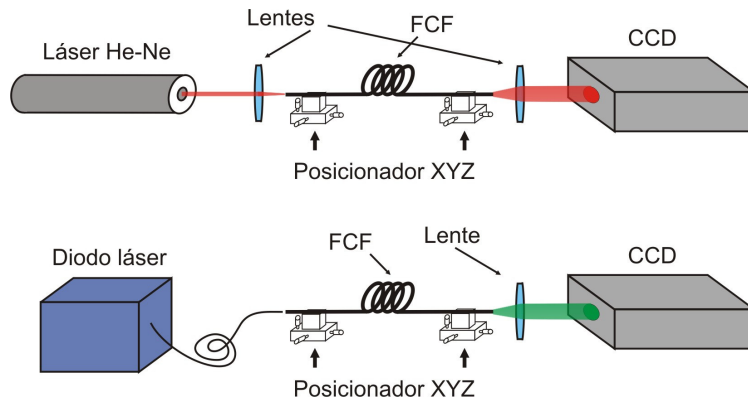


Figura 3.7: Esquema del montaje para la caracterización de los modos de una FCF.

Cuando se alinea la fibra, a veces es posible excitar de forma independiente uno de los modos de orden superior, sin embargo cuando se excita el modo fundamental también aparecen los modos de orden superior y no se pueden separar. La inspección visual de las imágenes no siempre permite descifrar la composición modal y en la literatura se han presentado técnicas numéricas para el análisis en estos casos [16].

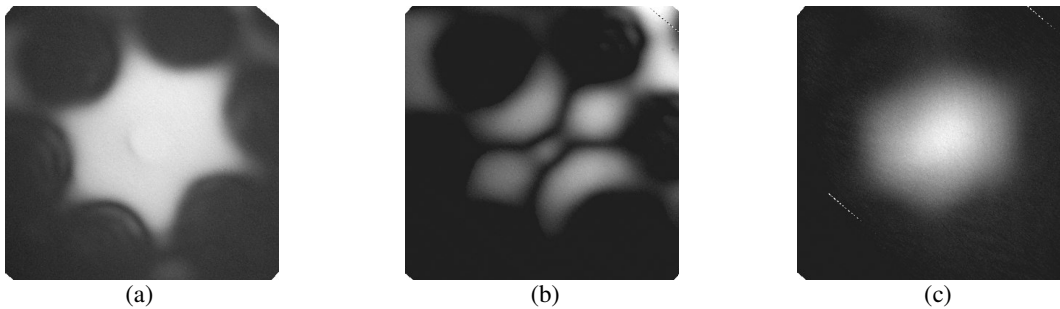


Figura 3.8: Superposición de los modos (a) y modo de orden superior (b) a 630 nm. Superposición de los modos a 1550 nm (c).

En las imágenes tomadas (figura 3.8) se puede observar la distribución de energía a la salida de la fibra cuando se ilumina con luz a 630 y a 1550 nm. Las imágenes *a)* y *b)* se corresponden con la iluminación a 630 nm y podemos ver en *a)* la superposición de todos los modos de la fibra cuando se inyecta la luz en el centro de la fibra y la potencia guiada es máxima mientras que en *b)* se cambia la alineación y la luz se acopla principalmente a un modo superior. La imagen *c)* se corresponde con la iluminación de la fibra a 1550 nm y muestra la superposición de todos los modos de la fibra. Aunque con esta longitud de onda no se ha conseguido excitar un modo superior de forma independiente, sabemos que sí que se propaga aunque con bastantes pérdidas, por los

resultados de los espectros de las redes de Bragg grabadas en esta misma fibra y que veremos en el siguiente capítulo.

Para la caracterización de la fibra se ha medido en primer lugar su dispersión a una longitud de onda de 1550 nm. El método utilizado en la medida de la dispersión es modular en amplitud una portadora óptica con una señal de microondas y medir la señal de microondas a la salida de la fibra con un voltímetro vectorial.

Si tenemos luz de frecuencia ω y la modulamos en amplitud a una frecuencia Ω , a la entrada de la fibra tendremos un campo con una dependencia temporal:

$$E_e = \frac{1}{2} e^{j(\omega-\Omega)t} + e^{j\omega t} + \frac{1}{2} e^{j(\omega+\Omega)t} \quad (3.4)$$

Si la respuesta en transmisión de la fibra es $T(\omega) = |T(\omega)|e^{j\varphi(\omega)}$ a la salida de la fibra tendremos:

$$E_s = \frac{1}{2} T(\omega - \Omega) e^{j(\omega-\Omega)t} + T(\omega) e^{j\omega t} + \frac{1}{2} T(\omega + \Omega) e^{j(\omega+\Omega)t} \quad (3.5)$$

Esta señal, al ser detectada en un fotodetector, generará una corriente $i(t) \propto |E_s|^2$ que tendrá un término en continua, uno a frecuencia 2Ω y otro a Ω que será:

$$\begin{aligned} i(\Omega t) = & |T(\omega)T(\omega + \Omega)| \cos(\Omega t + \varphi(\omega + \Omega) - \varphi(\omega)) \\ & + |T(\omega)T(\omega - \Omega)| \cos(\Omega t + \varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega)) \end{aligned} \quad (3.6)$$

que podemos reescribir como: $i(\Omega t) = M \cos(\Omega t + \varphi_s)$ (3.7)

donde la fase φ_s dependerá del retardo de grupo τ : $\varphi_s \approx \frac{d\varphi}{d\omega} \Omega = \tau \Omega$ (3.8)

Midiendo la fase de la señal de microondas φ_s en función de ω se obtiene el retardo de grupo de la fibra τ y, finalmente, derivando se obtiene la dispersión.

Para obtener las pérdidas de la fibra medimos el espectro en transmisión de una longitud larga de fibra y repetimos la misma medida tras cortar la fibra y dejar un tramo más corto. La diferencia entre los dos espectros nos indica las pérdidas de luz en función de la longitud de onda en el rango de medida.

En la figura 3.9 podemos ver la curva del retardo para una longitud de fibra de 39.3 m y las pérdidas por unidad de longitud de esta primera fibra de tres coronas.

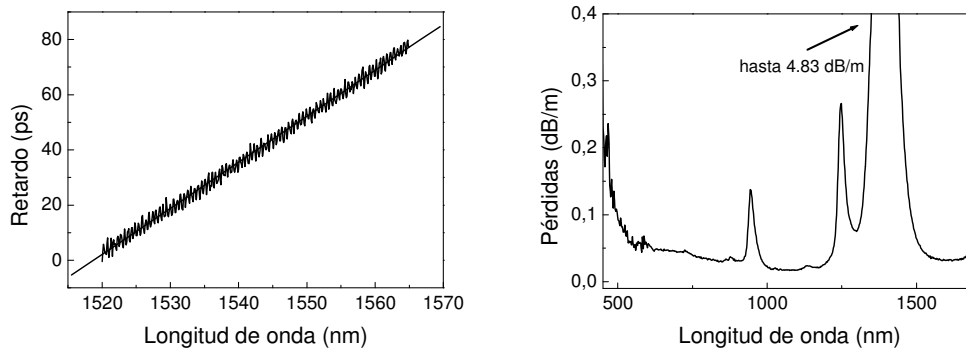


Figura 3.9: Izquierda: Retardo de grupo de un tramo de fibra de 39.3 m (medida y ajuste lineal). Derecha: pérdidas por unidad de longitud de la fibra.

A partir del retardo de grupo, y concretamente a partir de la pendiente de la gráfica, calculamos la dispersión de grupo a 1550 nm obteniendo un valor de 42.4 ps/nm/km.

Por otro lado, en la curva de pérdidas, se observan algunos picos de absorción a 945 nm, a 1248 nm, y el más intenso que está centrado en 1385 nm y tiene una atenuación de 4.8 dB/m. Estos picos son característicos de los enlaces O-H y aparecen en la fibra debido a la presencia de moléculas de agua introducidas en el proceso de fabricación. Al no realizarse el proceso de fabricación en una atmósfera controlada, el vapor de agua en el ambiente es elevado y quedan moléculas de agua en la fibra.

Para la segunda fibra (A2) empleamos otra de las preformas de tres períodos y agujero en el núcleo. Elegimos una con un tamaño ligeramente superior y esta vez insertamos en el núcleo una fibra con un núcleo de germanio mayor, concretamente la fibra ACU-MC100C, fabricada por OFS Specialty Photonics Division, y que tiene un tamaño núcleo/cubierta de 100/140 μm , con perfil de dopado del núcleo gradual y una $NA = 0.29$. Sin embargo esta fibra salió defectuosa ya que en el proceso de estiramiento el agujero central no se llegó a cerrar, tal como podemos ver en la figura 3.10. El diámetro de la zona dopada quedó con forma elipsoide con un radio promedio aproximado de 2 μm .

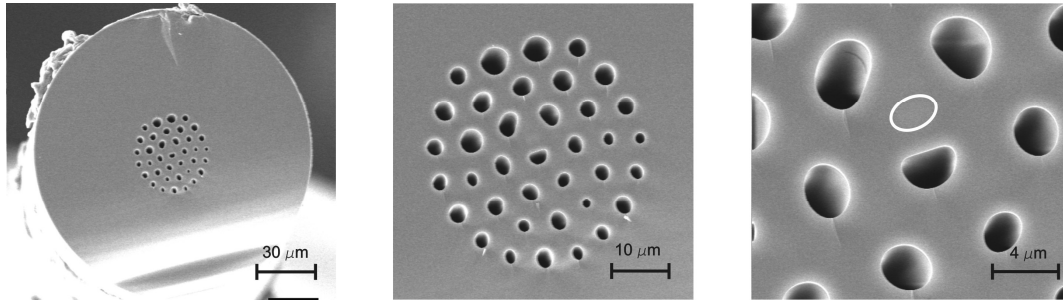


Figura 3.10: Fibra A2 con el agujero central sin colapsar y la zona dopada marcada con la línea continua.

B) Fibra de cinco períodos

La fibra se fabricó a partir de tubos Heraeus con 9 y 17.5 mm de diámetros interior y exterior respectivamente. Se estiraron los 91 capilares que requiere la geometría de la fibra de cinco coronas, y éstos tenían 0.88 mm de diámetro exterior y 0.45 de diámetro interior. Para rellenar el agujero disponible en el capilar central de 450 μm pusimos una nueva fibra dopada con germanio, la TCE-HB320H de OFS con 320/385 μm de diámetro interior y exterior y una NA de 0.29, y se quitaron los 6 capilares que forman las 6 puntas del hexágono para que el mazo de capilares cupiera en los 9 mm del tubo. De aquí se obtuvieron varias preformas de 3 mm de diámetro (figura 3.11) y con el núcleo ya dopado.

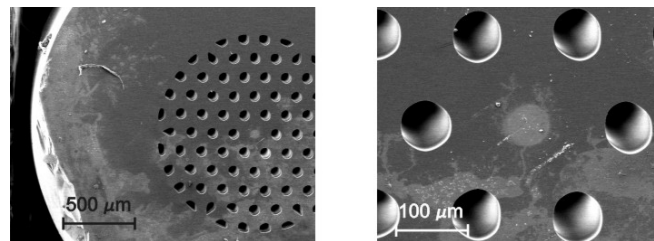


Figura 3.11: Imágenes de la preforma donde se aprecia la zona dopada con germanio.

Posteriormente al estirar una de las preformas a fibra le añadimos una chaqueta de 6/4 mm de diámetro exterior/interior pero durante el proceso aparecieron pequeñas burbujas en el núcleo de la fibra que llegaron incluso a reventar y no fue posible obtener fibra en este intento. Pensamos que lo que ocurrió fue la evaporación del germanio y repetimos el proceso con una nueva preforma y sin la chaqueta exterior para tener menos material y estirar a menor temperatura. En esta segunda ocasión no aparecieron burbujas

y conseguimos fabricar varias fibras con parámetros diferentes. Durante el estiramiento obtuvimos tres FCF diferentes manteniendo constante la temperatura y variamos únicamente la presión en los agujeros.

En la siguiente tabla podemos ver las fotografías de los tramos de fibra que obtuvimos, sus características y la sobrepresión de gas que se aplicó durante el estiramiento. La temperatura del horno era de 1850 °C. Si comparamos las distintas fibras podemos ver como influye el cambio de la presión en los agujeros durante el estiramiento en la geometría de la fibra. El cambio más significativo que observamos al incrementar la presión es el aumento en el diámetro de los agujeros, y debido a éste, también aumentan ligeramente el diámetro de la fibra y la distancia entre agujeros (periodo), mientras que disminuye el diámetro del núcleo. Vemos también que la presión no influye de manera directa en el tamaño de la zona dopada con germanio.

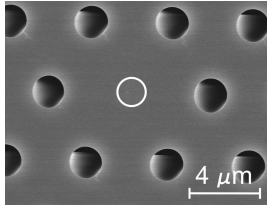
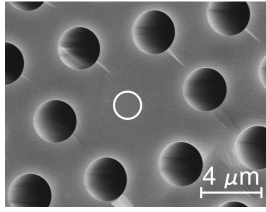
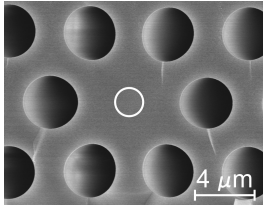
Características	Fibra B1	Fibra B2	Fibra B3
			
Presión Gas (bar)	0.26	0.35	0.4
D. cubierta (μm)	96	102	104
D. núcleo (μm)	7.52	7.29	7.18
D. agujeros (μm) d	1.88	2.91	3.78
Periodo (μm) Λ	4.78	5.17	5.85
D. núcleo Ge (μm)	1.88	1.73	1.85
d/Λ	0.39	0.56	0.65

Tabla 1: Características de las fibras estiradas de la preforma B. Presión del gas en los agujeros, diámetro de la cubierta, diámetro del núcleo, diámetro de los agujeros, distancia entre agujeros (periodo) y diámetro del núcleo de germanio.

A continuación se muestra la caracterización de los diferentes tramos de fibra donde podremos observar las diferencias en la propagación de la luz. Para cada fibra se ha tratado de identificar el primer y el segundo modo a diferentes longitudes de onda y se han medido las pérdidas por metro, así como el retardo, lo que nos permitirá analizar las propiedades básicas de estas fibras.

- *Distribución de la energía de los modos:*

La figura 3.12 muestra la distribución de energía a la salida de las fibras cuando éstas guían a las longitudes de onda de 630, 1060, 1300 y 1534 nm. La distribución de energía corresponde principalmente al modo fundamental pero aparecen mezclados también los modos de orden superior. Podemos observar cómo cambia la distribución de los modos en función de dos parámetros. En primer lugar, vemos que para longitudes de onda corta, la luz se mantiene guiada principalmente en la zona dopada con germanio, mientras que a partir de 1300 nm la distribución de energía se extiende al resto del núcleo. En segundo lugar, el guiado en el núcleo por el confinamiento ocasionado por los agujeros es mayor al aumentar el diámetro de éstos; esto se observa claramente al comparar las imágenes a 630 nm de las tres fibras. Mientras que en la fibra B3 (con los agujeros más grandes) se propaga una gran proporción de energía en la zona sin dopar del núcleo, en la fibra B1 (con los agujeros más pequeños) esta energía es menor porque se pierde por radiación a través de los intersticios.

λ (nm)	630	1060	1300	1534
B1				
B2				
B3				

Figura 3.12: Imágenes tomadas con una CCD en las que se ve la superposición de los modos para diferentes longitudes de onda.

Variando la alineación a la entrada de la fibra es posible excitar modos de orden superior. En la figura 3.13 se observa la distribución de energía del segundo modo, aunque falta alguna imagen que no fue tomada.

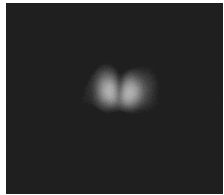
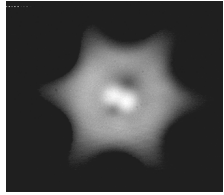
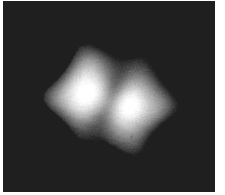
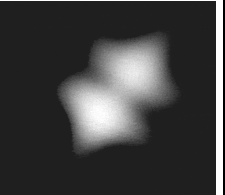
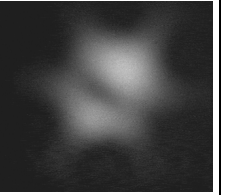
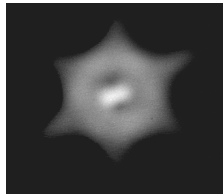
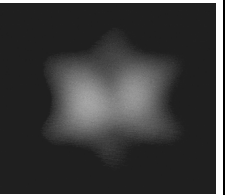
λ (nm)	630	1060	1300	1534
B1		En corte	En corte	En corte
B2				
B3				

Figura 3.13: Imágenes del segundo modo para diferentes longitudes de onda.

Según la condición de la ecuación 3.2 para la propagación monomodo, y viendo en la tabla I los valores de d/λ para cada una de las tres fibras, se tiene que la fibra B1 ha de ser monomodo mientras que las fibras B2 y B3 no. Efectivamente, tal como se muestra en las imágenes y para longitudes de onda mayores a 1000 nm, solamente hemos observado el segundo modo en las fibras B2 y B3. Por otra parte, a 630 nm, se observa el segundo modo que aparece en las tres fibras y que su distribución está confinada en la zona dopada con germanio. Lo que ocurre es que además de la guía formada por los agujeros que confinan la luz en el núcleo, la estructura formada por la zona dopada y el resto del núcleo de sílice, también forma una guía cuyo segundo modo se corta a una longitud de onda λ_c dada por la ecuación 3.9 y que en el caso de una fibra con una apertura numérica $NA = 0.29$ y un radio de la zona dopada de $a = 0.9 \mu m$, está alrededor de 680 nm.

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2.405} NA \quad (3.9)$$

En la figura 3.14 aparecen las distribuciones de la potencia de los dos primeros modos, calculados para cada una de las tres fibras. La simulación se realizó a través del MIT Photonics Bandgap Package, y las imágenes corresponden a una longitud de onda de 1550 nm. Podemos comparar estos resultados con las imágenes medidas y vemos que mientras que en el cálculo, el primer modo está más confinado en la zona dopada del núcleo, en la fibra fabricada está más distribuido en todo el núcleo. Además se ve que el segundo modo no está guiado en la fibra B1 y sí que lo está en la fibra B3, tal y como se observa en las imágenes tomadas experimentalmente con la CCD.

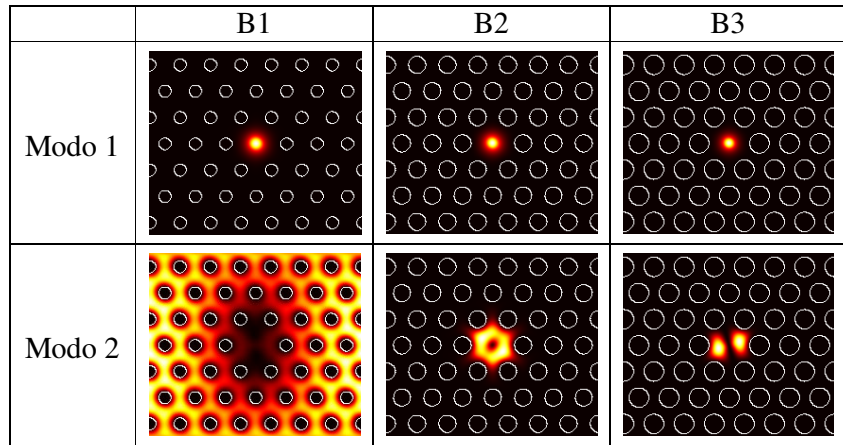


Figura 3.14: Distribución de la potencia de los dos primeros modos en cada uno de los tramos de fibra.

- Caracterización de las pérdidas y de la dispersión.

En las figuras 3.15, 3.16 y 3.17 se representan las medidas de atenuación y de retardo para cada una de las fibras.

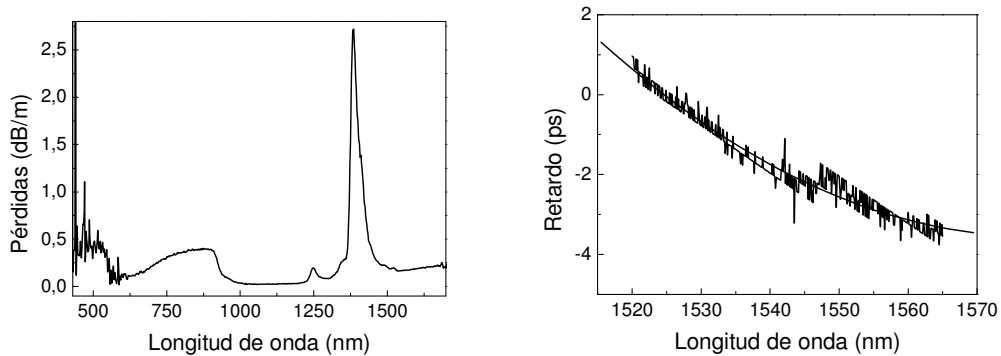


Figura 3.15: Fibra B1: Curva de la atenuación (izquierda) y del retardo (derecha) para una longitud de fibra de 16.4 m.

