

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Programa de Posgrado en Ciencias
en Óptica**

**Estudio de fotosensibilidad en fibras ópticas de bajo
contenido de germanio**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Doctor en Ciencias

Presenta:

Imelda Santiago Nuñez

Ensenada, Baja California, México

2016

Tesis defendida por

Imelda Santiago Nuñez

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Mikhail Shlyagin

Director del Comité

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez

Dr. Anatoly Khomenko

Dr. Wencel José de la Cruz Hernández

Dr. Evgeny Kuzin



Dr. Pedro Negrete Regagnon

Coordinador del Programa de Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez

Director de Estudios de Posgrado

Imelda Santiago Nuñez © 2016

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor

Resumen de la tesis que presenta Imelda Santiago Nuñez como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica.

Estudio de fotosensibilidad en fibras ópticas de bajo contenido de germanio

Resumen aprobado por:

Dr. Mikhail Shlyagin

Director de tesis

El descubrimiento de la fotosensibilidad y la posibilidad de grabar rejillas de Bragg en fibras ópticas han generado gran interés debido a la enorme cantidad de posibles aplicaciones en sistemas de telecomunicaciones ópticos, láseres y sensores. Sin embargo, a pesar de los avances tecnológicos, aún no existe claridad completa sobre los mecanismos físicos involucrados en la fotosensibilidad de fibras ópticas. Esto se debe tanto a la complejidad estructural de los vidrios, como a los efectos físicos que participan en el cambio fotoinducido del índice de refracción. Además del interés científico por entender los mecanismos de fotosensibilidad, existe también un interés tecnológico. En los últimos años, ha crecido el interés en utilizar rejillas de Bragg de ultra-baja reflectancia grabadas en fibras ópticas con baja atenuación (bajo contenido de germanio) en la ventana de telecomunicaciones, para aplicaciones en sensores distribuidos. Hasta el momento, se han descubierto cuatro mecanismos de fotosensibilidad en fibras ópticas, que resultan en la formación de rejillas de Bragg con diferentes propiedades ópticas, mecánicas y térmicas. Determinar la importancia y el papel de cada uno de estos mecanismos permitirá optimizar regímenes de fabricación de redes grandes de rejillas de Bragg para aplicaciones en sensores. En este trabajo, se presenta un estudio experimental de cinética de cambio de índice de refracción fotoinducido (fotosensibilidad) en fibras ópticas con diferentes niveles de contenido de germanio e hidrógeno. Las mediciones de fotosensibilidad fueron realizadas en diferentes regímenes de irradiación de la fibra óptica con luz ultravioleta. Se emplearon dos técnicas interferométricas altamente sensibles con una resolución menor a 10^{-6} en términos de unidades de índice de refracción. Se encontró que para un régimen de irradiación de bajo flujo luminoso por pulso UV, a una longitud de onda de 266 nm y con una dosis de irradiación acumulada inferior a 0.02 J/cm^2 , la formación de centros de color tipo Ge(1) es el mecanismo principal de cambio fotoinducido de índice de refracción en la fibra estándar SMF-28. Dicho valor no depende de la intensidad de la luz ni tampoco de la presencia de hidrógeno en el núcleo de la fibra y se satura rápidamente a niveles de cambio de índice de refracción de 2×10^{-6} . La dominancia de este mecanismo de fotosensibilidad en la etapa inicial de irradiación, hace que sea posible grabar de forma económica, arreglos (redes) extensos de rejillas de Bragg de baja reflexión, utilizando láseres de baja energía por pulso. Se encontró que para un régimen de flujo luminoso por pulso muy alto ($\approx 1 \text{ J/cm}^2$), se activa el mecanismo de densificación del material del núcleo. Dicho mecanismo facilita el grabado de rejillas de Bragg de alta reflectancia (con amplitud de modulación del índice de refracción superior a 10^{-4}) en una fibra estándar de telecomunicaciones, así como la formación de rejillas tipo IIA. Existe una hipótesis

que sugiere un mecanismo de nucleación de nano-poros en el núcleo de la fibra óptica durante el crecimiento de rejillas de Bragg tipo IIA. En este trabajo, utilizando mediciones de fuerza atómica, se presenta por primera vez evidencia de nucleación de poros con tamaños de $\approx 4\text{nm}$ de radio y mayores. Los resultados hallados coinciden muy bien con la estimación teórica del radio crítico de los poros.

Palabras Clave: **Rejillas de Bragg en fibras ópticas, fotosensibilidad, centros de color, sensores**

Abstract of the thesis presented by Imelda Santiago Nuñez as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Optics.

Study of photosensitivity in optical fibers with low content of germanium

Abstract approved by:

Dr. Mikhail Shlyagin

Thesis director

Discovery of photo-sensitivity of optical fibers and writing of Bragg gratings into optical fibers (FBG) have excited much research interest due to great number of possible applications in optical telecommunications, lasers and sensors. However, despite technological advances, there is no still complete clarity in details of the mechanisms involved in photo-sensitivity of optical fibers. That is due to complexity of glass structure and because of many physical effects involved in the photo-induced modification of the glass refractive index. In recent years, interest has grown for application of ultra-low reflectance Bragg gratings in large scale distributed fiber-optic sensors based on low-attenuation (low Ge concentration) telecommunication fibers. Four mechanisms of photo-sensitivity in optical fibers have been suggested to explain formation of FBGs with different optical, mechanical and thermal properties. Determining the role of each of these mechanisms is important because it will allow the optimization of the FBG writing for application in distributed sensors. In the thesis, an experimental study of kinetics of photo-induced change of refractive index (photosensitivity) in optical fibers with different concentration of germanium in the fiber core is presented. Measurements of photo-sensitivity were performed at different regimes of optical fiber irradiation with UV light. Two highly sensitive interferometric techniques have been developed with resolution of 10^{-6} in terms of refractive index units. It was found that for a low fluence per pulse ($<1 \text{ mJ/cm}^2$) at the UV light wavelength of 266 nm and with a cumulative irradiation dose of below 0.02 J/cm^2 , the formation of Ge (1) color centers is a dominant mechanism of photo-induced change of the fiber refractive index. At a very initial stage of the irradiation, the photo-induced change of refractive index depends mainly on cumulated UV fluence and Ge concentration, but does not depend on UV light intensity neither on the presence of molecular hydrogen in the fiber core. Refractive index change due to formation of Ge(1) color centers saturates rapidly with cumulated fluence at the level of 2×10^{-6} in the standard telecommunication fiber SMF-28. The dominance of this mechanism of photosensitivity at the initial stage of irradiation makes it possible to print large arrays of low reflection Bragg gratings using low energy pulsed lasers. At a very high UV light fluence per pulse ($\approx 1 \text{ J/cm}^2$) with very high cumulated fluence, it was demonstrated that the glass densification mechanism has a principal contribution in refractive index change. FBGs of high reflectivity (with the amplitude of refractive index modulation superior to 10^{-4}) were written in the standard telecommunication fiber. Also, formation of the type IIA FBGs has been demonstrated in tensioned fibers. There exists a hypothesis that growth of the type IIA FBGs is associated with nucleation of nano-pores

in the fiber optic core. In this work, using an atomic force microscope, we discovered formation of nano-pores in the core of the tensioned optical fiber. Pores with radius of ≈ 4 nm and larger were found, which is in a very good agreement with theoretical estimate for the critical radius of the pores.

Keywords: Fiber Bragg gratings, photosensitivity, color centers, sensors

Dedicatoria

A mi esposo Ernesto por todo su amor, apoyo y comprensión.

A mis hijos, Salim y Andrea, por su amor incondicional.

Otras cosas pueden cambiarnos, pero siempre partimos y terminamos como familia.

Agradecimientos

Mi más sincero agradecimiento a mis padres Efrain y Beatriz por su invaluable amor y generosidad.

Al Dr. Mikhail Shlyagin por guiarme innumerables horas para realizar este trabajo y sobre todo por el apoyo, paciencia y comprensión que siempre me ha mostrado. Es imposible expresar con palabras todo el agradecimiento y admiración para el Dr.

A los miembros de mi comité de tesis por el tiempo dedicado y sus valiosos comentarios que enriquecieron este trabajo.