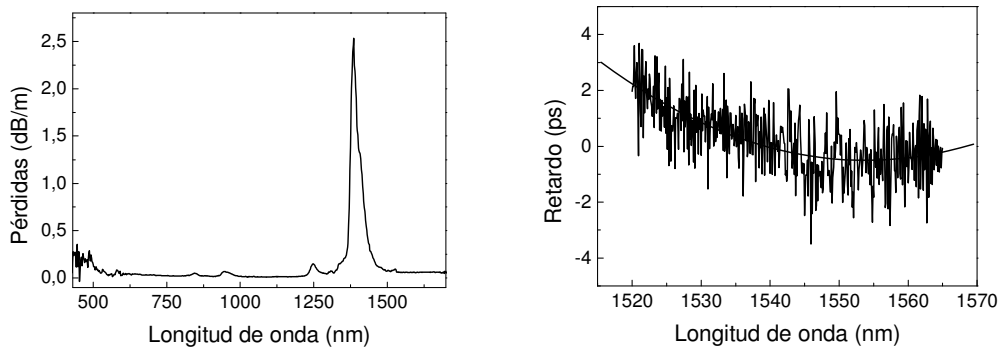


Figura 3.16: Fibra B2: Curva de la atenuación (izquierda) y del retardo (derecha) para una longitud de fibra de 23.8 m.

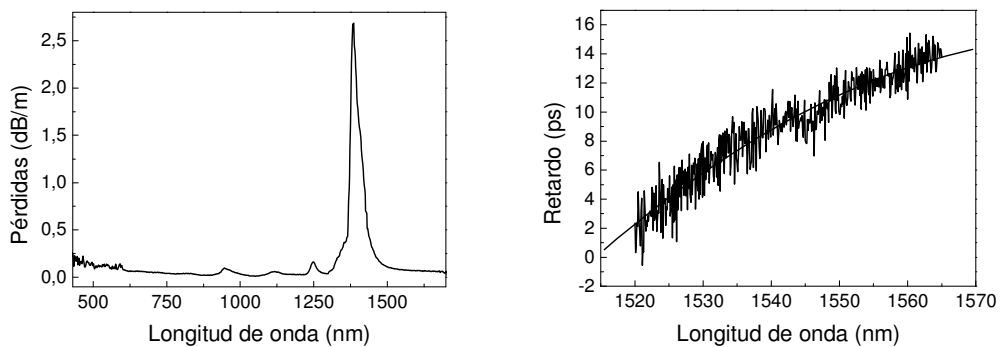


Figura 3.17: Fibra B3: Curva de la atenuación (izquierda) y del retardo (derecha) para una longitud de fibra 29.2 m.

Las fibras tienen una atenuación mínima de 0.015 dB/m, y, al igual que en la fibra de tres periodos, destacan los picos de atenuación a 1385, 1248 y 945 nm debido a la presencia de grupos -OH en la fibra, llegando hasta los 2.5 dB/m el pico más intenso a 1385 nm y siendo en estos casos menor que en la fibra anterior (fibra A). Esta reducción de la atenuación de los picos del agua es debido a que en este caso, antes de estirar la preforma a fibra, se almacenó en una cámara de secado a 150 °C lo que disminuyó la presencia de moléculas de agua en el vidrio. Otro de los aspectos a destacar es la diferencia entre la fibra B1 y las B2 y B3. Vemos que en el primer caso existe una banda ancha de mayor atenuación entre 650 y 970 nm. Esto ocurre porque a longitudes de onda cortas el segundo modo se propaga con muchas pérdidas y la energía que se acopla a este modo (que proviene principalmente del segundo modo de la fibra utilizada para inyectar la luz) se pierde a lo largo de la fibra lo que aumenta sus pérdidas. A partir de 920 nm el segundo modo de la fibra que inyecta la luz está en corte y ya no se acopla luz al segundo modo de la fibra B1.

De las medidas de la dispersión podemos deducir que a medida que reducimos el tamaño de los agujeros, vamos cambiando la dispersión de la fibra. Pasando de la dispersión anómala de la fibra B3 de unos 13 ps/nm/km a una dispersión muy plana en la fibra B2, y finalmente a una dispersión normal de -7.7 ps/nm/km en la fibra B1.

La medida de la dispersión para estos tramos de fibra no es muy exacta debido a que presentan una dispersión baja y los tramos de fibra son relativamente cortos. Esto hace que el retardo introducido por la fibra sea del orden de 1 ps (cercano a la resolución de medida temporal del sistema) y las medidas tengan ruido.

C) Fibra de 5 períodos y núcleo de Ge más pequeño

Como hemos visto en la fibra anterior, a longitudes de onda corta tenemos el modo fundamental guiado en la zona de germanio y no por los agujeros de la fibra, y lo mismo ocurre en algunos casos para el segundo modo. Además, únicamente la primera fibra B1 es monomodo a 1550, porque las otras dos fibras no cumplen la condición de la ecuación 3.2.

El siguiente paso fue tratar que la luz estuviera guiada únicamente por los agujeros y que en la guía formada por la zona dopada con germanio el modo fundamental se expandiese y el segundo modo estuviese en corte. También hicimos varios tramos con diferentes tamaños de agujeros, pero esta vez más pequeños para que la fibra fuese monomodo.

Para ello tomamos otra de las preformas de 5 coronas y la introducimos dentro de una chaqueta de 6/4 mm de diámetros exterior e interior para poder reducir el núcleo y mantener el tamaño de la fibra. Esta vez queríamos estirar varios tramos de fibra también con agujeros de diferente tamaño como en el caso anterior, pero vimos que al pasar de una presión de 0.26 a 0.35 bares los agujeros aumentaban de tamaño rápidamente y no teníamos tanta precisión en el control, por lo que fijamos la presión del gas en 0.24 bares y la temperatura del horno en 1856 °C. Para cambiar el tamaño del agujero, bajamos la temperatura escalonadamente unas decenas de grados (hasta 1835 °C) con lo que la variación del tamaño de los agujeros era menor y más controlada. En esta tirada

obtuvimos 4 fibras con tamaños de agujero diferentes cuyas características se resumen en la tabla II:

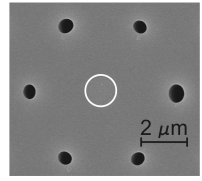
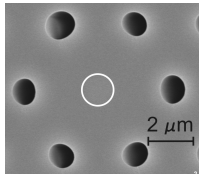
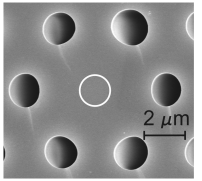
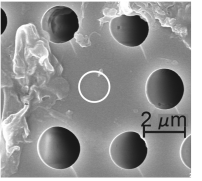
Características	C1	C2	C3	C4
				
Presión Gas (bar)	0.24	0.24	0.24	0.24
Temperatura (°C)	1835	1842	1849	1856
D. cubierta	127	127	126	120
D. núcleo	5.9	5.59	5.42	5
D. agujeros	0.58	1.14	1.61	1.87
Periodo	3.17	3.29	3.47	3.45
D. núcleo Ge	1.35	1.4	1.49	1.37

Tabla II: Características de cada uno de los tramos de fibra. Presión del gas en los agujeros, temperatura de estiramiento, diámetro de la cubierta, diámetro del núcleo, diámetro de los agujeros, distancia entre agujeros (periodo) y diámetro del núcleo de germanio.

Vemos como el incremento de la temperatura de estiramiento hace que el tamaño de los agujeros aumente porque la sílice es menos viscosa y la misma presión ensancha más los agujeros. El aumentar el diámetro de los agujeros, influye directamente en la disminución del tamaño del núcleo y el aumento de la distancia entre los agujeros, de igual forma a lo que ocurría en las fibras B al aumentar la presión a temperatura constante. Por otra parte el tamaño de la cubierta también aumenta ligeramente, sin embargo aumentando la velocidad de estiramiento conseguimos reducirlo y controlar que no supere demasiado las 125 μm de una fibra convencional.

La fibra C4 tiene una relación d/Λ de 0.54, siendo por tanto superior al valor crítico de 0.43 y en consecuencia ya podemos prever que será una fibra multimodo y no es necesario medir la distribución de energía de los modos. La fibra C3 tiene un valor de d/Λ de 0.46, y aunque sea superior a 0.43, se acerca al límite y cabe estudiarla para ver su comportamiento. Las fibras C1 y C2 deberán ser monomodo al tener d/Λ de 0.18 y 0.35 respectivamente.

En la figura 3.18 se muestra la distribución transversal de la energía en la fibra C3. Podemos ver que el segundo modo aparece únicamente para 630 nm siendo la fibra monomodo a partir de los 1000 nm.

Además, observamos que a diferencia de las fibras anteriores donde a 630 nm tanto el primer como el segundo modo estaban guiados en la zona de germanio, ahora se ve que la distribución de energía está ocupando todo el núcleo.

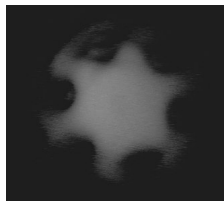
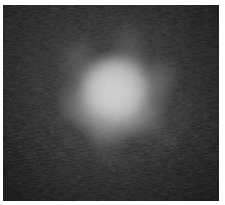
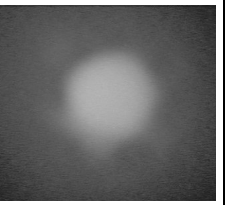
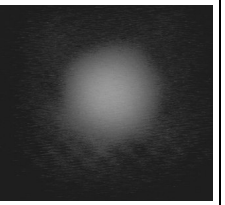
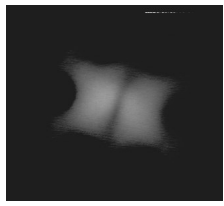
λ (nm)	630	1060	1300	1534
Modo 1				
Modo 2		En corte	En corte	En corte

Figura 3.18: Imágenes tomadas a la salida del tramo C3 en las que se ve el modo fundamental y el segundo modo para diferentes longitudes de onda.

En los tramos de la fibra C1 y C2 con los agujeros más pequeños desaparece totalmente el segundo modo y únicamente para la longitud de onda más pequeña la luz está guiada por el germanio. En los demás casos conseguimos tener el modo fundamental distribuido en todo el núcleo como queríamos. En la figura 3.19 solamente se muestran las imágenes del primer modo para la fibra C1 ya que son muy similares a las obtenidas para el tramo C2.



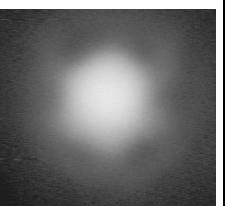
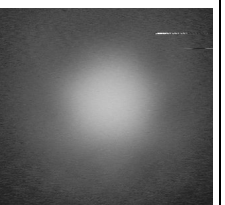
λ (nm)	630	1060	1300	1534
Modo 1				

Figura 3.19: Imágenes tomadas a la salida del tramo C1 en las que observamos únicamente el modo fundamental para todas las longitudes de onda.

En cuanto a la caracterización de las pérdidas y de la dispersión, no hemos podido realizarlas adecuadamente debido a que los tramos obtenidos eran cortos y se

necesitan longitudes de aproximadamente al menos 10 metros para una correcta medida, y solo conseguimos varios tramos de unos 2 o 3 metros, suficientes para poder grabar redes de Bragg.

D) Fibra con el núcleo en forma de Y

Como decíamos en la introducción, las fibras de cristal fotónico ofrecen la posibilidad de introducir gases o líquidos en los agujeros, lo que da lugar a nuevas propiedades de guiado y en consecuencia a nuevas aplicaciones [17, 18]. En general, al ser el tamaño de los agujeros pequeño, el control y la manipulación de los gases o líquidos dentro de la fibra puede ser muy complicada por lo que conviene trabajar con fibras de agujeros más grandes [19]. Para estas aplicaciones de llenado con líquidos se fabricó una fibra en forma de Y con el núcleo dopado con germanio al igual que las anteriores.

El proceso de fabricación de esta fibra es mucho más sencillo ya que solo es necesario estirar tres capilares que formaran los tres agujeros y no es necesario apilarlos. De un tubo de 13/11 mm de diámetro exterior/interior, fabricamos tres capilares de 2,6/2.2 mm y los introducimos en una chaqueta de 12/6 mm; para formar el núcleo de germanio usamos la misma fibra que para hacer las preformas de la fibra de 5 coronas de agujeros ($NA=0.29$, diámetro núcleo/cubierta de 320/385 μm). De esta agrupación fabricamos la preforma y también estiramos directamente una fibra de 110 μm de diámetro a 1845 $^{\circ}\text{C}$ (fibra D1). En la figura 3.20 podemos ver la imagen de esta fibra en la que se ha señalado con una línea la zona dopada con germanio.

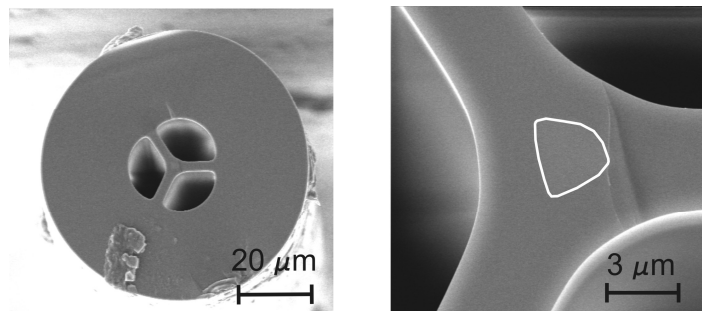


Figura 3.20: Fibra D1 de 110 μm de diámetro exterior y con el núcleo de forma triangular.

Posteriormente, a partir de la preforma, estiramos otras dos fibras aplicando presión en los agujeros y consiguiendo un tamaño de los agujeros mayor y un núcleo más pequeño. En este caso observamos que a 1845 °C salían burbujas en el núcleo de la fibra y tuvimos que bajar a 1810 °C. Con esto llegamos a la conclusión de que es mejor estirar la fibra a temperaturas bajas para evitar las burbujas y que a mayor temperatura la aparición o no de burbujas dependerá de la cantidad de sílice que se tenga que calentar en el horno y del tiempo que se mantenga dentro ya que en el momento de hacer las preformas esto no ocurre a pesar de que la temperatura es mayor que al estirar la fibra.

De esta forma, además de la fibra D1, se han fabricado las fibras D2 y D3 que aparecen en la figura 3.21 de 120 y 136 μm de diámetro respectivamente, con agujeros de mayor tamaño y con el núcleo mas triangular.

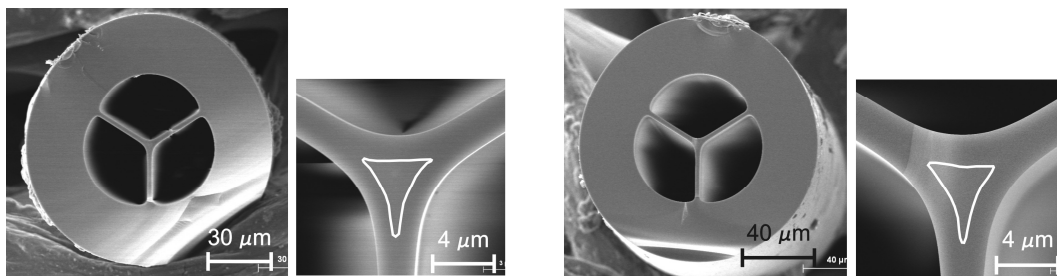


Figura 3.21: Fibras con núcleo triangular D2 (izquierda) y D3 (derecha).

Al obtener las imágenes para ver cómo se propaga la luz en el núcleo triangular (figuras 3.22 y 3.23), observamos que en el caso de la fibra de 110 μm (D1), la energía de los modos está distribuida únicamente en la zona de germanio. La anchura de los puentes que sujetan el núcleo al cladding es gruesa y la luz que no está confinada por el germanio, escapa a través de ellos quedando iluminado únicamente el núcleo de germanio. En cambio en las fibras de 120 y 136 μm que tienen los puentes mas finos, la zona del núcleo de sílice también guía y la zona iluminada ocupa toda la región del núcleo y toma la forma de Y de éste, apareciendo muchos modos.

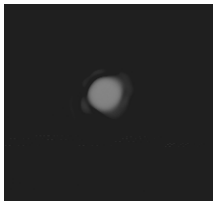
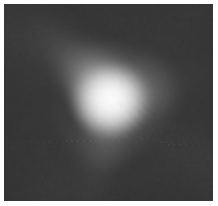
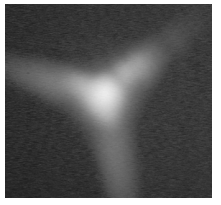
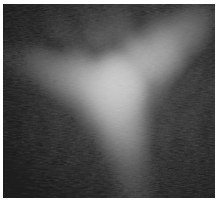
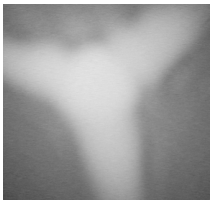
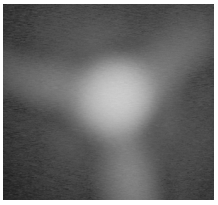
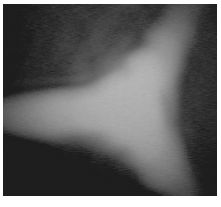
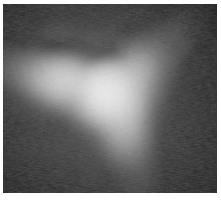
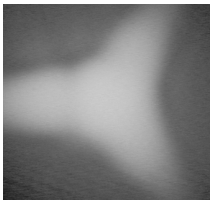
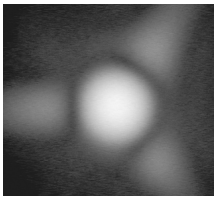
λ (nm)	630	1060	1300	1534
Fibra D1				
Fibra D2				
Fibra D3				

Figura 3.22: Imágenes tomadas con la CCD de la superposición de los modos en las fibras de 110, 120 y 136 μm a distintas longitudes de onda.

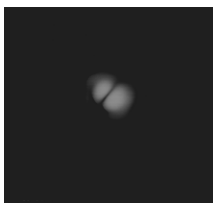

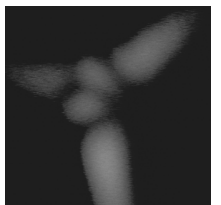
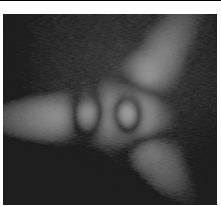

λ (nm)	630	1060	1300	1534
Fibra D1				No se observa
Fibra D2			No se observa	No se observa
Fibra D3			No se observa	No se observa

Figura 3.23: Imágenes tomadas con la CCD de los modos superiores observados en las fibras de 110, 120 y 136 μm a distintas longitudes de onda.

Las imágenes de la figura 3.22 se obtuvieron al excitar todo el núcleo de las fibras y muestran la superposición de los modos que se propagan en la fibra. En la figura 3.22 se muestran los modos de orden superior obtenidos al desalinearse ligeramente la entrada de luz en la fibra.

3.3.2 Fibra dopada con erbio

Uno de los materiales más interesantes para dopar el núcleo de las fibras es sin duda alguna el erbio por sus aplicaciones en amplificadores [20] y láseres [21].

El erbio presenta una banda de luminiscencia entre 1520 y 1560 nm con un tiempo medio de vida largo (del orden de 1 ms) que le permite invertir la población en amplificadores y láseres mediante bombeo en la banda de absorción de 980 nm o mediante bombeo resonante a 1480 nm en la banda de emisión.

Por este motivo, y después de fabricar con éxito varias fibras microestructuradas con el núcleo dopado con germanio, pasamos a fabricar nuevas fibras utilizando el erbio como material dopante.

El vidrio dopado con erbio fue suministrado por el Grupo de Fibras y Guías Ópticas del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Zaragoza. Consistía en un cilindro de sílice dopada con erbio, que tenía un diámetro exterior de 9 mm y en la parte central una zona de 1.5 mm de diámetro dopada con una concentración de erbio de 10^{19} átomos/cm³.

El primer paso fue fabricar el núcleo de la fibra reduciendo este cilindro dopado a un diámetro de 1.45 mm. A continuación, se hizo una primera preforma para la que se estiraron 90 capilares del mismo tamaño que el núcleo y se introdujeron en un tubo de 20 mm de diámetro exterior y 16 mm de diámetro interior para tener una fibra con 5 coronas de agujeros. De este conjunto se obtuvo una preforma de 1.5 mm de diámetro y para estirar finalmente a fibra introdujimos una de estas preformas en una chaqueta de 2.5/1.5 mm de diámetros exterior/interior.

El resultado de la fibra E1 se puede ver en la figura 3.24. Aunque a diferencia con las fibras con germanio, no se observa el núcleo con la zona dopada, podemos calcular que tendremos una zona con erbio de 0.65 μ m de diámetro. Tenemos una fibra con una

buena ordenación de sus agujeros, sin embargo la uniformidad en el tamaño de éstos no es la idónea. En la tabla III se muestran las características de la fibra.

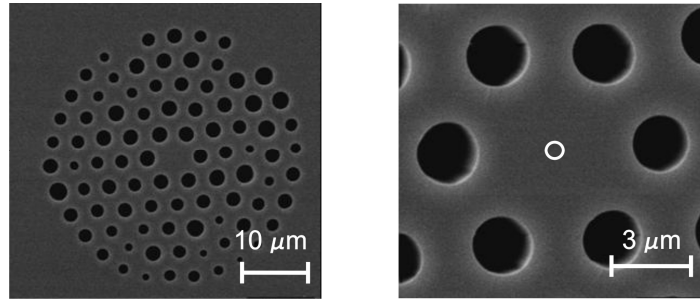


Figura 3.24: Fibra E1 de 5 coronas con el núcleo dopado con erbio y la zona dopada marcada.

Posteriormente fabricamos una segunda preforma para tener una mayor zona de erbio dentro del núcleo, y a la vez, tratar de mejorar la uniformidad en el tamaño de los agujeros. Para obtener mayor proporción de erbio en el núcleo, atacamos previamente uno de los cilindros dopados de 1.45 mm con ácido fluorhídrico para eliminar parte de la sílice exterior, al final del proceso tenemos reducido su diámetro exterior a 650 µm. Posteriormente se fabricaron 126 capilares del mismo tamaño para formar un conjunto de 6 coronas de agujeros que se colocaron dentro de un tubo de 19/9 mm de diámetro exterior/interior. De nuevo se fabricó la preforma, y de ésta elaboramos la fibra E2 de 120 µm cuyas características aparecen en la tabla III y en la figura 3.25.

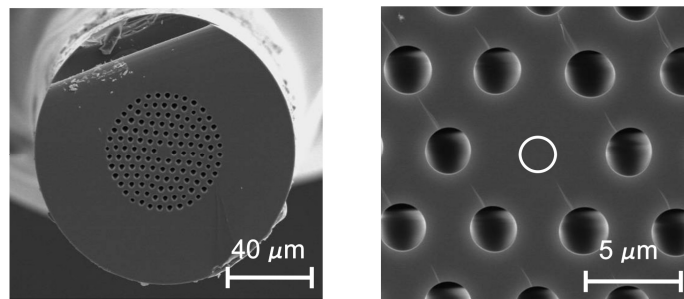


Figura 3.25: Fibra E2 de 6 coronas con el núcleo dopado con erbio.

	D (µm)	d (µm)	Λ (µm)	d/Λ (µm)	n (µm)	a (µm)
Fibra E1	129	2.1	4	0.525	5.8	0.65
Fibra E2	120	2.4	4.8	0.5	7.4	1.86

Tabla III: Características de las dos fibras de erbio fabricadas, siendo: “D” diámetro de la fibra, “d” diámetro medio de los agujeros, “Λ” periodo, “n” núcleo, “a” diámetro de la zona con erbio.

Estas fibras se han suministrado a otros investigadores que las han caracterizado en función de la potencia de bombeo [22] y las han utilizado con éxito en la generación de supercontinuo [23].

En [22], J. A. Sánchez-Martín et al. resumen los parámetros fundamentales que caracterizan estas fibras y que son necesarios para simular sus propiedades: la atenuación en función de la potencia a la longitud de onda de bombeo, la ganancia y la fluorescencia en función de la longitud de onda. Así mismo se ajustan las curvas mediante un modelo teórico.

En [23], Jaime Cascante et al. analizan la generación de supercontinuo en esta fibra utilizando un bombeo con pulsos de 9 ns y una longitud de onda de 1064 nm, cerca del cero de dispersión de la fibra. En concreto, se analiza el ensanchamiento espectral en función de la potencia de bombeo y la longitud de la fibra; la presencia del germanio en el núcleo de la fibra junto a la estructura de agujeros le permiten obtener un espectro casi plano desde 550 nm hasta más allá de 1750 nm.

3.4 Caracterización y propiedades de la fibra con núcleo en forma de Y

Como comentábamos en la introducción, una de las posibilidades que ofrecen las fibras de cristal fotónico, es la introducción de líquidos o gases en los agujeros de aire. Este nuevo grado de libertad permite que la luz interactúe con el material introducido en el interior de los agujeros y abre la posibilidad de desarrollar nuevas aplicaciones.

De esta forma, se ha investigado la propagación de la luz al introducir diferentes líquidos de índices de refracción calibrados en los agujeros de una FCF. De las fibras presentadas anteriormente, se ha optado por trabajar con la que tiene el núcleo en forma de Y. Esta fibra presenta la ventaja de tener unos agujeros de mayores dimensiones, que permiten trabajar con mayor facilidad a la hora de introducir y manipular los líquidos en su interior.

El principal resultado de este estudio ha sido el demostrar que el modo fundamental presenta una longitud de onda de corte cuando el índice de refracción del líquido es el adecuado [24]. A lo largo de esta sección se verá como el valor de esta longitud de onda de corte depende del índice del líquido y se analizarán sus cambios

frente a la modificación de la temperatura y la tensión mecánica aplicada en la fibra. La finalidad será utilizar estos cambios para su posible aplicación en sensores, filtros sintonizables, etc.

3.4.1 Principio

Cuando se resuelven las ecuaciones de Maxwell para obtener los modos de una guía, se obtienen los valores de las constantes de propagación $\beta(\omega)$ para cada uno de los modos. El valor de β para una onda plana que se propaga en un medio uniforme con un índice de refracción n es $\beta = k_0 n$, donde k_0 es el número de onda de la luz en el vacío. En el caso de una fibra óptica convencional de una única cubierta con índices de refracción en el núcleo y en la cubierta de n_1 y n_2 respectivamente, la β de los modos guiados está acotada según la ecuación 3.10 y decimos que un modo está en corte cuando $\beta < k_0 n_2$.

$$k_0 n_1 > \beta(\omega) > k_0 n_2 \quad (3.10)$$

Para frecuencias menores a la frecuencia de corte, β tiene una componente imaginaria que se traduce en pérdidas en el guiado por radiación y el modo pasa de estar guiado a tener un guiado con pérdidas y su energía deja de propagarse en la fibra.

En el caso particular de esta fibra con el núcleo en forma de Y con tabiques muy delgados y donde se ha introducido aceite en los agujeros, el perfil radial del índice de refracción de la fibra es muy similar al perfil de índice de las fibras en W, si descontamos que la sección transversal es triangular y no circular (figura 3.26).

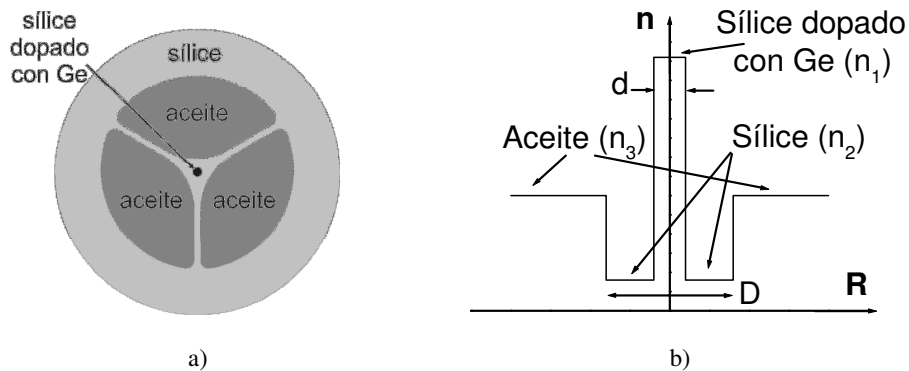


Figura 3.26: Estructura de la fibra en forma de "Y" (a) y aproximación del perfil de índice (b).

Una característica importante que diferencia a las fibras de una cubierta con las fibras en W es que en estas últimas el modo fundamental tiene una frecuencia de corte no nula [25] mientras que en las fibras de una cubierta el corte del modo fundamental se produce a frecuencia cero.

Matemáticamente, la frecuencia de corte del modo fundamental en las fibras de doble cubierta será aquella que cumple: $\beta = k_0 n_3$ donde n_3 es el índice de refracción en la cubierta exterior. Si definimos el índice de refracción efectivo del modo n_{ef} como:

$$n_{ef} = \frac{\beta}{k_0} \quad (3.11)$$

decimos que el modo estará en corte si su índice de refracción efectivo alcanza el valor del índice de refracción de la cubierta exterior y se hace menor.

Así pues, debido a la similitud existente entre la fibra de doble cubierta en W y la fibra con el núcleo en forma de Y con aceite en los agujeros, la longitud de onda de corte del modo fundamental será aquella longitud de onda para la cual el índice efectivo del modo sea igual al índice de refracción del material que haya dentro de los agujeros, ya que en el caso de que este índice exterior sea mayor que el del modo, éste dejará de estar guiado.

El objetivo de esta sección es calcular el índice efectivo del modo fundamental de la fibra en función del índice de refracción en los agujeros. Al ser una fibra con una estructura del núcleo particular, para resolver las ecuaciones es necesario usar métodos numéricos de cálculo. Con el fin de simplificar los cálculos y tener una comprensión básica de la fibra, hemos querido aproximar el núcleo de la fibra y los agujeros al caso de una guía circular de doble cubierta, cuya solución es conocida. Para hacer esta aproximación circular, hemos tomado para el diámetro exterior de la primera cubierta el de la circunferencia circunscrita en el núcleo de la fibra triangular D , y para el núcleo de germanio un círculo de diámetro d con una superficie equivalente a la de la zona dopada con germanio como se muestra en la figura 3.27c. El medio exterior hemos supuesto es el aceite introducido en los agujeros.

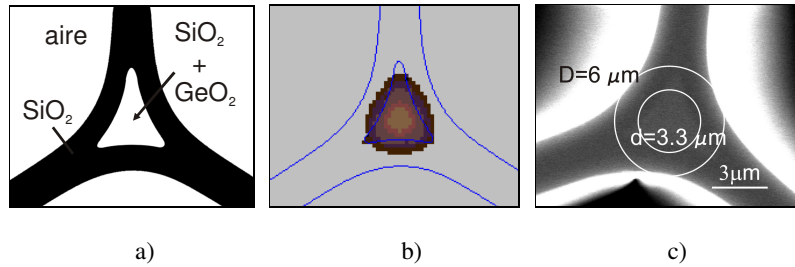


Figura 3.27: Izquierda: imagen representativa de la fibra para calcular el índice con el programa “smtgui”. Centro: distribución del modo fundamental en el núcleo de la fibra. Derecha: aproximación de la fibra al modelo circular de doble cubierta.

Para comprobar la bondad de esta aproximación hemos tomado una de las fibras, concretamente la fibra D3, y hemos hecho el cálculo del índice efectivo del modo fundamental a 1545 nm utilizando dos métodos. El caso con la geometría real ("triangular") la analizamos numéricamente con Matlab y la aproximación "circular" en W según la referencia [25].

El programa utilizado para hacer el cálculo numérico de la forma "triangular" es un software libre para Matlab de nombre “smtgui” y calcula el índice efectivo de los modos a partir de una imagen de la fibra en blanco y negro que representa las zonas con índices distintos, por lo que es posible calcular el índice de los modos para cualquier perfil de fibra. La imagen representativa de la fibra es la de la figura 3.27a y el resultado del programa “smtgui” para el índice del modo fundamental a 1545 nm es 1.45406. En el caso de la solución aproximada para la fibra en W con diámetro $D=6 \mu\text{m}$ para la primera cubierta y $d=3.3 \mu\text{m}$ para el núcleo como se ve en la figura 3.27c, se obtiene un índice efectivo de 1.4542. Si comparamos los dos resultados podemos decir que son muy similares por lo que la aproximación en W es bastante buena. Esto nos permitirá realizar la discusión a partir de los cálculos teóricos del índice efectivo de la fibra "circular" en W. En la tabla IV se muestran los parámetros de las tres fibras empleadas en los experimentos.

	$d (\mu\text{m})$	$D (\mu\text{m})$	$D_f (\mu\text{m})$	$A (\mu\text{m}^2)$	$G (\mu\text{m})$
Fibra D1	3.3	8	110	1000	4.4
Fibra D2	2.9	5.4	120	2790	1.8
Fibra D3	3.3	6	136	3570	2

Tabla IV: Parámetros característicos de cada fibra en Y. “D” (diámetro del núcleo de sílice), “d” (diámetro de la zona dopada con germanio), “ D_f ” (diámetro exterior de la fibra), “A” (área total de los agujeros), “G” (grosor de los puentes que mantienen el núcleo).

3.4.2 Corte del modo fundamental

Para inducir el corte del modo fundamental, las fibras se rellenan con líquidos de índices de refracción calibrados y suministrados por Cargille. Estos líquidos reúnen las características adecuadas para este tipo de experimento ya que tienen una textura aceitosa que reduce los movimientos por capilaridad dentro de la fibra y tienen baja absorción a longitudes de onda inferiores a $1.7 \mu\text{m}$. Para rellenar las fibras se introduce un extremo en el aceite y en el otro se hace el vacío con la ayuda de una jeringuilla hasta que el nivel del aceite llegue a la altura deseada. A continuación se saca el extremo de la fibra del depósito de aceite y se desplaza el aceite previamente introducido hasta el centro de la fibra de forma que queden ambos extremos con aire en los agujeros, así puede realizarse el empalme sin que se deteriore el aceite en los extremos empalmados y sin que el aceite impida la correcta fusión de las fibras.

En la figura 3.28 se muestra el montaje utilizado para medir experimentalmente la transmitancia de un tramo de FCF con líquido en los agujeros. A partir del espectro en transmisión determinaremos la longitud de onda de corte del modo fundamental. Se utilizará una longitud de fibra comprendida entre 20 y 40 cm, de los cuales se llenan unos dos tercios con el líquido y este tramo se une en ambos extremos a una fibra monomodo a 980 con apertura numérica (AN) alta. Las fibras se unen con una empalmadora por fusión de arco eléctrico y los dos empalmes resultantes tienen unas pérdidas globales alrededor de los 3 dB. Para realizar la medida de transmisión se introduce desde un extremo una fuente de luz compuesta por dos LEDs y en el otro extremo se mide directamente la luz que transmite la fibra en el analizador de espectros.

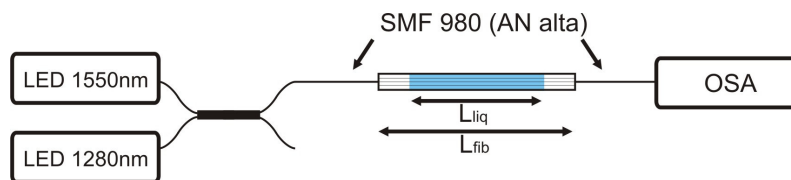


Figura 3.28: Montaje experimental de medida de la longitud de onda de corte. L_{fib} es la longitud de FCF y L_{liq} es la longitud de fibra rellena de líquido.

A continuación se muestran los resultados experimentales y teóricos. Por una parte, se resume el procedimiento seguido para la obtención de la longitud de onda de corte de un caso particular y, por otra parte, la comparación teoría/experimento realizada.

En la gráfica de la figura 3.29 podemos ver la medida experimental de la transmisión de un dispositivo compuesto por un tramo de 30 cm de longitud de la fibra D3 que se ha llenado de líquido a lo largo de 18 cm. Para determinar la longitud de onda de corte podemos ver que la transmisión cae -3 dB a una longitud de onda de 1370 nm y llega a los -20 dB para una longitud de onda de 1400 nm. Dada la imposibilidad de aplicar los métodos estándar de medida de la longitud de onda de corte, debido a que la fibra se rompe con facilidad al manipularla y curvarla, tomaremos la longitud de onda de corte experimental como aquella a la que la transmisión cae 10 dB, y que en este caso es de 1384 nm.

El aceite que ocupa los agujeros tiene un índice nominal de 1.47 medido a 25 °C y a 532 nm. Por otra parte, el índice de refracción n del líquido para cualquier longitud de onda λ y temperatura T se puede calcular a través de la ecuación 3.12, utilizando los parámetros proporcionados por el fabricante. Para el aceite usado en este caso la longitud de onda está expresada en Å y la temperatura en °C.

$$n = 1.4567807 + \frac{440231}{\lambda^2} + \frac{6.543 \cdot 10^{11}}{\lambda^4} - 0.0004 \cdot (T - 25) \quad (3.12)$$

Con estos datos se calculan los índices de refracción del líquido y del modo fundamental a una temperatura ambiente de 24 °C para un intervalo de longitudes de onda entre 1.2 y 1.6 μm . Como podemos ver en la figura 3.29, la intersección, entre la curva de dispersión del modo fundamental y la curva de dispersión del líquido, se produce a una longitud de onda de 1450 nm. Esta longitud de onda definiría, en principio, el corte. Si comparamos este resultado con el obtenido a partir de la medida de la transmisión, podemos considerar que los resultados teóricos reproducen de forma bastante exacta los experimentales, con un pequeño desplazamiento en longitud de onda.

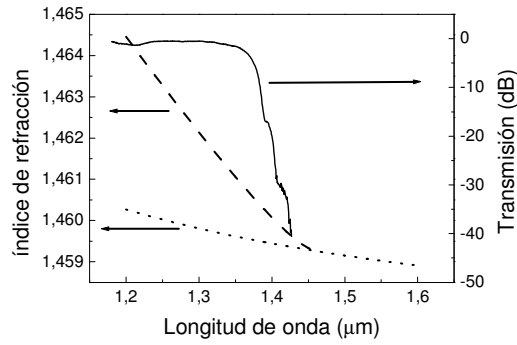


Figura 3.29: Medida del espectro de transmisión (línea continua). Cálculo del índice del líquido (línea punteada) y del índice efectivo del modo fundamental (línea discontinua).

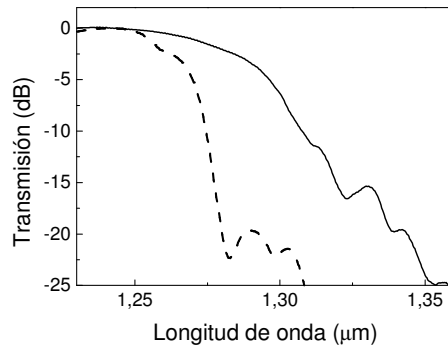


Figura 3.30: Transmisión de un dispositivo con 22 de longitud con líquido (línea discontinua) y de 2 cm (línea continua).

Hay que tener en cuenta que en el caso experimental, determinamos la posición de la longitud de onda de corte a partir de la transmisión del dispositivo. Para poder determinar el corte con precisión deberíamos tener curvas con una caída de la transmisión lo más abrupta posible. Sin embargo, existen varios factores experimentales que deben estar afectando a la medida y probablemente dificultan la medida precisa del corte, como es la longitud pequeña de la fibra rellena de líquido, la posible desalineación del líquido entre agujeros a lo largo del eje de la fibra, la posible existencia de microburbujas de aire, el tamaño finito de los agujeros y los tabiques de sílice. Es posible que la longitud finita y pequeña de la sección rellena de líquido sea el aspecto fundamental: cuanto mayor sea la longitud de fibra rellena de líquido, el modo tiene más pérdidas y la transmisión cae más rápidamente en función de la longitud de onda. En la figura 3.30 se muestra la diferencia entre la caída de transmisión de la fibra D3 cuando se rellenan unas secciones de 2 cm y de 22 cm. La mayor parte de las medidas se

hicieron con dispositivos que tenían longitudes rellenas de líquido en torno a los 20 cm, evitando tener dispositivos demasiado largos.

3.4.3 Modificación de la longitud de onda de corte

Este tipo de fibras infiltradas ofrece la posibilidad de modificar el índice de refracción de la corona de agujeros y el índice del núcleo de forma independiente, no solo cambiando el tipo de material inyectado en los orificios, sino también modificando las condiciones de trabajo de la fibra que afectan de forma diferente a las fases sólidas y líquidas de la misma. Así, por ejemplo, un cambio de la tensión mecánica afecta fundamentalmente al índice de refracción de la sílice y un cambio de temperatura afecta principalmente al índice del líquido por tener mayor sensibilidad a cambios térmicos que la sílice.

En este apartado se estudian los efectos sobre la longitud de onda de corte de los cambios de temperatura, del índice del líquido infiltrado y de la tensión mecánica aplicada a la fibra.

Efecto del cambio de temperatura

En primer lugar analizaremos el cambio en la longitud de onda de corte cuando el índice de refracción del líquido se ve modificado a través de la variación de la temperatura. A partir de la ecuación 3.12, podemos deducir que el coeficiente termo-óptico ξ (definido en la ecuación 3.13) del líquido es de $-4 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ mientras que para la sílice el coeficiente es de $5 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ [26]. Al existir una diferencia entre ambos de dos órdenes de magnitud, podemos suponer en primera aproximación que el cambio en la temperatura afectará principalmente al índice del líquido mientras que el de la sílice permanecerá constante.

$$\xi = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \quad (3.13)$$

Experimentalmente podemos observar en la primera gráfica de la figura 3.31 como efectivamente, al cambiar la temperatura va cambiando el espectro de transmisión. Si se toma como valor de referencia para la longitud de onda de corte la longitud de onda a la cual la transmisión cae 10 dB, vemos que al aumentar la temperatura, el corte se

desplaza a longitudes de onda mayores y que el desplazamiento es lineal en función de la temperatura.

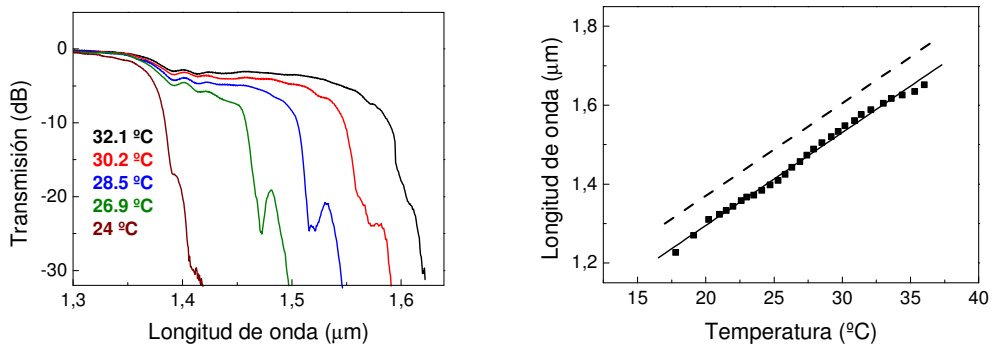


Figura 3.31: Izquierda: espectro en transmisión de la fibra D3 con líquido de índice 1.47 a diferentes temperaturas. Derecha: longitud de onda de corte a 10 dB en función de la temperatura: experimental (puntos), ajuste lineal (línea sólida) y cálculo teórico (línea discontinua).

Observando las curvas teóricas de la figura 3.29 se ve que lo medido experimentalmente es exactamente lo que cabe esperar que ocurra ya que el aumento de temperatura hace disminuir el índice de refracción del líquido mientras que la curva de dispersión del modo fundamental permanece casi constante. De esta forma, la intersección que genera el corte del modo fundamental se desplaza a longitudes de onda mayores. En la segunda gráfica de la figura 3.31 se puede comparar la simulación teórica de la longitud de onda de corte con la obtenida al ajustar los puntos experimentales.