Al Dr. Wencel por su invaluable apoyo al brindarme acceso a su laboratorio. A los técnicos del CNyN UNAM, M.C. David D. y Dr. Eduardo M., por todo su apoyo y paciencia. Gracias a todos por apoyarme en la búsqueda y satisfactoria observación de los famosos poros.

A todos mis amigos por hacer mas agradable mi estancia en el CICESE. A los investigadores, personal técnico y administrativo del departamento de óptica por todo su apoyo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico recibido.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iv
Dedicatoria	vi
Agradecimientos	vii
Lista de figuras	x
1. Antecedentes	1
1.1. Introducción	1
1.2. Fotosensibilidad en fibras ópticas	1
1.3. Objetivos	4
1.4. Organización de la tesis	5
2. Fotosensibilidad en fibras ópticas	7
2.1. Introducción	7
2.2. Rejillas en fibra óptica	7
2.3. Fotosensibilidad	10
2.3.1. Tipo I	11
2.3.2. Tipo IIA	12
2.3.3. Tipo II	13
2.3.4. Tipo IA	14
2.3.5. Rejillas regeneradas	15
2.4. Mecanismos físicos de cambio de índice de refracción fotoinducido . .	16
2.4.1. Defectos en fibras de germanosilicato	16
2.4.2. Modelo de Compactación / Densificación	21
2.4.3. Modelo de Dilatación	22
2.4.4. Nucleación de poros en rejillas tipo IIA	22
2.4.4.1. Principio de funcionamiento del AFM	26
3. Técnicas de medición de fotosensibilidad	28
3.1. Introducción	28
3.2. Métodos de medición de fotosensibilidad	28
3.2.1. Interferómetro Michelson	29
3.2.2. Interferómetro Modal	29
3.2.3. Interferómetro Mach-Zehnder	30
3.2.4. Interferómetro Fabry-Perot	31
3.2.4.1. Sistema de dos interferómetros acoplados de tipo Fabry-Perot	31
3.2.4.2. Procesamiento de señales del sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot	34
3.2.5. Reflectometría óptica coherente en el dominio de frecuencia .	36

4.	Sistema de medición de fotosensibilidad en fibras ópticas	41
4.1.	Introducción	41
4.2.	Características del sistema de medición de fotosensibilidad	41
4.2.1.	Interferómetro de referencia.	45
4.3.	Resistencia térmica en rejillas de Bragg tipo I	46
4.4.	Preparación de muestras de fibra óptica para medición de superficie en AFM	47
5.	Resultados Experimentales	50
5.1.	Introducción	50
5.2.	Cambios inducidos en la etapa inicial de fotosensibilidad	50
5.2.1.	Sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot	50
5.2.2.	Reflectometría óptica coherente en el dominio de frecuencia COFDR	52
5.2.2.1.	Resistencia térmica de rejillas de Bragg	62
5.2.2.2.	Fotosensibilidad con luz verde $\lambda = 532$ nm	66
5.2.2.3.	Photobleaching en rejillas de Bragg con luz verde $\lambda = 532$ nm	67
5.3.	Rejillas de alta reflectancia	71
5.4.	Fotosensibilidad tipo IIA	72
5.4.1.	Rejillas de Bragg tipo IIA	73
5.4.2.	Topografía superficial en fibra fotosensible FiberCore PS-1500	73
5.4.3.	Topografía superficial en diferentes fibras ópticas	81
6.	Conclusiones	86
	Lista de referencias bibliográficas	88
A.	Apendice	94
A.1.	Introducción	94
A.1.1.	Programa en matlab	94

Lista de figuras

Figura	Página
1. Esquema de una rejilla de Bragg en fibra óptica.	8
2. Simulación del espectro de reflexión de una rejilla de Bragg. Parámetros de simulación: longitud de rejilla $l = 2$ mm, periodo $\Lambda = 530$ nm, índice de refracción efectivo $n_{eff} = 1.45$ y amplitud de modulación del índice de refracción fotoinducido $\Delta n_{mod} = 1 \times 10^{-6}$	9
3. Modulación en amplitud del índice de refracción inducido en fibras con concentraciones molares de GeO_2 iguales a 12 % (1) y 35 % (2) (Vasil'ev <i>et al.</i> , 2005).	11
4. Espectros de reflexión (a) y transmisión (b) típicos de una rejilla de Bragg tipo I.	12
5. Espectros típicos de transmisión y reflexión de una rejilla tipo II.	14
6. Espectros de transmisión de rejillas de Bragg tipo IA en fibras hidrogenadas (la flecha indica la dirección de crecimiento de la rejilla). a) Fibra codopada con B-Ge y b) Fibra estándar.	14
7. Espectros de rejillas de Bragg regeneradas, a) reflexión y b) transmisión.	15
8. a) Cambios de absorción en fibras de GeO₂ (4 mol %) inducidos con un láser de Ar de onda continua. b) Concentración de centros paramagnéticos en fibras de GeO₂ inducidos con un láser pulsado de KrF.	19
9. Descomposición gaussiana del espectro de energía total de rejillas de Bragg grabadas en fibra SMF-28 con un láser de a) onda continua y b) pulsado. D1-D4: Distribuciones gaussianas y Suma de distribuciones Di y distribución de energía obtenida por diferenciación de la curva principal.	20
10. Relación entre la tasa de nucleación de poros contra la tensión y temperatura de la fibra óptica.	25
11. Arreglo experimental de un interferómetro modal.	30
12. Interferómetro Mach-Zehnder. I_0 es la potencia acoplada a la entrada de la fibra óptica e I_T es la potencia transmitida por el interferómetro.	30
13. Sistema de dos interferómetros acoplados de tipo Fabry-Perot en fibra óptica.	32
14. Espectro de reflectancia de un sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot	33
15. Transformada de Fourier del espectro de reflectancia de un sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot	35
16. Simulación del espectro de reflexión del sistema de dos interferómetros Fabry-Perot. a) Espectro de referencia ($L_{uv} = 0$ y $\delta n_{uv} = 0$) y b) Espectro irradiado ($L_{uv} = 2\text{mm}$ y $\delta n_{uv} = 1 \times 10^{-4}$).	36

17. Perfil de fluorescencia de una rejilla de Bragg durante su crecimiento	40
18. Arreglo experimental para medición de fotosensibilidad.	42
19. Arreglo experimental del interferómetro de referencia.	45
20. Perfil de amplitud de una rejilla de Bragg. a) Señal original (sin compensación) y b) señal corregida.	46
21. Esparcimiento que produce una rejilla tipo IIA	48
22. Procedimiento de clivado de la rejilla IIA	48
23. Fibra óptica en AFM	49
24. Cambios de índice de refracción efectivo en diferentes fibras ópticas inducidos con un láser excímero de KrF ($\lambda = 248nm$) y fluencia por pulso de $\Phi = 0.2 \text{ J/cm}^2$	51
25. Modulación de amplitud de índice de refracción de rejillas de Bragg grabadas con $\lambda=266 \text{ nm}$ en fibra estándar SMF-28 con fluencia por pulso de a) $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$ y b) $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$, respectivamente.	53
26. Comparación de la modulación de índice de refracción en rejillas de Bragg grabadas en fibra estándar SMF-28 con dos niveles de fluencia por pulso de $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$ y $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$, respectivamente.	54
27. Modulación de amplitud de índice de refracción en rejillas de Bragg grabadas con $\lambda=266 \text{ nm}$ en fibra estándar SMF-28 con dos niveles de fluencia por pulso de a) $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$ y b) $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$, respectivamente y ancho de banda del pulso de $FWHM \approx 1 \text{ mm}$	56
28. Modulación del índice de refracción en rejillas de Bragg grabadas con $\lambda = 266nm$ en fibra fotosensible FiberCore PS-1500 con dos niveles de fluencia por pulso. a) $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$ y b) $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$	58
29. Modulación del índice de refracción en rejillas de Bragg grabadas con $\lambda = 266nm$ en fibra fotosensible QPS con dos niveles de fluencia por pulso. a) $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$ y b) $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$	59
30. Comparación de la modulación de índice de refracción en diferentes fibras ópticas estándar y fotosensibles con dos niveles de fluencia por pulso. a) $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$ y b) $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$	61
31. Resistencia térmica de rejillas de Bragg grabadas con dos niveles de fluencia acumulada, a) $\Phi_{acc}=8 \text{ J/cm}^2$ y b) $\Phi_{acc}=0.8 \text{ J/cm}^2$ (Las rejillas se grabaron con la misma fluencia por pulso $\Phi=8 \text{ mJ/cm}^2$ y con un haz gaussiano). . . .	63
32. Razón de cambio de la modulación del índice de refracción normalizado respecto a temperatura, en rejillas de Bragg grabadas con perfil gaussiano del pulso y fluencia acumulada de $\phi = 8 \text{ J/cm}^2$ y $\phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$	64
33. Resistencia térmica en rejillas de Bragg grabadas con un perfil gaussiano limitado del haz láser.	65