La pendiente de los puntos experimentales es de 24,7 nm/°C, mientras que en la simulación teórica se ha obtenido una pendiente de 23,4 nm/°C por lo que es de destacar que describe muy bien el comportamiento experimental ya que se ha obtenido en ambos casos una pendiente similar. Aunque el valor teórico de la longitud de onda de corte es siempre superior al experimental, solamente se desvía ligeramente de los resultados experimentalmente. Probablemente, un ajuste más fino de los parámetros que definen la fibra "circular" equivalente permitiría una coincidencia mejor, pero en realidad no aportaría una mejor comprensión del fenómeno.

Por otra parte, la variación de la longitud de onda de corte con la temperatura será función de las dimensiones del núcleo dopado con germanio y de la primera cubierta de la fibra. Esto se refleja en las gráficas de la figura 3.32 donde se presenta la caracterización experimental de la longitud de onda de corte en las tres fibras fabricadas

con el núcleo en forma de “Y” y para un mismo líquido, que en este caso es el de índice 1.47.

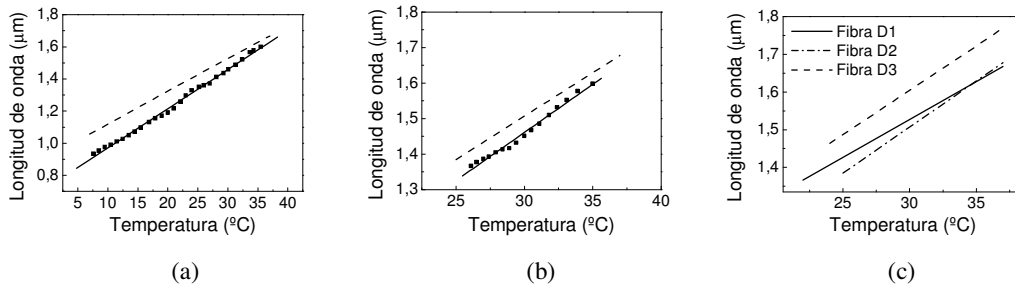


Figura 3.32: Caracterización experimental (puntos) y su ajuste (línea continua), así como la simulación teórica (línea discontinua) de la longitud de onda de corte en función de la temperatura, para las fibras D1(a) y D2 (b) con el aceite de índice 1.47. (c): Comparación teórica de la variación del corte para las tres fibras con el aceite de índice 1.47, empleando los valores de la tabla IV.

Si se compara cualitativamente el comportamiento de las tres fibras simuladas en la figura 3.32c se pueden diferenciar dos casos distintos. En primer lugar, las fibras D2 y D3 mantienen la relación entre el tamaño de la zona dopada (núcleo) y la no dopada (primera cubierta), pero el núcleo de la fibra D2 es más pequeño; esto se traduce en que la pendiente del desplazamiento del corte en función del índice es la misma en las dos fibras, pero la fibra D2 tiene el corte a una longitud de onda más baja a una misma temperatura. En segundo lugar, las fibras D1 y D3 tienen la zona dopada del mismo tamaño, y cambia el diámetro de la primera cubierta, siendo mayor el de la fibra D1. Esta diferencia resulta en un cambio en la pendiente, siendo mayor en la fibra con el menor diámetro de la primera cubierta. Esto es lo que cabría esperar ya que el modo está más extendido e interactúa más con el líquido, por lo que los cambios en el índice del aceite le afectan más.

Efecto del cambio de índice del aceite

Además de trabajar con el líquido con índice nominal 1.47, hemos hecho el experimento utilizando la misma fibra (D3) e insertando los aceites de índice nominal 1.46 y 1.48. Hemos comparado el desplazamiento experimental del corte con la modelización a diferentes temperaturas en cada uno de los líquidos (figura 3.33).

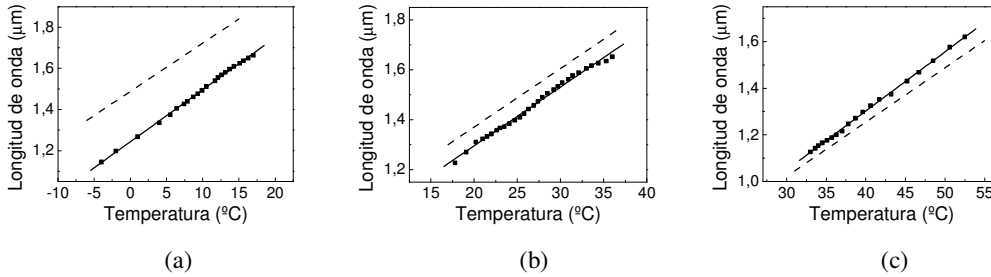


Figura 3.33: Comparación entre el ajuste a los puntos experimentales (línea continua) y el cálculo (línea discontinua) de la longitud de onda de corte en función de la temperatura, para los tres líquidos de índices 1.46 (a), 1.47 (b) y 1.48 (c), utilizando la fibra D3.

Vemos que al igual que con el aceite con índice nominal de 1.47, la longitud de onda de corte que se obtiene con los aceites de índice 1.46 y 1.48 también varía linealmente con la temperatura y se obtiene la misma pendiente en los tres casos (23.4 nm/°C) ya que el coeficiente termo-óptico del índice de refracción de los aceites es el mismo.

Sin embargo la línea teórica para cada aceite se desvía una cantidad diferente de los resultados experimentales, lo que significa que para una misma temperatura, si se modifica el índice de refracción del aceite, el cambio en la longitud de onda de corte medido experimentalmente difiere ligeramente del que calculamos teóricamente. Por ejemplo a 35 °C si se pasa de un índice del líquido de 1.47 al índice de 1.48, la longitud de onda de corte calculada baja 580 nm mientras que experimentalmente se mide una disminución de 475 nm.

Efecto del cambio por tensión mecánica

Como hemos dicho anteriormente, podemos modificar de forma independiente el índice de refracción de la sílice del núcleo y mantener constante el del líquido de los agujeros si estiramos la fibra. Si aplicamos una tensión mecánica a la fibra con el líquido en el interior, ésta sólo afecta al vidrio de la fibra y no al líquido de los agujeros. La sílice tiene un coeficiente elasto-óptico negativo, por lo que su índice de refracción disminuirá con la tensión. Esto se traducirá en un descenso del índice efectivo del modo fundamental con lo que, según lo que se discutió sobre la figura 3.29, la longitud de onda de corte se desplazará a longitudes de onda menores. En la figura 3.34 podemos ver la

caracterización del corte con la tensión de la fibra D3 rellena de aceite con un índice de refracción de 1.47.

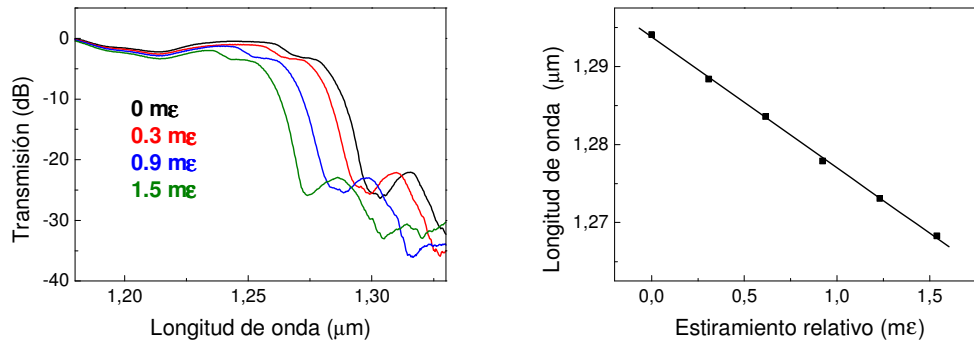


Figura 3.34: Izquierda: variación del espectro de transmisión de la fibra 2 con el líquido de índice 1.47 al aplicar tensión en la fibra. Derecha: ajuste lineal de la posición de la longitud de onda de corte en función del estiramiento relativo.

En el caso de modificar el índice de la sílice tensionando la fibra, se obtiene una pendiente para la variación de la longitud de onda de corte de $-16.8 \text{ nm/m}\epsilon$, donde $1 \text{ m}\epsilon$ corresponde a estirar la fibra un $1^0/_{00}$. Al tener la sílice un coeficiente elasto-óptico p_e (definido en la ecuación 3.14) de 0.22 [27], podemos calcular que la variación del índice de refracción será de $-3.2 \cdot 10^{-4}/\text{m}\epsilon$ y el desplazamiento de la longitud de onda de corte por unidad de cambio del índice de refracción (U.I.) de la sílice debido a la tensión es de $52.5 \text{ }\mu\text{m/U.I.}$

$$p_e = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \quad (3.14)$$

Se puede comprobar que el desplazamiento de la longitud de onda de corte cuando se modifica el índice de refracción de la sílice o bien el del líquido, es muy parecido en ambos casos. Esto quiere decir que si se modifica cualquiera de los dos índices en la misma cantidad se obtiene la misma variación de la longitud de onda de corte. En el apartado anterior donde se ha caracterizado el cambio por efecto de la temperatura se ha obtenido una pendiente teórica de $0.0234 \text{ }\mu\text{m}/^\circ\text{C}$ y como el coeficiente del índice del líquido es de $-0.0004/^\circ\text{C}$, el desplazamiento del corte en función del índice de refracción del líquido es de $58.5 \text{ }\mu\text{m/U.I.}$, que viene a coincidir con el valor obtenido con la tensión mecánica.

Esta dependencia de la longitud de onda de corte con los índices del núcleo y del líquido en los agujeros abre la posibilidad de desarrollar algunas aplicaciones como las propuestas a continuación.

3.4.4 Aplicaciones

Vistas las propiedades frente a los cambios de temperatura y de tensión mecánica de la longitud de onda de corte del modo fundamental de la fibra D con líquido en el interior, la aplicación más directa es como sensor para la medida de estas magnitudes. De acuerdo a la caracterización experimental, en la aplicación como sensor de temperatura se consigue una sensibilidad de $25 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, mientras que en el caso del sensor de deformación tenemos una sensibilidad alrededor de $168 \text{ nm}/\%$. Las características de estos dispositivos permite la implementación de configuraciones de medida sencillas basadas en la simple medida de potencia transmitida, tal y como se indica en la figura 3.35. Las variaciones en temperatura o tensión desplazan la longitud de onda de corte, lo que modifica la potencia transmitida. Esta configuración se caracteriza por tener un tiempo de respuesta corto que, en el caso de la medida de deformaciones, permite la medida de vibraciones con una frecuencia relativamente alta.

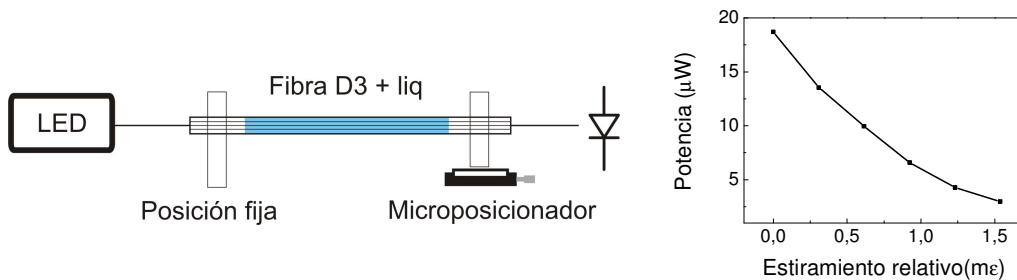


Figura 3.35: Esquema de medida de la potencia transmitida en función de la tensión.

El efecto de la temperatura sobre la longitud de onda de corte se puede ver desde otro punto de vista y se puede comprobar que este dispositivo tiene una transmisión no lineal. Para demostrar esta nueva posibilidad, se ha iluminado la fibra D3 con el líquido de 1.47 en el interior y se ha medido la transmitancia con un láser a 1550 nm , aproximadamente 200 nm por encima de la longitud de onda de corte del dispositivo a temperatura ambiente. La transmitancia del dispositivo se ha medido según el esquema de la figura 3.36.

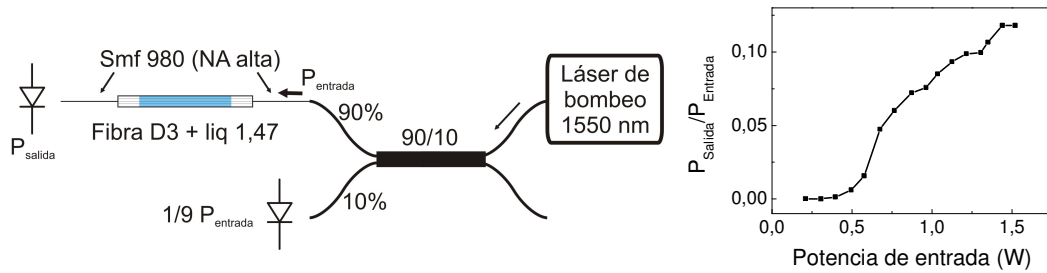


Figura 3.36: Montaje para la medida de la transmitancia en función del bombeo y medidas experimentales.

A bajas potencias el dispositivo no transmite nada de luz porque la longitud de onda del láser de bombeo está en corte, pero a altas potencias, la luz calienta el líquido desplazando la longitud de onda de corte a valores más altos. Esto se traduce en un aumento de la transmitancia a longitudes de onda largas. Este efecto se puede ver en la figura 3.37 donde se muestra la variación del espectro de transmisión del dispositivo para diferentes potencias de bombeo a 1550 nm.

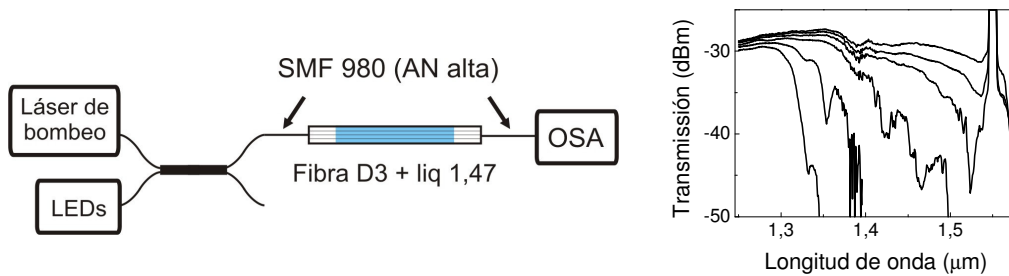


Figura 3.37: Montaje para la medida del espectro en transmisión a diferentes potencias de bombeo a 1550 nm (0, 120, 245, 280, 405 y 530 mW) y resultado de las medidas.

Por último, aplicando tensión a la fibra, podemos sintonizar la longitud de onda de corte mediante un transductor externo que tense la fibra como por ejemplo un piezoeléctrico, lo que abre la posibilidad de fabricar un nuevo tipo de modulador todo-fibra. En la figura 3.38 podemos ver la señal de salida de la fibra utilizando un láser como fuente y modulando el piezoeléctrico a una frecuencia de 10 Hz. El tiempo de respuesta de este modulador dependería de la técnica utilizada para tensar la fibra.

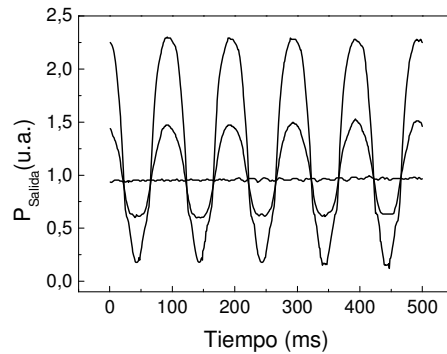


Figura 3.38: Modulación de la potencia del láser que transmite el dispositivo con dos amplitudes de modulación distintas.

Referencias

- [1] J. C. Knight, "Photonic crystal fibers", *Nature*, Vol. 424, pp. 847-851, (2003).
- [2] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, y J. P. de Sandro, "Properties of photonic crystal fiber and the effective index model", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 15, No. 3, pp. 748-752, (1998).
- [3] G. Bouwmans, F. Luan, J. C. Knight, P. St. Russell, L. Farr, B. J. Mangan y H. Sabert, "Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength", *Optics express*, Vol. 11, No. 14, pp. 1613-1620, (2003).
- [4] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, y D. C. Allan, "Single-mode photonic band gap guidance of light in air", *Science*, Vol. 285, pp. 1537-1539, (1999).
- [5] T. A. Birks, J. C. Knight y P. St. J. Russell, "Endlessly singlemode photonic crystal fiber", *Optics Letters*, Vol. 22, No. 13, pp. 961-963, (1997).
- [6] H. Kubota, S. Kawanishi, S. Koyanagi, M. Tanaka y S. Yamaguchi, "Absolutely single polarization photonic crystal fiber", *Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 1, pp. 182-184, (2004).
- [7] B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler y A. Hale, "Microstructured optical fiber devices", *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, pp. 698-713, (2001).
- [8] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tunnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson y C. Jakobsen, "High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser", *Optics Express*, Vol. 11, No. 7, pp. 818-823, (2003).
- [9] A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andrés, J. J. Miret y M. V. Andrés, "Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers", *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, pp. 687-697, (2001).
- [10] W. H. Reeves, J. C. Knight, P. S. J. Russell y P. J. Roberts, "Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers", *Optics Express*, Vol. 10, No. 14, pp. 609-613, (2002).
- [11] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight y P. S. Russell, "Pulse breaking and supercontinuum generation with 200-fs pump pulses in photonic crystal fibers", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, Vol. 19, No. 11, pp. 2567-2572, (2002).
- [12] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Blancalana y P. St. J. Russell, "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres", *Optics Express*, Vol. 12, No. 2, pp. 299-309, (2004).

- [13] M. A. van Eijkelenborg, M. C. J. Large, A. Argyros, J. Zagari, S. Manos, N. A. Issa, I. Bassett, S. Fleming, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke y N. A. P. Nicorovici. "Microstructured polymer optical fiber", *Optics Express*, Vol. 9, No. 7, pp. 319-327, (2001).
- [14] V. V. R. K. Kumar, A. K. George, W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F.G. Omenetto y A. J Taylor, "Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation", *Optics Express*, Vol. 10, No. 25, pp. 1520-1525, (2002).
- [15] P. Petropoulos, H. Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi, R.C. Moore, K. Frampton, D.J. Richardson y T.M. Monro, "Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers", *Optics Express*, Vol. 11, No. 26, pp. 3568-3573, (2003).
- [16] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran y S. Ghalmi, "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers", *Optics Express*, Vol. 16, No. 10, pp. 7233-7243, (2008).
- [17] C. Kerbage y B. J. Eggleton, "Manipulating light by microfluidic motion in microstructured optical fibers", *Optical fiber Technology*, Vol. 10, No. 2, pp. 133-149, (2004).
- [18] C. Kerbage, M. Sumetsky y B. J. Eggleton, "Polarisation tuning by micro-fluidic motion in air-silica microstructured optical fibre", *Electronic Letters*, Vol. 38, No. 18, pp. 1015-1017, (2002).
- [19] M. C. P. Huy, G. Laffont, V. Dewynter, P. Ferdinand, P. Roy, J. L. Auguste, D. Pagnoux, W. Blanc y B. Dussardier, "Three-hole microstructured optical fiber for efficient fiber Bragg grating refractometer", *Optics Letters*, Vol. 32, No. 16, pp. 2390-2392, (2007).
- [20] N. A. Olsson, P. A. Andrekson, P. C. Becker, J. R. Simpson, T. Tanbun-ek, R. A. Logan, H. Presby y K. Wecht, "4 Gb/s soliton data transmission over 136 km using erbium doped fiber amplifiers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 2, No. 5, pp. 358-359, (1990).
- [21] P. Pérez-Millán, A. Díez, M. V. Andrés, D. Zalvidea y R. Duchowicz, "Q-switched all-fiber laser based on magnetostriction modulation of a Bragg grating" *Optics Express*, Vol 13, No. 13, pp. 5046-5051, (2005).
- [22] J. A. Sánchez-Martín, M. A. Rebolledo, J. M. Álvarez, J. A. Vallés, A. Díez, S. Torres-Peiró y M. V. Andrés, "Er-doped photonic crystal fibre characterization method based on McCumber theory", en CLEO 2009, poster C.J.P.6 THU.
- [23] J. Cascante-Vindas, A. Díez, S. Torres-Peiró, J. L. Cruz y M. V. Andrés, "Generation of supercontinuum in erbium-doped microstructured optical fibers", en CLEO 2009, paper CD.P.16 TUE.
- [24] S. Torres-Peiró, A. Díez, J. L. Cruz, y M. V. Andrés, "Fundamental-mode cutoff in liquid-filled Y-shaped microstructured fibers with Ge-doped core", *Optics Letters*, Vol. 33, No. 22, pp. 2578-2580, (2008).
- [25] M. Monerie, "Propagation in doubly clad single-mode fibers", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-18, No. 4, pp. 535-542, (1982).
- [26] J. Mora, "Redes de Bragg en fibra óptica: Control dinámico y aplicaciones", Tesis doctoral, Universitat de València, Mayo 2005.
- [27] C. S. Goh, S. Y. Set y K. Kikuchi, "Widely Tunable Optical Filters Based on Fiber Bragg Gratings", *Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 9, pp. 1306-1308, (2002)

4- Redes de Bragg grabadas en fibras de cristal fotónico

Tras la fabricación de las primeras fibras de cristal fotónico [1], diversos grupos han demostrado la grabación en ellas redes de Bragg y de periodo largo superando los obstáculos que suponen la falta de fotosensibilidad de la sílice y la difracción que la estructura periódica de la fibra ocasiona en la radiación incidente lateralmente.