34. Razón de cambio de la modulación del índice de refracción fotoinducido respecto a temperatura en rejillas de Bragg grabadas con perfil gaussiano limitado del pulso y fluencia acumulada de $\phi = 8 \text{ J/cm}^2$ y $\phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$. . .	66
35. Cambios de índice de refracción efectivo en fibra estándar SMF-28 fotoinducidos con longitud de onda de $\lambda = 532 \text{ nm}$, caracterizados con la técnica de dos interferómetros Fabry-Perot.	67
36. Cambios de índice de refracción a través del borrado de una rejilla de Bragg con longitud de onda de $\lambda=532 \text{ nm}$	68
37. Cambios de índice de refracción a través del borrado de una rejilla de Bragg con longitud de onda de $\lambda = 532 \text{ nm}$	70
38. Espectro de reflectancia de una rejilla de Bragg de alta reflectancia grabada en fibra SMF-28 con un láser excímero de KrF ($\lambda = 248 \text{ nm}$).	71
39. Espectros de reflectancia de rejillas de Bragg tipo IIA grabadas en fibra PS-1500 con diferentes niveles de tensión.	73
40. Topografía superficial de una rejilla tipo IIA grabada en el núcleo de una fibra fotosensible FiberCore PS1500 a) Muestra de rejilla IIA, b) Muestra de fibra óptica a 3 cm de rejilla IIA, c) Muestra de fibra a 30 cm de rejilla IIA y d) Histogramas.	74
41. Perfil lineal de la topografía superficial de una rejilla de Bragg en fibra óptica	75
42. Fibra óptica PS-1500 tensionada $\epsilon=3000\mu\text{s}$ y calentada a $T=500^\circ\text{C}$. a) Núcleo de fibra PS-1500, b) Imagen dentro del núcleo y c) Imagen de la cubierta. .	76
43. Fibra óptica PS-1500 tensionada con $\epsilon=3000\mu\text{strains}$. a) Núcleo de fibra PS-1500 y b,c) Imágenes dentro del núcleo.	77
44. Fibra óptica PS-1500 tensionada con $\epsilon=2500\mu\text{strain}$. a) Núcleo de la fibra PS-1500. b,c) Imágenes obtenidas dentro del núcleo de a)	78
45. Histograma de la superficie de fibra óptica PS-1500 tensionada con $\epsilon=2500\mu\text{strain}$. a) Histogramas (perfil horizontal), b) Histogramas (perfil horizontal).	79
46. Fibra óptica PS-1500. a) Núcleo de la fibra, b) Interfaz núcleo-cubierta y c) Dentro del núcleo.	80
47. Comparación del efecto de clivado en diferentes fibras ópticas. a) Fibra estándar SMF-28, b) Fibra fotosensible PS-1500 y c) Fibra fotosensible QPS.	81
48. a) Fibra óptica estándar SMF-28 con exposición a vapor de ácido HF y b) Perfil lineal del núcleo de a).	82
49. Fibra óptica estándar SMF-28 con tensión $150000 \mu\text{strains}$. a) Imagen del centro de la fibra óptica, b) Acercamiento en el centro de a) y c) Imagen de la cubierta	83

50. Fibra óptica estándar SMF-28 con temperatura y tensión $-T=500^{\circ}\text{C}$ y $\epsilon = 3000_{\mu}\text{strains}$. a) Núcleo de la fibra óptica, b) Interfaz núcleo-cubierta de a) y c) Imagen de la cubierta de la fibra óptica. 84

Capítulo 1. Antecedentes

1.1. Introducción

Desde la invención de las fibras ópticas el campo de las telecomunicaciones revolucionó, así como sus aplicaciones en sensores, láseres, amplificadores, etc. Sin embargo, aún se necesitan dispositivos ópticos capaces de integrarse en las fibras (espejos, filtros, multiplexores por división de longitud de onda, amplificadores de fibra, etc.), y esto es posible mediante la modificación en las propiedades ópticas (índice de refracción) del núcleo de una fibra óptica monomodo utilizando irradiación con luz intensa a longitudes de onda en el ultravioleta e infrarrojo, principalmente. A través de los años se han propuesto diferentes mecanismos físicos que tratan de explicar la fotosensibilidad en fibras ópticas, sin embargo ningún mecanismo por si solo es capaz de explicar todas las etapas de crecimiento de las rejillas de Bragg.

1.2. Fotosensibilidad en fibras ópticas

Desde principios de los años cincuenta se han estudiado los cambios físicos producidos en materiales cristalinos como cuarzo natural (Griffiths JHE, 1954), cuarzo sintético (McClelland and Donoghue, 1953) y vidrio sílice (Weeks, 1956) por irradiación con rayos gama, rayos X y neutrones empleando técnicas de medición de susceptibilidad magnética y resonancia paramagnética. Los resultados experimentales han demostrado evidencia de cambios en la propiedades ópticas y mecánicas de los materiales.

Los primeros estudios de resonancia paramagnética sobre los efectos de la irradiación en cuarzo cristalino natural y sintético se desarrollaron en 1954 por (Griffiths JHE, 1954). Griffiths *et al*, realizaron mediciones de resonancia paramagnética en cuarzo cristalino natural irradiado con rayos X, rayos gama y neutrones. En muestras irradiadas durante pocas horas se observó el mismo comportamiento espectral con los tres tipos de irradiación. Otro efecto observado fue que la intensidad del espectro de resonancia paramagnética del cuarzo irradiado con rayos X es proporcional a la intensidad de su absorción óptica, es decir a su coloración ahumada (Holden, 1925) y a exposiciones de temperatura de 350°C los efectos de coloración son borrados completamente. El mismo efecto de resonancia fue observado en cuarzo sintético, con intensidades mucho menores.

Obrien *et al* (O'Brien, 1955), propusieron un modelo de los centros de color producidos por irradiación con rayos X en cuarzo natural. Este modelo estaba basado en la suposición de que el cuarzo presentaba pequeñas cantidades de aluminio en forma de impurezas. Los centros de color propuestos suponen que un átomo de aluminio reemplaza a un átomo de silicio en la configuración tetraédrica del cristal después de su irradiación. Sin embargo, este modelo no respondía todas las interrogantes sobre el cambio de coloración del cuarzo y el borrado de los centros de color después de su exposición a temperatura.

En 1956, R. A Weeks (Weeks, 1956) realizaron mediciones de resonancia paramagnética en diferentes muestras de cristal de cuarzo (cuarzo natural y sintético G. E.) y vidrios de sílice (Corning, Vitreosil, Amersil y G. E.) irradiadas con rayos gama y neutrones. Se midieron picos de resonancia en los vidrios sílice de Corning, Vitreosil y en los cristales de cuarzo irradiados. Se descartó la posibilidad de las impurezas en los materiales como los responsables de los picos de resonancia medidos, debido a la verificación de resultados con mediciones de susceptibilidad magnética y resistencia térmica, proponiendo una reestructuración de la configuración tetraédrica del SiO_4 en forma de defectos, debido a la irradiación con neutrones. Los principales defectos creados debido al bombardeo son vacancias, átomos de oxígeno intersticiales y radicales libres.

Posteriormente, con la invención de la fibra óptica se desarrollaron diferentes investigaciones para aplicarlas en el campo de las telecomunicaciones y en estudios en óptica física. En 1978 K. Hill *et al* (Hill *et al.*, 1978), realizaron un experimento para estudiar efectos no lineales en una fibra óptica monomodo de sílice fuertemente dopada con germanio acoplada a una fuente láser de argón ($\lambda = 488$ nm) de onda continua y descubrieron la fotosensibilidad y formación de las rejillas de Bragg. Este efecto de fotosensibilidad en fibra óptica no fue de gran interés en su momento debido a que su naturaleza se atribuyó como un fenómeno de la fibra especial usada y la limitada reflexión de las rejillas a la longitud de onda de grabado.