Para la fabricación de redes de periodo largo se han desarrollado varias técnicas basadas en la modificación de la estructura transversal de la guía. Estas técnicas van desde el colapso parcial o total de los orificios por calentamiento mediante descargas eléctricas o láseres de CO₂ [2, 3] hasta la mecanización de surcos u orificios en el lateral de la fibra mediante láseres pulsados de CO₂ o Titanio-Zafiro [4, 5].

Para grabar redes de Bragg, se han usado las técnicas interferométricas habituales (máscaras de fase o interferómetro) irradiando mediante láseres pulsados. Los láseres pulsados a femtosegundos (Titanio-Zafiro a 800 nm) han permitido grabar en fibras de sílice pura mediante absorción de varios fotones [6], la técnica requiere tiempos de irradiación largos y presenta problemas relacionados con el deterioro de la óptica. Usando pulsos de picosegundos a 248 nm o excímeros de 10 ns a 193nm también se han grabado redes en fibras de sílice mediante absorción de dos fotones [7, 8, 9]; en estas condiciones se reduce el problema de oscurecimiento de las máscaras de fase que ocasionan los láseres de femtosegundos, pero aun así, se requieren densidades de energía de pulso muy altas (100 mJ/cm²) y tiempos de radiación largos (del orden de 40 minutos) para conseguir unos cambios máximos del índice de refracción del orden de 10⁻⁴ y fabricar redes con reflectividades máximas de 14 dB.

Para mejorar la fotosensibilidad fue necesario dopar las fibras con germanio, en estas fibras se ha grabado aprovechando tanto la banda de absorción del germanio en 185 nm [10] como en 242 nm [11]. Tras hidrogenar las fibras se han conseguido cambios de índice del orden de 10^{-3} , aunque la reflectividad de las redes es baja (~ 10 dB) debido al pequeño diámetro del núcleo de germanio que da lugar a un valor bajo de la integral de solapamiento. En fibras dopadas con tierras raras también se han grabado redes mediante láseres excímeros a 193 nm pero con tiempos de exposición muy largos [12].

Es de destacar que la calidad espectral de las redes grabadas en los trabajos que se han mencionado previamente es considerablemente peor que la de las redes grabadas en fibras de estructura convencional con los mismos láseres y similares dopantes [13]. Ello es debido tanto a la difracción que ocasiona la microestructura de la fibra como a las pequeñas irregularidades que puede presentar la fibra en la dirección axial.

En este trabajo hemos abordado el problema de grabar redes de Bragg usando una fuente láser mucho menos exigente que las usadas en los experimentos realizados por otros autores. Hemos utilizado para la grabación el láser de argón doblado de onda continua descrito en el capítulo 1 y las fibras microestructuradas dopadas con germanio que hemos fabricado y descrito en el capítulo 3 tras someterlas a un proceso de hidrogenación [14] de 30 atmósferas a temperatura ambiente durante 15 días.

A lo largo de este capítulo, se mostrarán los resultados de las redes grabadas en cada una de las fibras caracterizadas en el capítulo anterior, y se compararán sus diferencias espectrales. Se estudiará cómo afecta la presencia de los agujeros de la fibra, fundamentalmente su tamaño, en el proceso de grabación de las redes y los cambios que introducen en su respuesta espectral.

Se analizará también la influencia que tiene el tamaño de la fibra sobre el índice de refracción del modo fundamental para grabar redes con chirp en fibras microestructuradas de diámetro estrechado por calentamiento [15]. También se compararán las características de las redes grabadas en fibra convencional con las grabadas en las fibras de agujeros y se mostrarán las variaciones de la longitud de onda de Bragg con la tensión y la temperatura a la que está sometida la fibra.

Finalmente, se presentarán los resultados de introducir aceite con alto índice de refracción en fibra de agujeros grandes y se describirá cómo afecta tanto a la grabación de las redes como a sus características.

4.1- Grabación de redes

Hemos conseguido grabar redes de Bragg en todas las fibras de núcleos dopados con germanio que hemos fabricado y que se han presentado en el capítulo anterior. En este apartado mostraremos los espectros de estas redes y las diferencias más notables entre la grabación de redes en fibras de cristal fotónico y la grabación en fibras convencionales.

4.1.1 Aspectos generales

Cuando grabamos redes en fibras convencionales, la reflectividad máxima de los espectros depende de la fotosensibilidad del material y del flujo de energía ultravioleta por unidad de superficie a que se han sometido las fibras. La principal diferencia que existe en la grabación cuando pasamos a las fibras microestructuradas es que la presencia de los agujeros de aire difracta la luz del láser que incide perpendicularmente a la fibra y se reduce la cantidad de luz que llega al núcleo, esto conlleva que las redes de Bragg tengan una menor amplitud de modulación del índice y menor reflectividad. Por esta razón hay que tener en cuenta que en unas mismas condiciones de grabación la reflectividad de las redes puede cambiar dependiendo del tamaño de los agujeros de la fibra y del ángulo de incidencia de la luz [16] con respecto a la orientación de los mismos.

En la figura 4.1 vemos un claro ejemplo al comparar los espectros en reflexión de dos redes grabadas en las mismas condiciones, en una fibra microestructurada y en una fibra obtenida a partir de la microestructurada tras colapsar completamente los agujeros. La fibra empleada para grabar estas redes es la fibra A2 mostrada en la figura 3.10 del capítulo anterior.

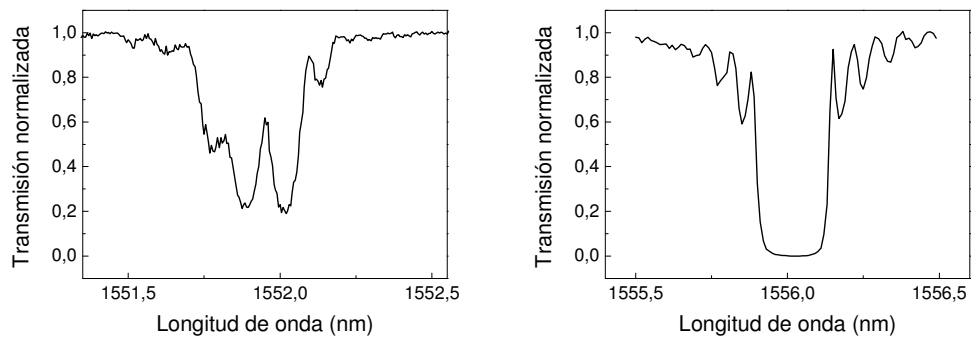


Figura 4.1: Redes de 1 cm y con un tiempo de grabación de 10 minutos con una potencia del láser de 55 mW en la fibra con agujeros A2 (izquierda) y en la misma fibra con los agujeros colapsados (derecha).

Es de destacar que al grabar una red de Bragg sobre una fibra con la estructura de agujeros se ha obtenido una red menos reflectiva. La causa de ello es la menor eficiencia en el proceso de grabación debido a la menor cantidad de luz UV que llega al núcleo de Ge por la presencia de los agujeros de aire que dispersan la luz. También se observa en el espectro de transmisión de la red de la fibra microestructurada, que tiene varios picos en lugar de uno. Estos picos son similares a los producidos por una birrefringencia en la fibra, pero se ha comprobado que, en este caso, no es por esta razón. Se ha medido la transmisión de la red con luz polarizada y no se han observado cambios en el espectro al variar el estado de polarización de la luz a la entrada de la red. Es por esto que pensamos que los picos son debidos a las irregularidades de la propia fibra y que han ocasionado una grabación irregular pudiéndose haber formado como parece ser dos redes cortas consecutivas en lugar de una de 1 cm.

En la primera fibra de tres periodos (A1), se grabaron varias redes, todas ellas con una longitud de 5 cm, un tiempo de barrido de 50 minutos y con una potencia del láser ultravioleta de 20 mW. En la figura 4.2 se pueden comparar sus espectros donde observamos como características generales una baja reflectividad (de 2 a 5 dB) debido a la baja potencia de iluminación utilizada y al gran tamaño de los agujeros que dispersan la luz. Al igual que la fibra A2, la fibra A1 también presenta irregularidades en el tamaño de los agujeros, por lo que los espectros de las redes, presentan una mayor cantidad de lóbulos que no es habitual observar.

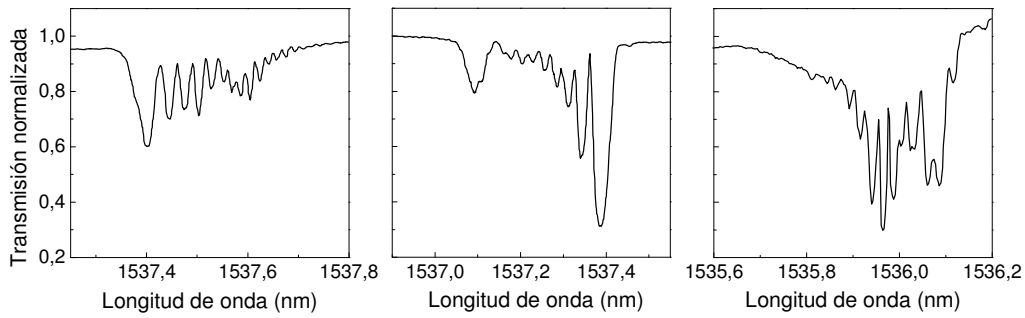


Figura 4.2: Espectro de una red de 5 cm grabada con una potencia del láser de 20 mW durante 50 minutos, en varios tramos de la fibra de cristal fotónico de tres periodos.

Otro factor a destacar es que la longitud de onda de Bragg obtenida en cada caso no se mantiene constante. Aunque han sido grabadas en la misma tirada de fibra y utilizando la misma máscara de fase y condiciones de grabación, la longitud de onda de la tercera red (1536 nm), difiere ligeramente de la longitud de onda de las dos primeras (1537.4 nm). Asociamos este efecto a una posible variación en la estructura de la fibra a lo largo del eje. El tamaño de los agujeros o de la fibra modifica el índice efectivo del modo fundamental y con ello la longitud de onda de Bragg de la red que se grave. Esta observación nos hizo estudiar la posibilidad de grabar redes con chirp en fibras estrechadas de diámetro variable, donde se aprovecha el gradiente del diámetro de la fibra para grabar redes con chirp de onda de Bragg. El objetivo sería conseguir, con ligeras variaciones en el tamaño de la FCF, chirps más grades que en las fibras convencionales. Mas adelante veremos los resultados del estudio.

Para grabar las redes y tener un máximo aprovechamiento de la fibra de cristal fotónico, cortamos tramos cortos de fibra de unos 30 cm suficientes para grabar una red y ésta se empalma a fibra convencional de telecomunicación tipo SMF28 para medir en transmisión los espectros de las redes durante la grabación.

La primera dificultad que aparece al insertar una fibra microestructurada entre dos fibras convencionales es una oscilación periódica en frecuencia (interferométrica) de la luz transmitida [17]. En la figura 4.3 se ha medido el pico en transmisión de una red de Bragg grabada en la fibra A1, además de la red centrada en 1537.5 nm, aparece la oscilación de la luz transmitida que es previa al proceso de grabación de la red de Bragg.

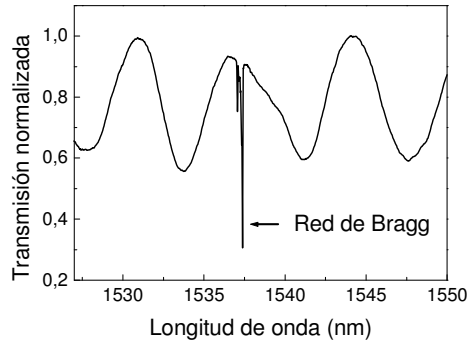


Figura 4.3: Oscilaciones en la transmitancia de un tramo de la fibra de cristal fotónico de tres periodos (A1) empalmada a fibra SMF28.

Asociamos estas franjas a la posible interferencia entre dos modos de la fibra, a pesar de que al hacer la caracterización de esta fibra (fibra A1) en el capítulo anterior, no se observó ningún modo de orden superior de forma independiente. Cuando la luz viaja por la fibra SMF28 y se encuentra con la fibra de cristal fotónico en el primer empalme, la mayor parte de la luz se acopla al modo fundamental y una pequeña parte al segundo modo, durante el tramo de fibra de cristal fotónico cada modo tiene un índice de refracción distinto, por lo que recorren caminos ópticos distintos. Esto hace que al llegar al segundo empalme, donde la luz se acopla de nuevo al modo fundamental de la fibra SMF28, haya una interferencia constructiva o destructiva según el desfase que haya entre los distintos modos y que dependerá de la longitud de onda, la longitud de la fibra y los índices efectivos de cada modo. El resultado es una oscilación cuyo período $\Delta\lambda$ estará relacionado con la diferencia de índice efectivo entre los modos Δn y la longitud L del tramo de fibra de cristal fotónico por la relación:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta n \cdot L} \quad (4.1)$$

Para comprobar que las interferencias efectivamente eran producidas por una interferencia entre modos, calculamos a partir de la ecuación 4.1 la diferencia entre el índice de refracción efectivo del modo fundamental y el índice del modo que genera las interferencias midiendo el período $\Delta\lambda$ de las oscilaciones de interferencia mencionadas y la longitud L de FCF. En el caso representado en la figura 4.3 la longitud de fibra de cristal fotónico era de 10.7 cm mientras que el período de las franjas es de 6.6 nm, lo que da una variación de índice efectivo entre los modos de 0.0034.

Posteriormente, después de grabar una red de Bragg en la fibra, medimos en reflexión el espectro de la red y observamos un segundo pico mucho menos intenso que el pico del modo fundamental y separado 4.9 nm, correspondiente al segundo modo (figura 4.4). A través de la condición de Bragg (ecuación 2.1) medimos el índice efectivo del modo fundamental y el del cladding, y comprobamos que la diferencia entre éstos se corresponde aproximadamente al valor obtenido a partir de la medida de las franjas de interferencia. Las longitudes de onda de Bragg del primer y del segundo modo nos dan unos valores para sus índices efectivos de 1.4409 y 1.4363 respectivamente lo que nos da una diferencia entre ambos de 0.0046, lo que es coherente con el cálculo interferométrico y confirma la existencia de dos modos en la FCF.

La amplitud de la oscilación depende en gran medida de la cantidad de luz que se acople al segundo modo y en definitiva del alineamiento en el empalme de las fibras. Si las oscilaciones son muy significativas, una manera de atenuarlas es mediante el colapso de los agujeros a lo largo de una pequeña longitud de FCF en la proximidad del empalme. El colapso hace que el segundo modo sufra muchas pérdidas mientras que el modo fundamental se mantiene guiado gracias al núcleo de germanio.

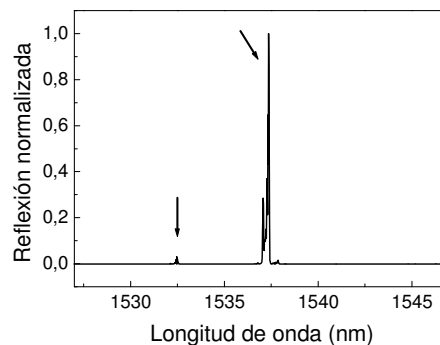


Figura 4.4: Picos en reflexión en una red de Bragg de los dos modos en la fibra de cristal fotónico de 3 periodos (A1).

Después de la grabación de estas redes y para evitar la presencia de las oscilaciones de la figura 4.3 pasamos a usar fibra monomodo a 980 nm de apertura numérica 0.17 y con núcleo más pequeño en lugar de la fibra SMF28 para reducir el acoplo de luz al segundo modo, esto ayudó a disminuir la visibilidad de las franjas de interferencia parásitas.

Como ya hemos visto en la figura 4.1, la presencia de los agujeros de aire reduce la eficiencia del proceso de grabación. Una posible alternativa para aumentar la reflectividad de las redes consiste en grabar sobre trozos de fibra llenos de aceite con un índice de refracción lo más cercano posible al de la sílice para atenuar los efectos de la difracción en los agujeros. En el caso de la fibra con el núcleo en forma de Y no existe ninguna dificultad en la introducción del aceite porque el tamaño de los agujeros permite la manipulación de éste dentro de la fibra, y además, se pueden observar a simple vista las zonas con aceite y las zonas con aire de la fibra. En cambio, en las fibras cuyos agujeros tienen menor tamaño es bastante más complicado introducir aceite por su gran viscosidad. Además no se puede controlar la posición del nivel de aceite en cada uno de los agujeros y es imposible saber con certeza si queda alguno vacío. Por esta razón las fibras de agujeros más estrechos se infiltraron con agua destilada en lugar de con aceite.

En la figura 4.5 se muestran los resultados obtenidos al realizar la grabación de una red de Bragg en la fibra de tres periodos (A1) con agua en el interior de los agujeros, y en la figura 4.6 se ve la diferencia al grabar una red en la fibra con el núcleo en forma de Y (D3), con aire y con aceite de índice nominal 1.45 en su interior.

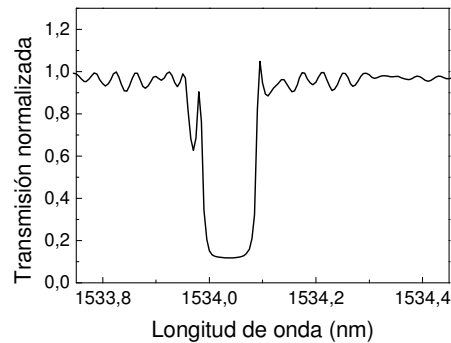


Figura 4.5: Red grabada en la fibra de tres periodos (A1) con agua en el interior de los agujeros.

La red de la figura 4.5 tiene una longitud de 2 cm y la potencia del láser de grabación es de 46 mW. La velocidad de barrido durante la grabación es la misma que en las redes de la figura 4.2 por lo que la grabación duró 20 minutos. Si se compara esta red con las grabadas sin agua en los agujeros (figura 4.2), podemos concluir que ambas deberían tener el mismo producto κL y que la reflectividad en los dos casos debería ser la misma, de acuerdo con las ecuaciones 2.8 y 2.13, dado que la red de la figura 4.5 tiene la mitad de la longitud que las de la figura 4.2 y que la intensidad de la radiación UV

empleada es el doble –y consecuentemente debe producir un incremento doble del índice de refracción del núcleo–. Sin embargo, en esta última red la atenuación es de más de 9 dB, lo que es más o menos el doble que la atenuación de las redes anteriores, por lo que al introducir agua en los agujeros se ha conseguido un aumento notable en la eficacia de la grabación. Además, se han reducido los lóbulos que aparecen en las redes de la figura 4.2.

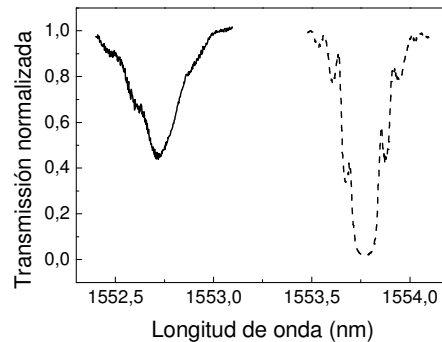


Figura 4.6: Redes grabadas en la fibra D3 con aire (línea sólida) y con aceite de índice nominal 1.45 (línea punteada) en el interior.

Por otra parte, en la figura 4.6 se puede ver la diferencia en el espectro de dos redes grabadas en la fibra D3 con núcleo en forma de Y. La diferencia entre ambas es que una está grabada en la fibra con aire en los agujeros, y la otra con un aceite con un índice de refracción de 1.45. La red grabada con aire y cuya reflectividad supera ligeramente los 3 dB, tiene 6 mm y la grabación ha durado 12.5 minutos. Mientras que la red grabada con el aceite tiene 10 mm y la grabación ha durado solamente 1 minuto. A pesar de la corta duración de la grabación, la presencia del aceite en los agujeros ha hecho que su reflectividad alcance los 17 dB y que queden bien definidos los lóbulos laterales del espectro, lo que es una indicación de la buena uniformidad de la red fabricada y de la fibra.

Ya hemos visto algunas de las redes que se grabaron en la primera de las fibras que se fabricaron. En esta fibra con una estructura de tres coronas de agujeros no conseguimos grabar redes con un espectro de transmisión que presentara los lóbulos característicos de una red uniforme debido a que la estructura de la fibra no era demasiado buena. Sin embargo la posibilidad de grabar redes como las mostradas en las figuras 4.5 y 4.6 nos confirmó el hecho de que con nuestra técnica de grabación

podríamos obtener redes de calidad en fibras de cristal fotónico empleando el láser de onda continua de 244 nm.

4.1.2 Características de las redes grabadas en las fibras fabricadas

Después de confirmar que se puede grabar redes de Bragg en fibras microestructuradas dopadas con germanio y de identificar y resolver los problemas específicos de su fabricación y manipulación, empezamos a fabricar los distintos tramos de fibras de cinco periodos (fibras B1, B2, B3, C1, C2, C3 y C4) que tienen diferente tamaño de cubierta, de núcleo, de agujeros de aire, de periodo y de núcleo de germanio, para posteriormente comparar las características de las redes grabadas en cada uno de ellos. Se grabó una red con idénticas características en cada uno de los tramos: el mismo periodo de 533.5 nm, la misma longitud (1 cm) y las mismas condiciones de grabado (con aire dentro de los agujeros de la fibra y un tiempo de grabación de 10 minutos con una potencia del láser de 110 mW y focalizándola en el núcleo de la fibra con una lente de 20 cm de focal).

En la figura 4.7 se muestran de forma separada los espectros de las redes grabadas en las fibras B y C descritas en el capítulo 3.