Una década después, en 1989 Meltz *et al* (Meltz *et al.*, 1989) demostraron la reflexión de rejillas de Bragg en la parte visible del espectro ($\lambda = 570 - 600$ nm) usando una técnica de grabado lateral que consistía de la interferencia de dos rayos coherentes ($\lambda = 244$ nm) externos a la fibra, produciendo cambios de índice refractivo en el núcleo de la fibra de

3×10^{-5} . La selección de la longitud de onda de 244 nm se basó en los experimentos de Lam y Garside (Lam and Garside, 1981) que sugieren que la fotosensibilidad en la región visible es un proceso de dos fotones, por consiguiente en la región UV la fotosensibilidad sería un proceso de un fotón (Hill *et al.*, 1993).

Con la nueva posibilidad de grabado de rejillas de Bragg permanentes en el núcleo de una fibra óptica a longitudes de onda de mayor interés en las telecomunicaciones con fibras ópticas (en fibras ópticas, la transmisión de datos a la longitud de onda de 1550 nm es muy importante porque las pérdidas por atenuación son mínimas), una amplia gama de experimentos se desarrollaron tratando de mejorar su fotosensibilidad incorporando nuevos dopantes en las fibras ópticas de sílice.

Un resultado importante fue descubierto en 1993 por Lemaire *et al.* (Lemaire *et al.*, 1993), demostrando que a través de la hidrogenación del núcleo de una fibra óptica estándar de telecomunicaciones, su fotosensibilidad se incrementa permitiendo el grabado de rejillas de Bragg con modulaciones del índice de refracción del orden de 2×10^{-2} y en algunos casos sin variación de la banda de absorción de 240 nm. Sin embargo, es necesario aplicar post-tratamientos a la fibra óptica con temperatura o nitrógeno (Fokine and Margulis, 2000; Bilodeau *et al.*, 1993) para evitar la degradación del cambio de índice de refracción fotoinducido y estabilización de la longitud de onda de Bragg que se produce por la difusión de hidrógeno fuera del núcleo de la fibra óptica.

Después de muchos años de investigación, se ha observado una amplia variedad de fibras de sílice dopadas con estaño, europio, cerio, erbio (Othonos and Kalli, 1999) y boro (Williams *et al.*, 1993) que exhiben varios grados de fotosensibilidad, aunque ninguno tan fotosensible como el dopado con germanio. Además se ha mostrado la fotosensibilidad en diferentes fibras expuestas a diferentes longitudes de onda, 157 nm (Herman *et al.*, 1998), 193 nm, 248 nm (Hill and Meltz, 1997), 334 nm (Starodubov *et al.*, 1997) y 355 nm (Watanabe *et al.*, 1997) usando principalmente láseres excímero de F2, ArF, KrF y más recientemente láseres de femtosegundos (Martinez *et al.*, 2004).

Aunque mucho se ha reportado sobre los mecanismos físicos de fotosensibilidad, hasta el momento ningún mecanismo es capaz de explicar por sí solo todas las etapas de

crecimiento de las rejillas de Bragg. Algunos de los mecanismos propuestos son formación de centros de color (Meltz *et al.*, 1989), densificación ó compactación (Poumellec *et al.*, 1995), dilatación, relajación de esfuerzos, migración de iones, efecto Kerr, etc. No obstante, la formación de centros de color y la densificación son los mecanismos más aceptados por la comunidad científica para explicar el crecimiento de las rejillas tipo I ¹, aunque el crecimiento de la rejilla tipo IIA ² no ha podido ser explicado completamente por los mecanismos propuestos.