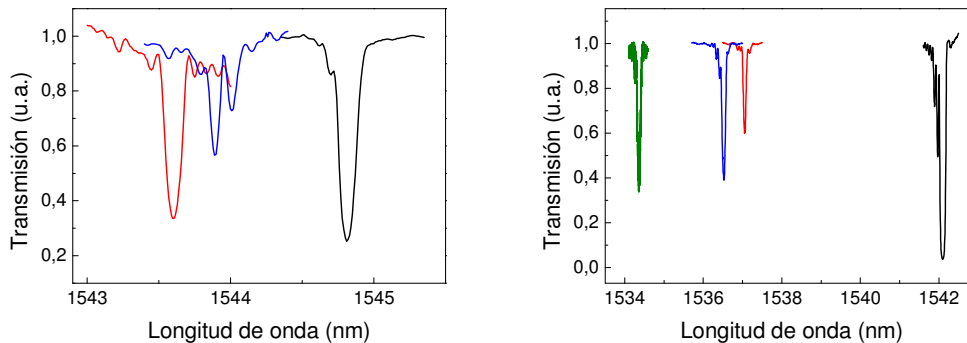


Figura 4.7: Espectro en transmisión de las redes grabadas en la fibra con cinco periodos: Izquierda: B1 (negro), B2 (rojo), B3 (azul). Derecha: C1 (negro), C2 (rojo), C3 (azul), C4 (verde).

El principal parámetro en que notamos la diferencia es claramente la longitud de onda de Bragg de las redes pese a que todas ellas tienen el mismo periodo. Esta divergencia es más acusada en las fibras C donde vemos una variación de casi 8 nm entre la primera y la última red. Esta variación es debida a que el índice efectivo del modo fundamental depende de la estructura de la fibra.

Después de grabar las redes, hemos comparado los valores de la longitud de onda de Bragg obtenidos experimentalmente con los valores obtenidos en una simulación teórica de cada tramo de fibra.

La longitud de onda de Bragg λ_B se obtiene a partir de la relación 2.1 mediante un procedimiento iterativo de acuerdo con el siguiente algoritmo:

1- Inicializar la longitud de onda de cálculo λ_I a un valor arbitrario dentro de la banda de trabajo.

2- Repetir:

2.1- Asignar $\lambda = \lambda_I$

2.2- Calcular $n_{eff}(\lambda)$

2.3- Calcular $\lambda_I = 2 \cdot n_{eff}(\lambda) \cdot A$

Hasta que $|\lambda_I - \lambda| < 1 \text{ pm}$

3- Asignar $\lambda_B = \lambda_I$.

Para hacer el cálculo teórico del índice efectivo $n_{eff}(\lambda)$ del modo fundamental de las fibras, utilizamos al igual que en el capítulo 2, el MIT Photonic Bands Package [18]. Con el programa, calculamos directamente el índice de refracción efectivo de los modos a cualquier longitud de onda y para una estructura de agujeros definida.

A continuación, en la tabla I, se muestran las longitudes de onda de Bragg teóricas y experimentales de la red en cada tramo de fibra.

Fibra	Longitud de onda de Bragg experimental (nm)	Longitud de onda de Bragg teórica (nm)
B1	1544.810	1546.524
B2	1543.603	1545.065
B3	1543.960	1546.235
C1	1542.098	1541.750
C2	1537.056	1540.474
C3	1536.523	1540.510
C4	1534.358	1538.345

Tabla I: Valores de la longitud de onda de Bragg teórica y experimental de las redes.

En estos resultados se observa una clara diferencia en todos los casos entre la longitud de onda experimental de las redes y el valor obtenido en la simulación. Sin embargo la tendencia que siguen los valores sí que tiene un comportamiento similar.

Para visualizar mejor los resultados se puede ver en figura 4.8 una representación gráfica de todos los valores.

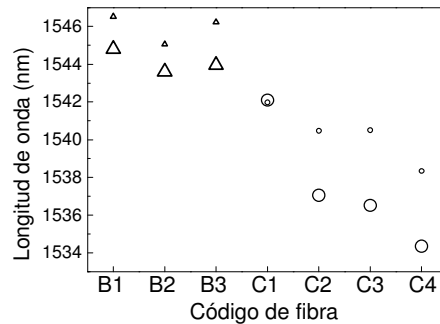


Figura 4.8: Valores de las longitudes de Bragg experimentales (puntos grandes) y teóricas (puntos pequeños) de cada tramo de FCF. (Δ : fibras B) (\circ : fibras C).

En las redes de las fibras C1 a C4 se puede ver como la tendencia que sigue la longitud de onda de la red está relacionada principalmente con el tamaño de los agujeros porque aunque también cambian ligeramente los valores del periodo y del diámetro del núcleo de germanio en cada fibra, únicamente el tamaño de los agujeros va aumentando desde C1 a C4. La tendencia que tiene la longitud de onda es a disminuir conforme aumenta el diámetro de los agujeros porque la proporción de aire en la fibra es mayor y disminuye el índice efectivo del modo.

Excepto en el caso de la red grabada en la fibra C1, en todos los casos el valor de la longitud de onda de Bragg experimental está en las fibras B y C por debajo del valor obtenido teóricamente, alrededor de 2 y 3 nm respectivamente. Una posibilidad es que esto sea debido a que en el proceso de fabricación de las fibras, el germanio que contenía la fibra empleada como núcleo de la FCF se ha redistribuido por difusión y la concentración de germanio que ha quedado en el núcleo de la FCF es menor a la de la fibra inicial dada por el fabricante y cuya apertura numérica era de 0.29. En la figura 4.9 se comparan los resultados obtenidos en la tabla I con la longitud de onda de Bragg teórica calculada con una menor concentración de germanio correspondiente a una apertura numérica de 0.25. Como se puede observar estos valores se ajustan mejor a los datos experimentales. También es probable que contribuya a estas diferencias una pequeña descalibración del microscopio empleado para tomar las imágenes de las fibras, que luego nos han permitido determinar los parámetros geométricos.

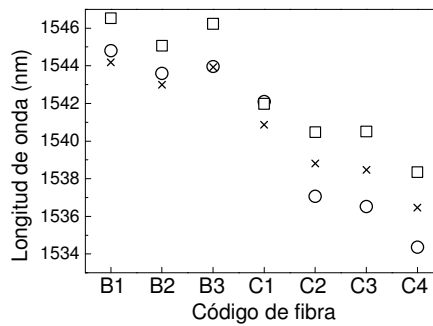


Figura 4.9: Valores de las longitudes de Bragg. Experimentales (○), teóricos calculados con $AN=0.29$ (□) y teóricos calculados con $AN=0.25$ (x).

Esta caracterización demuestra que la longitud de onda de Bragg de las redes grabadas en FCF con el núcleo dopado con germanio, depende en gran medida del tamaño de los agujeros cuando el núcleo de germanio es pequeño (inferior a $2 \mu\text{m}$) y los agujeros están cerca de forma que interaccionan con el modo fundamental. No es éste el caso de las fibras en que el núcleo de germanio es mucho mayor y la distancia entre éste y los agujeros es del orden de los $10 \mu\text{m}$ como han demostrado otros autores [19].

Por otra parte, respecto a la reflectividad de las redes, no se observa una tendencia clara, solamente destaca la red del tramo C1 que supera los 14 dB y es mucho mas intensa que las demás debido a que los efectos de la difracción en los agujeros son menores por su pequeño tamaño. En los demás casos donde la reflectividad de la red varía entre 2 y 6 dB no se observa una tendencia definida porque también influye la falta de simetría de revolución de la fibra respecto al láser, o sea la orientación concreta que tuviera la fibra al grabar la red.

De igual forma, hemos caracterizado la variación de la longitud de onda de Bragg en las redes grabadas en la fibra con el núcleo triangular. En esta ocasión las redes grabadas no son exactamente iguales pero nos servirán para hacer una comparación cualitativa. Todas ellas han sido grabadas con un mismo periodo de $533.5 \mu\text{m}$ y con una potencia del láser de 95 mW, durante un tiempo de barrido de 10 minutos. La red de la fibra D1 tiene una longitud de 10 mm mientras que las redes de las fibras D2 y D3 son de 6 mm, el hecho de tener diferentes longitudes no afecta a la longitud de onda de Bragg. Las redes más cortas se grabaron con una velocidad de barrido menor de forma que tuvieran una modulación de índice de refracción proporcionalmente mayor y

compensen el efecto de la longitud de acuerdo con la ecuación 2.13. La figura 4.10 muestra los espectros en transmisión de las tres redes, donde aparte de la variación de la longitud de onda de Bragg, vemos que la red de la fibra D1 con los agujeros más pequeños destaca por su reflectividad respecto a las otras dos. Esta diferencia de reflectividad es debida a que la fibra D1 tiene mayor constante de acoplo κ (ecuación 2.8). La integral de solapamiento es mayor por estar los campos más concentrados en la zona dopada con germanio tal y como se ve en las imágenes de la figura 3.22.

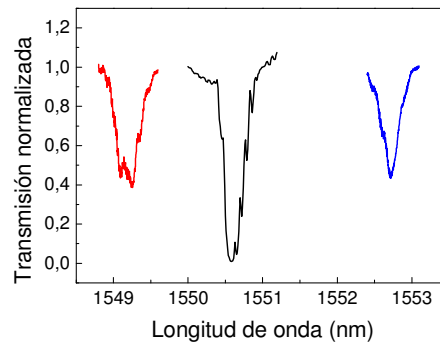


Figura 4.10: Redes en los tramos de fibra con núcleo triangular. Fibra D1 (negra), fibra D2 (roja) fibra D3 (azul).

En este caso calculamos igual que antes la longitud de onda de Bragg y para hacer el cálculo teórico del índice de refracción, hacemos la aproximación de la fibra a una estructura circular y calculamos el índice efectivo como en el capítulo anterior. En la tabla II se muestran los valores teóricos y experimentales de las longitudes de onda de Bragg de las redes.

Fibra	Longitud de onda de Bragg experimental (nm)	Longitud de onda de Bragg teórica (nm)
D1	1550.59	1552.799
D2	1549.18	1547.678
D3	1552.72	1551.433

Tabla II: Valores de la longitud de onda de Bragg teórica y experimental de las redes.

En las fibras con el núcleo en forma de Y las longitudes de onda de Bragg de las redes se ajustan mejor que las fibras de 5 periodos, pero es difícil predecir cuál será la longitud de onda exacta si no se conocen con exactitud las dimensiones del núcleo de la fibra en el punto exacto donde se graba la red.

4.1.3 Cavidad Fabry-Perot con redes de Bragg

Las cavidades resonantes tipo Fabry-Perot son componentes ópticos de aplicación generalizada en filtros en longitud de onda [20, 21], cavidades láser [22] y metrología [23]. Las mismas aplicaciones tienen fabricándolas en tecnología de fibra óptica en cuyo caso existe la posibilidad de implementar los reflectores mediante redes de Bragg.

El espectro del interferómetro se caracteriza mediante una serie de longitudes de onda resonantes λ_{res} , que satisfacen la ecuación (4.2) donde n es el índice de refracción efectivo del modo fundamental y L la longitud del resonador, que en el caso de un resonador formado por redes de Bragg en una fibra óptica, depende de la longitud de la cavidad L_c y de las longitudes efectivas de las redes L_{ef1} y L_{ef2} (ecuación 4.3). Las resonancias están separadas en longitud de onda una cantidad FSR dada por la ecuación (4.4) y su ancho de banda $\Delta\lambda$ viene dado por la ecuación (4.5) donde R es la reflectividad de las redes. La sensibilidad de la longitud de onda de resonancia a una perturbación externa del índice de la cavidad o de su longitud viene dada por la ecuación (4.6) que coincide con la expresión de la ecuación (4.7) del desplazamiento de la longitud de onda de Bragg por las mismas perturbaciones.

$$\lambda_{res} = \frac{2nL}{m} \quad m = 1,2,3\dots \quad (4.2)$$

$$L = L_c + L_{ef1} + L_{ef2} \quad (4.3)$$

$$FSR = \frac{\lambda_{res}^2}{2nL} \quad (4.4)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{res}^2}{\pi nL} \arcsen\left(\frac{1-R}{2\sqrt{R}}\right) \quad (4.5)$$

$$\frac{\Delta\lambda_{res}}{\lambda_{res}} = \frac{1}{\lambda_{res}} \left(\frac{\partial\lambda_{res}}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial\lambda_{res}}{\partial L} \Delta L \right) = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L} \quad (4.6)$$

$$\lambda_B = 2n\Lambda \quad \longrightarrow \quad \frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{1}{\lambda_B} \left(\frac{\partial\lambda_B}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial\lambda_B}{\partial \Lambda} \Delta \Lambda \right) = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L} \quad (4.7)$$

En este apartado se plantea la posibilidad de fabricar este tipo de interferómetro en fibra microestructurada con el fin de extender el campo tecnológico de aplicaciones.

El interferómetro se grabó en la fibra D3 mediante dos redes con un periodo de $533.5 \mu\text{m}$ y 1 cm de longitud, separadas entre sí tan solo 1 cm y con una reflectividad del 65% . En la figura 4.11 podemos ver el espectro en transmisión de una de las redes del resonador y también de la cavidad. La separación entre los picos es de 50 pm y la anchura de éstos de 10 pm , mientras que a partir de las ecuaciones 4.4 y 4.5 obtenemos unos valores de 48 y 3.5 pm respectivamente. De esta forma en una red de Bragg uniforme con un espectro ancho como por ejemplo el de la figura 4.11 que es de unos 200 pm , caben 4 o 5 resonancias dentro de su ancho de banda.

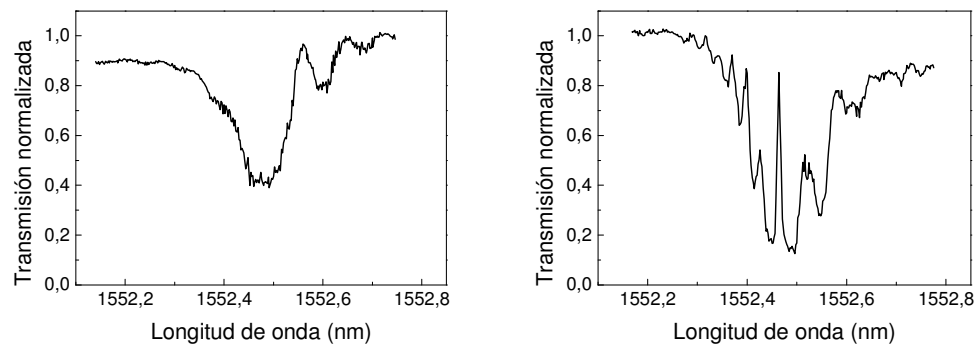


Figura 4.11: Izquierda: Espectro de una de las redes de la cavidad. Derecha: Picos en transmisión del resonador Fabry Perot grabado en la fibra D3.

4.1.4 Redes con chirp en una fibra abocinada

Las redes de Bragg de longitud de onda de acoplo no uniforme (redes con chirp) son componentes ópticos de aplicación habitual en la conformación de pulsos para amplificadores de potencia, metrología y compensación de dispersión [24, 25, 26]. Una de las técnicas de fabricación consiste en grabar la red en una fibra abocinada por calentamiento y estiramiento que cree una variación axial del diámetro del núcleo [27], así el índice efectivo del modo guiado en la bocina varía a lo largo de la misma y en consecuencia también lo hace la longitud de onda de Bragg de la red grabada en ella [28]. En este tipo de redes no uniformes, es la geometría la que determina el chirp. Con el fin de extender el campo de aplicaciones de las redes de Bragg con chirp a fibras de cristal fotónico se ha demostrado la posibilidad de grabar este tipo de redes en fibras de cristal fotónico abocinadas según el esquema de la figura 4.12.

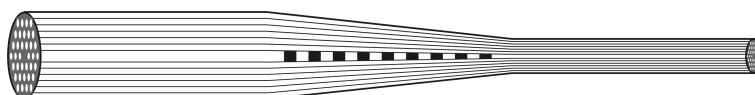


Figura 4.12: Red de Bragg de periodo uniforme grabada en una fibra microestructurada abocinada.

En esta sección se pretende analizar cómo afectará al índice de refracción efectivo la reducción del tamaño de la fibra con el núcleo en forma de Y, y comparar experimentalmente los resultados mediante la grabación de una red con chirp sobre una zona de la fibra con el diámetro variable.

La idea es grabar en primer lugar una red de Bragg de periodo uniforme sobre una sección de fibra con el diámetro variable para conseguir una red de Bragg con chirp. A continuación, si queremos obtener una simulación con la variación de la longitud de onda en función del tamaño la fibra para la red grabada, hemos de saber exactamente sus características, y sobre todo las del núcleo. Una vez grabada la red y medido su espectro, la seccionamos para poder medir las dimensiones del núcleo y de la zona con germanio ya que son los datos relevantes para la simulación. Puede ocurrir que la variación en el diámetro exterior no sea de la misma magnitud que la del núcleo ya que podría variar el tamaño de los agujeros.

La bocina se fabricó a partir de la preforma D estirando la fibra a velocidad variable. La transición utilizada para grabar la red con chirp, resultó con un diámetro exterior que disminuye desde 102 μm hasta 97 μm mientras que la primera cubierta varia de 5.94 μm hasta 5.47 μm . La relación que encontramos entre el diámetro del núcleo y de la zona de germanio es de 6/3.3 (la misma que en las fibras D2 y D3).

En la figura 4.13 podemos observar el espectro de la red uniforme de periodo 533.5 nm, donde se ve claramente que se ha conseguido un importante ensanchamiento espectral de ~ 2.6 nm debido a la variación del índice efectivo del modo a lo largo de la bocina. Dado que en las FCF la dependencia del índice modal con la geometría es muy fuerte, la técnica de control del chirp con la geometría debe permitir diseñar redes de forma flexible y obtener, por ejemplo, chirps grandes, mayores que en el caso de emplear de emplear fibras convencionales.

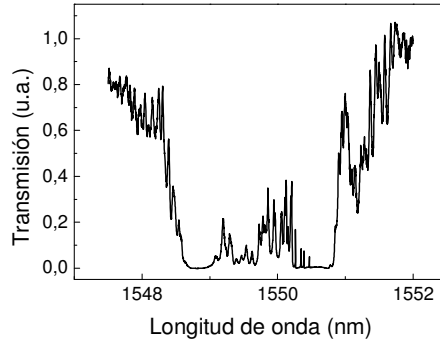


Figura 4.13: Espectro en transmisión de una red con chirp grabada sobre la fibra abocinada con núcleo en forma de Y.

Para que la red tuviese la máxima reflectividad, se grabó después de introducir aceite de índice 1.45 en los agujeros. La red tiene una longitud de 1.7 cm y el tiempo de grabación duró 17 minutos utilizando una potencia del láser de 120 mW.

En la figura 4.14 se representa el cálculo de la longitud de onda de Bragg local en función del diámetro que tiene la fibra a lo largo de la bocina. Para el cálculo se ha usado el procedimiento descrito en el apartado 4.1.2 aplicado a un periodo uniforme de 533.5 nm y un diámetro de la primera cubierta aumentado linealmente a lo largo del eje y con una relación entre primera cubierta y núcleo de germanio 6/3.3.

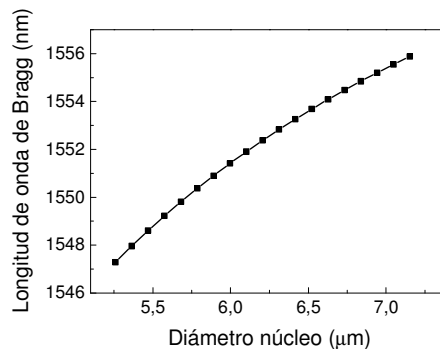


Figura 4.14: Longitud de onda de Bragg de una red con un periodo de 533.5 nm grabada en la fibra con núcleo en forma de Y en función del diámetro de la primera cubierta.

Según los cálculos representados en la figura 4.14, una red grabada en una fibra con una transición en la primera cubierta desde 5.94 μm a 5.47 μm , debería tener un chirp de 2.53 nm y estar centrada en 1549.88 nm. Si comparamos los resultados de la red experimental (figura 4.13), vemos que se aproximan de forma apreciable a los obtenidos en la simulación (tabla III).

	Longitud de onda central (nm)	$\Delta\lambda$ (chirp) (nm)
Cálculo teórico	1549.88	2.53
Red experimental	1549.63	2.6

Tabla III: Comparación del resultado teórico y experimental de la red con chirp.

Con estos datos, podemos comparar el chirp que hemos obtenido en una bocina de esta fibra con el que se obtiene en las bocinas de las fibras convencionales y llegamos a la conclusión de que para conseguir una anchura determinada en ambas fibras, la reducción en la fibra convencional ha de ser mayor. Como podemos ver en el ejemplo anterior, con una reducción de la primera cubierta de la fibra con forma de Y de un 8% hemos conseguido una red de 2.5 nm de ancho espectral, mientras que para conseguir la misma anchura en una fibra fotosensible de 125 μm , se ha de reducir un 24 % hasta las 95 μm [29].

4.2- Sensibilidad de la longitud de onda de Bragg a parámetros externos

La longitud de onda de acoplo de una red de Bragg es sensible a diferentes parámetros físicos externos, fundamentalmente a la temperatura y a la tracción mecánica a que está sometida la fibra. Además vimos en el capítulo anterior que el modo fundamental guiado en las fibras microestructuradas es sensible al índice de refracción del material que rellena la estructura de agujeros y, en consecuencia, también lo serán las redes de Bragg grabadas en estas fibras. Conocer la sensibilidad de las redes a temperatura, tensión mecánica e índice de relleno es fundamental en cualquier aplicación de estas redes para controlar sus propiedades y su estabilidad. Además su calibración puede dar lugar a posibles aplicaciones de sensor [30, 31].

En este apartado hemos hecho una caracterización, para las redes grabadas en la fibra con núcleo triangular, del desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en función de la tensión aplicada en la fibra y de la temperatura, y comparado con las redes en fibras convencionales. Además se presenta la variación de la longitud de onda de Bragg de las redes en función del valor del índice de refracción de los agujeros.

4.2.1 Temperatura

La variación térmica de la longitud de onda de Bragg de una red, viene determinada por la ecuación 4.8, y en el caso de las fibras de cristal fotónico donde el

índice efectivo del modo fundamental n_{ef} depende del índice de los agujeros n_a y del índice de la sílice n_{Si} , podemos reescribir la ecuación como 4.9.

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial T} \Delta T + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \Delta T \quad (4.8)$$

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{1}{n_{ef}} \left(\frac{\partial n_{ef}}{\partial n_a} \frac{\partial n_a}{\partial T} \Delta T + \frac{\partial n_{ef}}{\partial n_{Si}} \frac{\partial n_{Si}}{\partial T} \Delta T \right) + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \Delta T \quad (4.9)$$

Para el caso de una red grabada en una fibra con aire en los agujeros, n_a es constante frente a la temperatura, por lo que la variación de la longitud de onda de Bragg viene dada por 4.10.

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B \left(\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial n_{Si}} \frac{\partial n_{Si}}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (4.10)$$

Se ha caracterizado experimentalmente el desplazamiento de la longitud de onda de Bragg de las redes en función de la temperatura. En la figura 4.15 se muestra la longitud de onda de Bragg para una red grabada en la fibra D1 con un periodo de 535.25 nm, y podemos observar que tienen un comportamiento lineal tal como ocurre con las fibras convencionales. Además el valor obtenido para la pendiente también es muy similar al de las fibras convencionales (10 pm/°C).

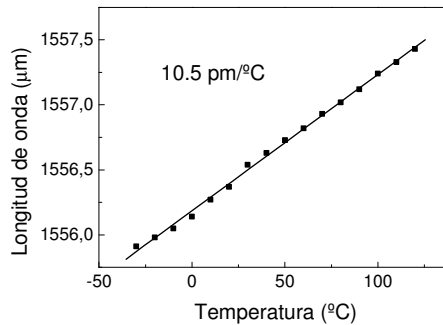


Figura 4.15: Caracterización en temperatura de una red grabada en la fibra D1.

4.2.2 Tensión mecánica

Análogamente al caso de la temperatura, cuando se aplica tensión sobre la fibra, se modifican el índice efectivo del modo n_{ef} y el periodo de la red Λ . La tensión no modifica el índice de refracción de los agujeros por lo que en este caso, el

desplazamiento de la longitud de onda de Bragg de la red, viene dado por la ecuación 4.11, donde p_e es el coeficiente elasto-óptico de la sílice definido en la ecuación 3.14.

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e)\epsilon \quad (4.11)$$

Para la caracterización de la longitud de onda de Bragg respecto a la tensión, se ha utilizado la misma red que para la caracterización en temperatura. La figura 4.16 muestra la variación de la longitud de onda de Bragg en función del estiramiento relativo ϵ aplicado sobre la fibra. Los puntos experimentales se han ajustado a una línea de acuerdo a la ecuación 4.11, y se obtiene una pendiente de 1.19 nm/m ϵ , muy próxima al valor teórico (1.21 nm/m ϵ).

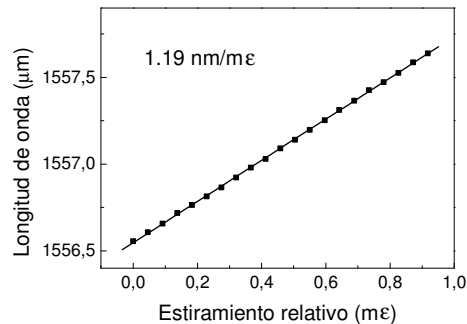


Figura 4.16: Caracterización en tensión de una red grabada en la fibra D1.

4.2.3 Índice de refracción del material infiltrado

La caracterización del desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en función del índice en los agujeros de la fibra, se ha hecho para la fibra D3 y se ha utilizado la cavidad Fabry-Perot del apartado 4.1.3. Se rellenaron los orificios con diferentes aceites con índices de refracción nominales 1.43, 1.44, 1.45 y 1.46, además de con agua y acetona cuyos índices son 1.333 y 1.356 respectivamente.

En la figura 4.17 se pueden observar los resultados de la posición de uno de los picos de la cavidad en función del índice en los agujeros. Además, se compara estos resultados con dos simulaciones de la longitud de onda de Bragg en un rango de índice en los agujeros comprendido entre $n = 1$ (aire) y $n = 1.5$.

Como comentamos en el capítulo 3, la primera cubierta de la fibra D3 tiene un diámetro de 6 μm y el núcleo de germanio de 3.3 μm , sin embargo, estos datos llevan a una predicción de la longitud de onda de Bragg con un error de 1 nm en aire (véase la curva continua de la figura 4.17). Como hemos visto en la figura 4.14, una variación pequeña en el diámetro modifica la longitud de onda de Bragg de la red en algunos nanómetros, por lo que conviene reescalar ligeramente el diámetro de la primera cubierta en el cálculo (lo que se justifica en términos de una pequeña descalibración del microscopio empleado para obtener la imagen de la fibra). Aumentando el diámetro de la primera cubierta de 6 a 6.18 μm (un 3%) la predicción de la longitud de onda de Bragg reduce su error a 0.2 nm en aire como se observa en la curva discontinua de la figura 4.17. Esto nos da una idea de la influencia que pueden producir las irregularidades en las dimensiones de la fibra.

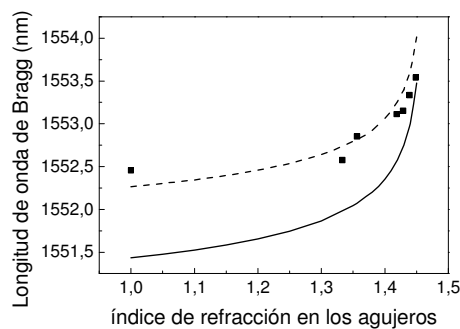


Figura 4.17. Variación de la longitud de onda de Bragg de una red con un periodo de 533.5 nm en función del índice de refracción en los agujeros de la fibra D3. Datos experimentales (■), longitud de onda de Bragg teórica (línea sólida) y curva teórica ajustada a los puntos experimentales incrementando el tamaño de la primera cubierta un 3 % (línea discontinua.)

Así pues hemos determinado que cambiando el índice efectivo en los agujeros de estas fibras, podemos variar la longitud de onda de Bragg de las redes grabadas en ellas.

4.3- Comportamiento de las redes de Bragg infiltradas con líquidos

Una de las ventajas que introdujeron las fibras de cristal fotónico es la posibilidad de introducir líquidos, gases o polímeros en el interior de los canales que definen su estructura. La interacción de la luz guiada en la fibra con el material del interior de los agujeros ofrece un nuevo grado de libertad para la creación de nuevos dispositivos y aplicaciones. En este apartado vamos a ver la respuesta espectral de las redes al introducir un líquido en los orificios que modifique el perfil de índice de la fibra.

4.3.1 Variación del chirp en fibras abocinadas

En primer lugar analizamos el efecto que tiene el modificar el índice de refracción de la zona exterior a la primera cubierta sobre el chirp de la red, y al igual que en el capítulo anterior, introdujimos uno de los aceites de alto índice de refracción. El aceite que usamos en esta ocasión fue el de índice nominal 1.45, para que el cambio fuese lo mayor posible pero sin llegar a provocar el corte del modo fundamental.

Al igual que en el apartado 4.1.4 se realizó una simulación para determinar la longitud de onda de Bragg local a lo largo de la bocina de fibra en función del tamaño de la primera cubierta, en esta ocasión seguimos el mismo método pero reemplazando el índice del aire por el del aceite en cuestión. En la figura 4.18 se compara el comportamiento de la longitud de onda de Bragg de la red grabada en la fibra abocinada cuando está rellena de aire y de aceite.

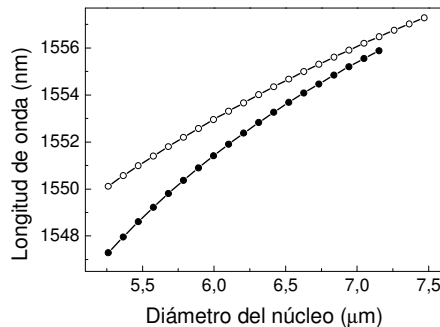


Figura 4.18: Comparación de la longitud de onda de Bragg de una red en función del diámetro de la primera cubierta con aire en los agujeros (●) y con aceite de índice 1.45 (○).

En la gráfica podemos ver que la presencia del líquido en los agujeros modifica dos aspectos de la red de Bragg. Por una parte aumenta la longitud de onda de Bragg de la red tal y como se describió en la figura 4.17 y por otra la pendiente de la longitud de onda en función del diámetro de la primera cubierta es más suave, ya que el modo está más expandido al aumentar el índice exterior y se ve menos afectado por los cambios en el diámetro. Este cambio en la pendiente se traduce en una disminución de la anchura espectral de la red.

Para verificar y comparar este resultado, grabamos una nueva red con chirp en una bocina y medimos su espectro en ambas situaciones (figura 4.19). Esta segunda red es similar a la del apartado 4.1.4, tiene una longitud de 1.8 cm y fue grabada con una potencia del láser de 96 mW en un tiempo de 18 minutos. La bocina utilizada tiene la primera cubierta ligeramente mayor, tiene una zona de transición que va desde 6.43 μm hasta 6.74 μm y conserva la misma relación entre los tamaños de la primera cubierta y el núcleo de germanio de 6/3.3.

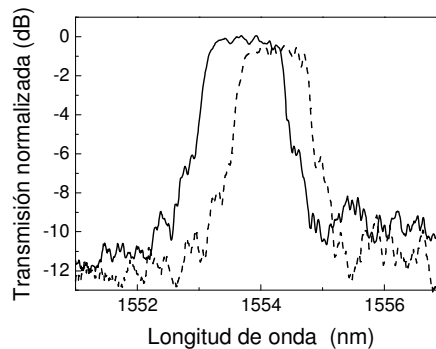


Figura 4.19: Variación en el chirp de la red grabada en la fibra D3 abocinada al introducir aceite con un índice de refracción de 1.45.

A simple vista se puede ver en el espectro que efectivamente cambian la longitud de onda central de la red y su anchura espectral. En la tabla IV se presentan los valores teóricos y experimentales de ambas magnitudes en el caso de tener aire o aceite en los agujeros.

Cálculo teórico	Longitud de onda central (nm)	$\Delta\lambda$ (chirp) (nm)
Con aire (n = 1)	1553.91	1.18
Con aceite (n = 1.45)	1554.86	0.94

Medida experimental	Longitud de onda central (nm)	$\Delta\lambda$ (chirp) (nm)
Con aire (n = 1)	1553.72	1.34
Con aceite (n = 1.45)	1554.20	1.20

Tabla IV: Variación teórica y experimental de la longitud de onda de la red cuando tenemos aire o aceite de índice en los agujeros.

4.3.2 Caracterización en tensión y temperatura de la red

Otro de los aspectos de la red que puede cambiar debido a la presencia del aceite en el interior de los agujeros, es la sensibilidad de la longitud de onda de Bragg al estiramiento mecánico y a la temperatura. En el caso de la tensión, en principio no es de

esperar un gran cambio porque cuando se tensa la fibra, la tensión no actúa sobre el líquido por lo que el desplazamiento de la longitud de onda deberá ser el mismo que cuando hay aire en los agujeros (tal como se discutió en el apartado 4.2.2). En la figura 4.20 podemos ver como efectivamente obtenemos el mismo comportamiento lineal en la red con aceite de índice 1.45 en los agujeros que con la red en aire, y la pendiente del ajuste toma el mismo valor de 1.19 nm/mε.

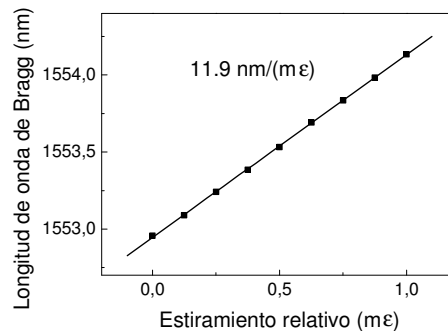


Figura 4.20: Variación de la longitud de onda de Bragg de la red en la fibra D3 y con aceite de índice 1.45 en los agujeros en función del estiramiento de la red.

Esto no ocurrirá así en el caso de la caracterización en temperatura ya que ésta sí que va a influir en el valor del índice del aceite (ecuación 3.12) y como hemos visto anteriormente en la figura 4.17, el índice del aceite sí que modifica la longitud de onda reflejada por la red.

La ecuación 4.9 describe la variación de la longitud de onda de Bragg en función de la temperatura para una red grabada en fibra microestructurada. En el punto 4.2.1 se analizó el caso de la fibra microestructurada con aire en los orificios descrito por la ecuación 4.9 que se reduce a la expresión 4.10. En este apartado se estudia el cambio producido por el aceite infiltrado en los orificios de la fibra.

En la ecuación 4.9 aparecen los dos términos entre paréntesis que describen el comportamiento de cada uno de los índices de refracción (índice del aceite n_a e índice de la sílice n_{Si}) frente a los cambios de temperatura. Mientras que el índice de refracción de la sílice tiene un coeficiente de temperatura positivo, el coeficiente del aceite es negativo. Al final, estos dos efectos contrarios pueden dar lugar a que la variación de la longitud de onda tenga un cambio de pendiente frente a la temperatura pasando por un punto de sensibilidad cero.

Para simular el desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en función de la temperatura se ha tenido en cuenta por separado el efecto de la temperatura sobre el índice del aceite, y la variación en longitud de onda de Bragg de la fibra con aire en los agujeros. Matemáticamente hemos agrupado la ecuación 4.9 en dos partes de la siguiente forma:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \left[\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial n_a} \frac{\partial n_a}{\partial T} \Delta T \right] + \left[\left(\frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial n_{Si}} \frac{\partial n_{Si}}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \right] \quad (4.12)$$

Primero se ha estudiado el primer término de la ecuación 4.12 correspondiente al desplazamiento de la longitud de onda de Bragg suponiendo el índice de refracción de la sílice y la dilatación de la fibra constantes, y a continuación esta curva se ha compensado con los 10.5 pm/°C correspondientes al segundo término de la ecuación 4.12 y medidos experimentalmente en el apartado 4.2.1.

En la figura 4.21 aparecen los resultados experimentales junto a la curva de la simulación utilizando los parámetros de la fibra D3.

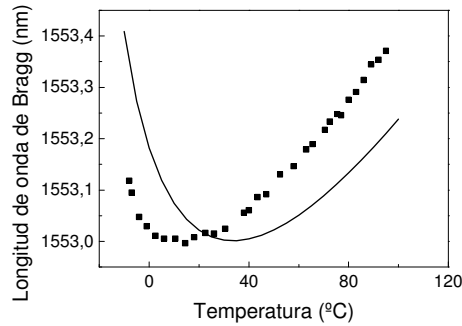


Figura 4.21: Variación de la longitud de onda de Bragg con la temperatura de una red grabada en la fibra D3 cuando introducimos aceite con un índice de 1.45 dentro de los agujeros. Puntos experimentales (■) y curva teórica (línea continua).

Vemos que en el caso experimental, el desplazamiento de la longitud de onda sigue la misma curva que predice la simulación por lo que efectivamente el comportamiento seguido se puede explicar en base a los dos efectos mencionados. Sin embargo observamos un desplazamiento de aproximadamente 20 °C del mínimo de la curva y cuyo origen es debido a una ligera variación del tamaño de la fibra respecto al

utilizado en la simulación de $6/3.3 \mu\text{m}$, por lo que para obtener un mejor ajuste es necesario modificar estos parámetros en la simulación.

Para desplazar el mínimo de la curva a los valores experimentales se ha incrementado el diámetro de la primera cubierta y reducido ligeramente la del núcleo hasta $6.6/3.29 \mu\text{m}$ con lo que se obtiene una muy buena aproximación tal y como se ve en la figura 4.22.

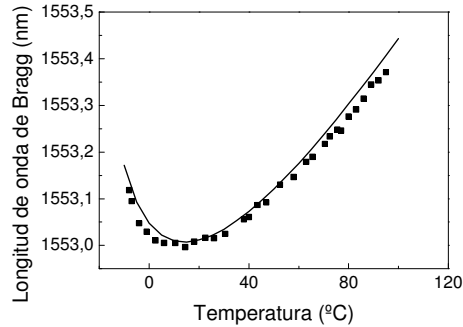


Figura 4.22: Aproximación de la curva teórica a los puntos experimentales al ajustar los parámetros de la fibra.

Por último comentar que la posición del mínimo de la curva depende de la distribución de la energía del modo fundamental en la fibra. La mayor parte de ésta se propaga a través del núcleo de germanio, mientras que el resto queda distribuida en la primera cubierta, y una pequeña cantidad se propaga por los agujeros. En una primera aproximación al aumentar el diámetro de la primera cubierta disminuye la distribución de energía en los agujeros, lo que reduce el peso del índice de refracción del aceite y aumenta el de la sílice por lo que en la ecuación 4.12 prevalecerá el segundo término. Así pues, si se incrementa el diámetro de la primera cubierta predominará el segundo término en la ecuación 4.12 y el mínimo de la curva estará a una temperatura inferior.

4.3.3 Efecto de la longitud de onda de corte de la fibra

Otro de los aspectos que vamos a poder modificar de una red de Bragg es su reflectividad cambiando la temperatura. Este efecto resultará de desplazar la longitud de onda de corte del modo fundamental cerca de la longitud de onda de Bragg de la red.

En una situación tal que tengamos grabada una red de Bragg en la fibra con el núcleo en forma de “Y” y el tramo de la red lleno con un aceite de alto índice de refracción, la reflexión en la red tendrá lugar dependiendo de cuál sea el índice del aceite. Si tenemos un índice de refracción bajo, la luz estará perfectamente guiada en la fibra y podrá ser reflejada; en cambio cuando el índice del líquido sea alto, el modo fundamental podrá entrar en corte al subir la temperatura (como vimos en el capítulo anterior) y atenuará la luz reflejada por la red.

Así pues, la idea consiste en modificar la longitud de onda de corte a través de la temperatura de forma que se puedan medir cambios en la reflectividad de la red según la luz esté más o menos guiada.

Para realizar el experimento hemos utilizado una red con chirp y un aceite de índice nominal 1.48. Con este aceite, a temperatura ambiente el corte está situado muy por debajo de la longitud de onda de Bragg de la red y como podemos ver en la figura 4.23, su espectro no empieza a aparecer hasta que aumentamos la temperatura a 50 °C. La caracterización del espectro en reflexión muestra un rango de temperaturas desde 55 hasta 110 °C.

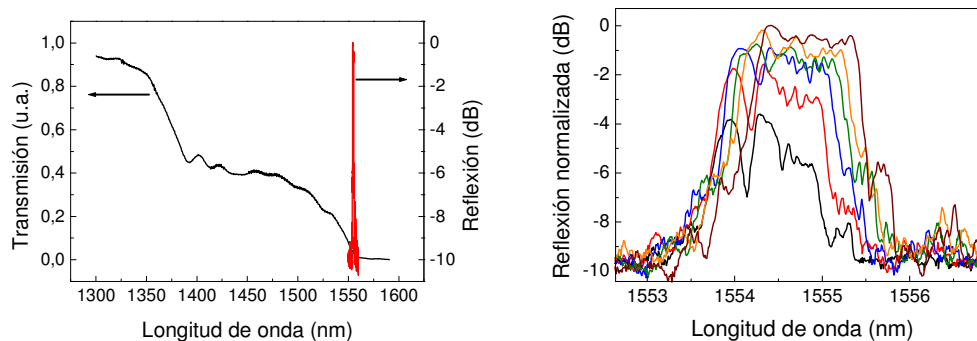


Figura 4.23: Izquierda: Espectros a 20°C de una red de Bragg (línea roja) y de la transmisión de la fibra D3 con el aceite de índice 1.48 en su interior (línea negra). Derecha: Espectro en reflexión de la red para temperaturas de 55 (negro), 65, 75, 85, 95, 110 °C (marrón).

4.3.4 Desplazamiento de líquidos a lo largo de una red

Hasta ahora, hemos utilizado los aceites de alto índice de refracción para caracterizar las fibras o las redes de Bragg cuando cambiamos el índice de refracción en los agujeros. La modificación del índice se hace a través del intercambio del aceite de los

agujeros o bien mediante el ajuste del índice de un único aceite modificando su temperatura.

Algunos grupos de investigación han trabajado en la manera de actuar sobre la luz con la introducción de pequeñas cantidades de líquido y su desplazamiento a lo largo de la fibra [32]. Si se tiene una pequeña cantidad de líquido dentro de la fibra y una zona de aire a cada lado, se puede mover el líquido creando una diferencia de presión entre los extremos. La manera más sencilla de crear una diferencia de presión es mediante un gradiente de temperatura entre ambas regiones después de sellar los dos extremos. Otro procedimiento consiste en sellar un extremo y cambiar la presión del otro mediante una jeringuilla como se ilustra en la figura 4.24.

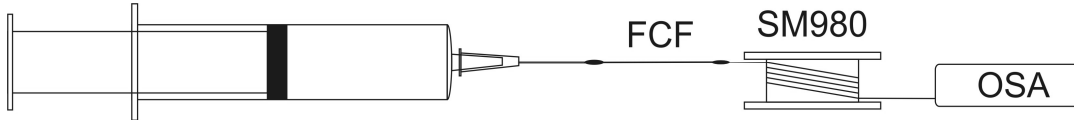


Figura 4.24: Esquema del montaje para desplazar el líquido dentro de la fibra de cristal fotónico.

Siguiendo nuestra caracterización de la fibra con el núcleo en forma de Y, y de las redes grabadas en ésta, hemos querido medir la respuesta de una red de Bragg al desplazamiento del líquido dentro de los agujeros. Para llevar a cabo esta caracterización pensamos que sería conveniente utilizar también varios líquidos con distinto índice en una misma red de Bragg.

Primero se introduce el líquido dentro de la fibra a lo largo de una longitud superior a la de la red grabada para que esta pueda quedar completamente dentro de la zona del líquido. Si hacemos la medida del espectro de la red en reflexión, solamente es necesario empalmar uno de los extremos de la fibra de cristal fotónico a la fibra monomodo a 980 nm, quedando el otro extremo libre para controlar el movimiento del líquido comprimiendo el aire con la jeringuilla.

Si analizamos la variación espectral de una red de Bragg uniforme, durante la transición en la que la red pasa de tener los agujeros llenos de líquido a estar vacíos, cabría esperar que la red disminuyera su reflectividad y su amplitud espectral se ensanchara. Esto es así ya que si suponemos una situación intermedia donde la mitad de la red está vacía y la otra mitad llena, esta situación sería equivalente a tener dos redes

consecutivas, con dos longitudes de onda de Bragg separadas unas decenas de picómetros según el cambio descrito en el apartado 4.2; estas redes tendrían además una reflectividad inferior a la original por tener la mitad de su longitud. La concatenación de estas dos redes sería una red más ancha y menos reflectiva que la original.

En la figura 4.25 podemos ver como efectivamente esto es lo que ocurre de forma experimental. La gráfica muestra el espectro en transmisión de una fibra D3 en la que se ha grabado una red uniforme de 0.33 μm e introducido aceite a lo largo de una longitud de ~ 4 cm. El aceite utilizado tiene un índice nominal de 1.45 y se muestra cómo cambia el espectro de la red al sacar paulatinamente el líquido de los agujeros. Se puede observar que el espectro se ensancha y disminuye la reflectividad cuando la mitad de la red está vacía y la otra mitad llena de líquido. Cuando se vuelven a vaciar y llenar los agujeros de la red varias veces, se recupera el espectro correspondiente

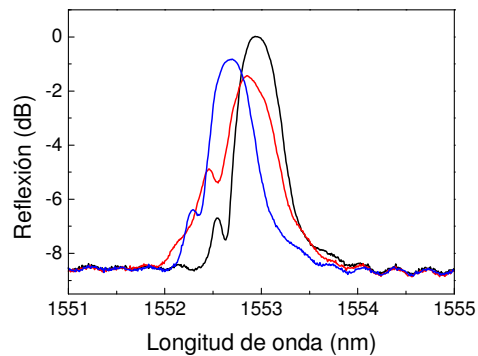


Figura 4.25: Variación del espectro de una red uniforme mientras se vacía el líquido de los agujeros. Red con aceite de índice 1.45 (negro), red medio vacía (rojo) y red con los agujeros vacíos (azul).

Un factor que influye en la variación de la longitud de onda de Bragg cuando vaciamos y rellenamos la red, es la viscosidad del líquido que hace que queden restos en las paredes de los agujeros. Según los datos medidos en la figura 4.17, en el caso de vaciar y rellenar con el aceite de índice 1.45 deberíamos tener un cambio aproximado en la longitud de onda de Bragg de 1 nm mientras que en la medida experimental únicamente medimos 0.3 nm. Esto significa que al vaciar la fibra queda impregnada la pared interior de los canales.

En la figura 4.26 se ha medido la reflexión de la misma red cuando la llenamos y vaciamos de acetona y se ha observado el desplazamiento de la longitud de onda pero no el ensanchamiento del espectro durante la situación intermedia.

Por otra parte, como la acetona es menos viscosa que el aceite y se evapora fácilmente, el cambio de la longitud de onda (430 pm) se aproxima más al medido en la figura 4.17 (550 pm).

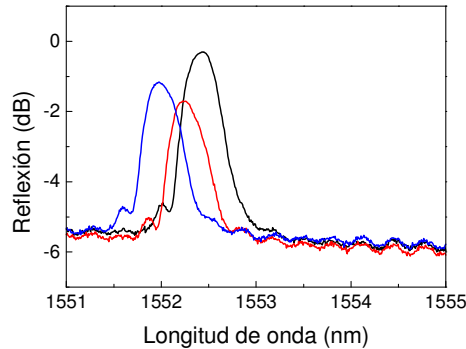


Figura 4.26: Red con acetona en los agujeros (negro), red medio vacía (rojo) y red con aire en los agujeros (azul).

Las redes con chirp tienen un comportamiento diferente cuando las vaciamos y rellenamos con el líquido y además su comportamiento depende de por cuál de los extremos se empieza a vaciar o a rellenar la red.

Si el extremo de la red donde están grabadas las longitudes de onda cortas tienen líquido en el interior y el extremo con las longitudes de onda largas está vacío, tendremos una anchura espectral de la red menor ya que el flanco del espectro de longitud de onda corta permanecerá inalterado mientras que el flanco de longitudes de onda largas se desplazará a una longitud de onda menor.

Por otra parte si el extremo de las longitudes de onda cortas está vacío y el de las largas lleno, entonces el flanco del espectro con la longitud de onda corta se desplazará a longitudes de onda más cortas y el otro flanco permanecerá inalterado. En consecuencia, el espectro de la red se ensanchará.

En la figura 4.27 vemos en la grafica de la izquierda lo que sucede en el primero de los casos, inicialmente se desplaza el flanco derecho de la red y al final el izquierdo. La gráfica de la derecha corresponde al caso contrario, en primer lugar ocurre el desplazamiento del flanco izquierdo y luego el derecho.

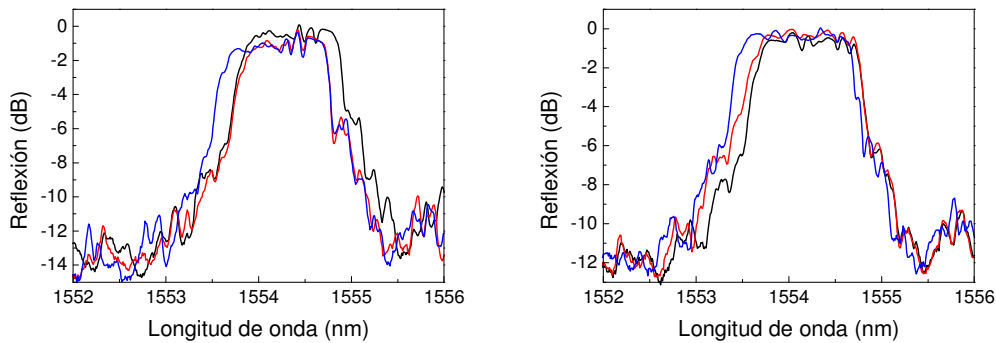


Figura 4.27: Variación del espectro de la red con chirp grabada en la fibra abocinada cuando se vacía de aceite de índice 1.45 en cada uno de los extremos de la red. Izquierda: red con líquido en los agujeros (negro), red al vaciar el extremo de las longitudes de onda largas (rojo) y red completamente vacía (azul). Derecha: red con líquido en los agujeros (negro), red al vaciar el extremo de longitudes de onda cortas (rojo) y red completamente vacía (azul).

Todas estas variaciones que hemos medido en los espectros de las redes, y que ocurren en función del movimiento del líquido en los agujeros de la fibra en la zona donde tenemos grabada la red, podrían ser utilizadas en algunas aplicaciones. Por ejemplo en la medida de magnitudes como la presión, que aplicada en el extremo de la fibra desplazaría los líquidos en el interior. Esto supondría una mejora de sensibilidad importante respecto de los sensores de presión hidrostática basados en redes de Bragg en fibras convencionales que son aplicables solo a altas presiones [33]. También puede utilizarse para estudiar la velocidad de evaporación de un líquido en los agujeros de un FCF, ya que podríamos detectar cómo va desapareciendo el líquido del interior de la fibra en función de los cambios introducidos en la red.

Referencias

- [1] J. C. Knight, T.A. Birks, P. ST. J. Russell y D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Optics Letters*, Vol. 21, No. 19, pp. 1547-1549, (1996)
- [2] G. Humbert, A. Malki, S. Février, P. Roy y D. Pagnoux, "Electric arc-induced long-period gratings in Ge-free air-silica microstructure fibres", *Electronics Letters*, Vol. 39, No. , pp. 349-350, (2003)
- [3] G. Kakarantzas, T. A. Birks y P. S. J. Rusell, "Structural long-period gratings in photonic crystal fibers", *Optics Letters*, Vol. 27, No. 11, pp. 1013-1015, (2002).
- [4] J. Ju, W. Jin y H. L. Ho, "Compact in-fiber interferometer formed by long-period gratings in photonic crystal fiber", *Photonics Technology Letters*, Vol. 20. No. 23, pp. 1899-1901, (2008).
- [5] M. Yang, D. N. Wang, Y. Wang y C. Liao, "Long period fiber grating formed by periodically structured microholes in all-solid photonic bandgap fiber", *Optics Express*, Vol. 18, No. 3, pp. 2183-2189, (2010).

- [6] S. J. Mihailov, D. Grobnic, H. Ding, C. W. Smelser y J. Broeng, "Femtosecond IR laser fabrication of Bragg gratings in photonic crystal fibers and tapers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 17, pp. 1837-1839, (2006).
- [7] S. Pissadakis, G. D. Tsibidis y M. Livitziis, "Photosensitivity and grating recording in all-silica standard and microstructured optical fibres using 248nm, fs and ps laser radiation", *CLEO 2009*, 10.1109/CLEOE-EQEC.2009.5191746, pp. 1-1, (2009).
- [8] G. Violakis y S. Pissadakis. "Improved efficiency Bragg grating inscription in a commercial solid core microstructured optical fiber", *ICTON 2007*, 10.1109/ICTON.2007.4296185, pp. 217-220, (2007).
- [9] N. Groothoff, J. Canning, E. Buckley, K. Lyttikainen y J. Zagari, "Bragg gratings in air-silica structured fibers", *Optics Letters*, Vol. 28, No. 4, pp. 233-235, (2003).
- [10] S. Pissadakis, M. Livitziis, G. D. Tsibidis, J. Kobelke y K. Schuster, "Type IIA grating inscription in a highly nonlinear microstructured optical fiber", *Photonics Technology Letters*, Vol. 21, No. 4, pp. 227-229, (2009).
- [11] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, S. Spalter y T. A. Strasser, "Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers", *Optics Letters*, Vol. 24, No. 21, pp. 1460-1462, (1999).
- [12] J. Canning, N. Groothoff, E. Buckley, T. Ryan, K. Lyttikainen y J. Digweed, "All-fibre photonic crystal distributed Bragg reflector (PC-DBR) fibre laser", *Optics Express*, Vol. 11, No. 17, pp. 1995-2000, (2003).
- [13] K.A. Zagorulko, P.G. Kryukov, Yu.V. Larionov, A.A. Rybaltovsky y E.M. Dianov, "Fabrication of fiber Bragg gratings with 267 nm femtosecond radiation", *Optics Express*, Vol.12, No. 24, pp. 5996-6000, (2004).
- [14] M. C. Phan Huy, G. Laffont, Y. Frignac, V. Dewynter-Marty, P. Ferdinand, P. Roy, J.-M. Blondy, D. Pagnoux, W. Blanc y B. Dussardier, "Fibre Bragg grating photowriting in microstructured optical fibres for refractive index measurement", *Measurement Science and Technology*, Vol. 17, No. 5, pp. 992-997, (2006).
- [15] V. P. Minkovich, J. Villatoro, D. Monzón-Hernández, S. Calixto, A. B. Sotsky y L. I. Sotskaya, "Holey fiber tapers with resonance transmission for high-resolution refractive index sensing", *Optics Express*, Vol. 13, No. 19, pp. 7609-7614, (2005).
- [16] K. J. Cook, J. Canning, A. A. P. Pohl, J. L. Holdsworth y N. Groothoff, "Bragg grating writing in photonic crystal fibres", *Proc. SPIE*, Vol. 7357, 73570H (2009).
- [17] J. Villatoro, V. P. Minkovich, V. Pruneri y G. Badenes, "Simple all-microstructured-optical-fiber interferometer built via fusion splicing", *Optics Express*, Vol. 15, No. 4, pp. 1491-1496, (2007).
- [18] S. G. Johnson y J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis", *Optics Express*, Vol. 8, No. 3, pp. 173-190, (2001).
- [19] Y. G. Han, Y. J. Lee, G. H. Kim, H. S. Cho, S. B. Lee, C. H. Jeong, C. H. Oh y H. J. Kang, "Transmission characteristics of fiber Bragg gratings written in holey fibers corresponding to air-hole size and their application", *Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 16, pp. 1783-1785, (2006).
- [20] D. Sadot y E. Boimovich, "Tunable optical filters for dense WDM networks", *Communications Magazine*, Vol. 36, No. 12, pp. 50-55, (1999).
- [21] C. X. Shi, "A novel fiber-optic Fabry-Perot resonator with two mode-conversion mirrors: proposal and application", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, No. 8, pp. 1360-1368, (1996).
- [22] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, D. Zalvidea, S. Torres-Peiró, J. L. Cruz y M. V. Andrés, "Simultaneous switching of the Q-value and operation wavelength in an Erbium-doped fiber laser", *Photonics Technology Letters*, Vol. 19, No. 7, pp. 480-482, (2007).

- [23] R. J. Jones y J. C. Diels, "Frequency and phase stabilization of femtosecond light pulses to a Fabry-Perot reference cavity", *Quantum Electronics and Laser Science Conference, QWF3*, (2000).
- [24] S. Kivisto, R. Gumenyuk, J. Puustinen, M. Guina, E. M. Dianov y O. G. Okhotnikov, "Passively mode-locked all-fiber Bismuth laser with dispersion compensation by a chirped fiber Bragg grating", *CLEO 2009*, 10.1109/CLEOE-EQEC.2009.5194698, pp. 1-1, (2009).
- [25] A. Cusano, P. Capoluongo, A. Cutolo y M. Giordano, "Chirped fiber-Bragg grating as self-temperature referenced strain sensor in nonisothermal thermoset processing", *Sensors Journal*, Vol. 6, No. 1, pp. 111-117, (2006).
- [26] Y. J. Lee, J. Bae, K. Lee, J. M. Jeong y S. B. Lee, "Tunable dispersion and dispersion slope compensator using strain-chirped fiber bragg grating", *Photonics Technology Letters*, Vol. 19, No. 7, pp. 762-764, (2007).
- [27] R. P. Kenny, T. A. Birks y K. P. Oakley, "Control of optical fiber taper shape," *Electronics Letters*, Vol. 27, No. 18, pp. 1654-1656, (1991).
- [28] J. Mora, A. Díez, M. V. Andrés, P. Fonjallaz y M. Popov, "Tunable dispersion compensator based on a fiber bragg grating written in a tapered fiber", *Photonics Technology Letters*, Vol 16, No. 12, pp. 2631-2633, (2004)
- [29] K. C. Byron, K. Sugden, T. Bricheno y I. Bennion, "Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 18, pp. 1659-1660, (1993).
- [30] N. J. Florous, K. Saitoh, S. K. Varshney y M. Koshiha, "Fluidic sensors based on photonic crystal fiber gratings: impact of the ambient temperature", *Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 21, pp. 2206-2208, (2006).
- [31] N. J. Florous, K. Saitoh, S. K. Varshney, Y. Tsuchida, T. Murao y M. Koshiha, "Inline cryogenic temperature sensors based on photonic crystal fiber Bragg gratings infiltrated with noble gases for harsh space applications", *CLEO 2007*, 10.1109/CLEOE-IQEC.2007.4386390, pp. 1-1, (2007).
- [32] C. Kerbage y B. J. Eggleton, "Manipulating light by microfluidic motion in microstructured optical fibers", *Optical fiber Technology*, Vol. 10, No. 2, pp. 133-149, (2004).
- [33] M. G. Xu, L. Reekie, Y. T. Chow y J. P. Dakin, "Optical in-fibre grating high pressure sensor", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 4, pp. 398-399, (1993).

5- CONCLUSIONES

El resultado principal de esta tesis doctoral ha sido el desarrollo de un método de fabricación para la obtención de fibra de cristal fotónico fotosensible y apta para la grabación de redes de Bragg empleando radiación UV de 244 nm. La técnica empleada se basa en introducir durante el proceso de fabricación una zona de sílice dopada con germanio en el núcleo de la fibra y para ello se ha aprovechado el vidrio de fibras comerciales multimodo dopadas con germanio.

Como hemos podido ver, la realización de este trabajo se ha dividido en las tres partes descritas en cada uno de los capítulos principales. La primera de ellas tiene como tema central la grabación de redes de Bragg en fibras ópticas. El siguiente capítulo se centra en la fabricación de fibras de cristal fotónico, y por último en el capítulo 4 se juntan ambos conceptos con la grabación de redes de Bragg en las fibras de cristal fotónico.

En el capítulo 2 se describe detalladamente lo que son las redes de Bragg en fibra óptica y se analiza teóricamente su respuesta a la interacción con la luz que se propaga en la fibra. Utilizamos la teoría de los modos acoplados para estudiar la respuesta de las redes de Bragg de periodo y modulación de índice de refracción uniformes, a la propagación de la luz en la fibra, mientras que para analizar las redes no uniformes, se dividen en subredes uniformes cuya respuesta en conjunto se obtiene mediante el método de las matrices de transferencia.

A continuación se explica el procedimiento experimental seguido para la grabación de redes de Bragg tanto para redes uniformes como para redes con chirp. Una

contribución relevante del trabajo realizado ha sido la introducción en el sistema de grabación de un método para apodizar las redes que permite introducir cualquier perfil de apodización tanto para redes uniformes como no uniformes. Gracias a este sistema, hemos podido mejorar las características de las redes en cuanto a que se suavizan sus espectros en transmisión y reflexión, y se reduce el rizado del retardo en las redes con chirp. Al final del capítulo se resumen algunos de los trabajos en los que se han aplicado las redes fabricadas, tales como el estudio de las características de las cavidades Fabry-Perot construidas con redes de Bragg, la construcción de láseres pulsados, y la construcción de un filtro óptico de microondas, donde ha sido fundamental la implementación del sistema de apodización.

En el capítulo 3 nos centramos principalmente en la fabricación y caracterización de fibras de cristal fotónico. Se explican las propiedades más importantes que caracterizan a este tipo de fibras, y el proceso seguido para la fabricación de un conjunto de fibras desarrolladas durante el trabajo mediante la técnica de estiramiento de capilares.

Las fibras que hemos fabricado han sido especialmente fibras con el núcleo dopado, por una parte con erbio y, sobre todo, con germanio, para posteriormente grabar redes de Bragg. En este capítulo se muestra la caracterización de las fibras fabricadas con el núcleo dopado con germanio entre las que aparecen fibras con tres y cinco coronas de agujeros, y en este último caso se han fabricado diferentes fibras con diferentes cantidades de germanio y variaciones en el tamaño de los agujeros buscando una fibra monomodo con la mayor cantidad posible de germanio en el núcleo. Se ha medido la distribución de la potencia de los modos que se propagan en cada uno de los tramos, así como las pérdidas y la dispersión en algunos de ellos. Se han fabricado además fibras con solo tres agujeros grandes alrededor de un núcleo en forma triangular dopado también con germanio, estas fibras tienen una gran proporción de aire en el cladding lo que facilita la inserción de líquidos en su interior.

En el estudio de la interacción de la luz propagada en el núcleo con los líquidos introducidos en los agujeros se ha observado la aparición del corte del modo fundamental cuando el índice de refracción del líquido supera al índice efectivo del modo. Hemos caracterizado la variación de la longitud de onda de corte, y los efectos producidos por la variación de la temperatura, la modificación de los índices de

refracción del líquido y por la aplicación de tensión mecánica en la fibra. Esta caracterización nos ha permitido desarrollar algunas aplicaciones a partir de los resultados obtenidos.

En el cuarto capítulo se combina la grabación de redes de Bragg con las fibras de cristal fotónico. Gracias a la introducción de germanio en el núcleo de las fibras microestructuradas, hemos alcanzado el que venía a ser nuestro primer objetivo, que consistía en grabar redes de Bragg en las fibras de cristal fotónico, empleando la misma técnica que veníamos utilizando para grabar en fibras convencionales. La grabación se ha realizado sobre fibras previamente hidrogenadas y se ha empleado el método de la máscara de fase, con un láser de onda continua de 244 nm.

Se ha analizado la influencia de los agujeros de aire en la efectividad del proceso de grabación y se han estudiado las características espectrales de las redes uniformes grabadas en las diferentes fibras de cristal fotónico fabricadas. También se ha podido realizar la grabación de redes con chirp en fibras con un estrechamiento suave. Posteriormente se ha pasado a caracterizar la longitud de onda de Bragg de las redes grabadas en la fibra con núcleo en forma de Y frente a la tensión y temperatura, comparando los resultados con los característicos de las fibras convencionales.

Se ha aplicado también la técnica de insertar líquido en los agujeros de esta fibra en tramos de fibras en las que se ha grabado redes de Bragg y se ha determinado el cambio de la longitud de onda de Bragg en función del índice de refracción del aceite. Además se ha determinado que el desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en función de la temperatura cambia radicalmente en las redes con aceite en los agujeros de la fibra frente a las redes en fibras sin aceite, mientras que el desplazamiento en función de la tensión mecánica no se modifica. Además se ha observado que la reflectividad de las redes disminuye cuando su longitud de onda de Bragg está cerca de la longitud de onda de corte del modo fundamental. También se ha estudiado cómo afecta a las propiedades espectrales de las redes el desplazamiento del aceite del interior de los agujeros, a lo largo de la zona donde están grabadas.

Finalmente mencionar que a lo largo de la tesis, las técnicas desarrolladas se han empleado para fabricar fibras y redes con características especiales para su empleo en diversas aplicaciones, que se han desarrollado en colaboración con otros investigadores, y han dado lugar a trabajos en láseres, supercontinuo, fibras polarizadoras, etc.