Actualmente, las rejillas de Bragg se encuentran en aplicaciones en diversas áreas como en el campo de las telecomunicaciones, en láseres de fibra óptica, etc. En muchas de las aplicaciones se requieren rejillas de Bragg con reflectancias muy altas, casi del 100 %. Para obtener reflectancias tan altas se requieren amplitudes de modulación del índice de refracción altas, lo que provocó un auge en el desarrollo de fibras de alta fotosensibilidad. Sin embargo estas fibras especiales muestran atenuaciones grandes, mayores a 10 dB/km (La atenuación en fibra estándar SMF-28 es 0.22 dB/km), lo que las hace poco apropiadas para su uso en sistemas sensores de fibra óptica de varios kilómetros. Para aplicaciones en sensores distribuidos se requiere el grabado de muchas rejillas de Bragg de baja reflectancia en fibra estándar de telecomunicaciones, haciendo necesario entender y optimizar su grabado en fibras ópticas de bajo contenido de germanio.

1.3. Objetivos

El objetivo principal de este proyecto es la investigación experimental de los mecanismos físicos involucrados en la fotosensibilidad en fibras ópticas de telecomunicación y fibras especiales fotosensibles con diferentes niveles de fluencia por pulso a diferentes longitudes de onda. Los objetivos particulares son:

1. Distinguir la influencia de los mecanismos físicos de centros de color y densificación en la etapa inicial de irradiación de luz UV para entender la fotosensibilidad tipo I.

¹La rejilla tipo I aparece siempre en la etapa inicial de irradiación y presenta un crecimiento monotónico del índice de refracción respecto a la dosis de irradiación acumulada

²La rejilla tipo IIA exhibe un crecimiento no-monotónico de la reflectancia respecto a la dosis de irradiación acumulada.

2. Investigar el crecimiento de rejillas tipo I altamente reflectivas en fibra estándar de telecomunicaciones.
3. Investigar la interacción entre los mecanismos físicos que intervienen en el crecimiento de rejillas tipo IIA.

1.4. Organización de la tesis

El contenido de esta tesis esta dividido en seis capítulos.

En el Capítulo II (Fotosensibilidad en fibras ópticas), se presentan los conceptos básicos relacionados las rejillas de Bragg en fibras ópticas, así como su clasificación y mecanismos físicos relacionados con su dinámica de crecimiento.

En el Capítulo III (Técnicas de medición de fotosensibilidad), se presentan los métodos interferométricos de medición de fotosensibilidad que se emplearon en este trabajo, así como una técnica cualitativa para estudiar nucleación y evolución de poros en superficies clivadas de rejillas de Bragg tipo IIA en fibra óptica usando microscopía de fuerza atómica.

En el Capítulo IV (Sistema de medición de fotosensibilidad en fibras ópticas), se presenta una descripción de los arreglos experimentales y sus características técnicas, empleados para medir cambios de índice de refracción fotoinducidos.

En el Capítulo V (Resultados experimentales), se presentan los resultados de medición de cambio de índice de refracción fotoinducido con dos longitudes de onda en el ultravioleta ($\lambda=266$ nm y $\lambda=248$ nm) y luz verde ($\lambda=532$ nm), en tres tipos de fibras ópticas con diferente contenido de germanio y fotosensibilización con diferente presión de hidrógeno. Las mediciones de fotosensibilidad se realizaron usando dos técnicas interferométricas, un sistema de dos interferómetros acoplados de tipo Fabry-Perot que permite medir cambios de índice de refracción efectivos. El segundo sistema de medición permite cuantificar el perfil de amplitud de la rejilla durante su crecimiento mediante Reflectometría Óptica Coherente en el Dominio de Frecuencia. Las mediciones de fotosensibilidad se realizaron con dos niveles de energía por pulso que difieren entre si diez veces y dos perfiles del

haz. También se presentan resultados experimentales del efecto de nucleación de poros en rejillas tipo IIA.

En el Capítulo VI (Conclusiones), se presenta un resumen de los resultados mas importantes obtenidos en este trabajo de tesis y sus conclusiones.

Capítulo 2. Fotosensibilidad en fibras ópticas

2.1. Introducción

En este capítulo se presentan conceptos básicos sobre la formación de rejillas de Bragg en fibras ópticas, su clasificación respecto a su dinámica de crecimiento y algunos mecanismos físicos para tratar de explicar su fotosensibilidad.

2.2. Rejillas en fibra óptica

Una rejilla en fibra óptica consiste de una modulación del índice de refracción del núcleo de la fibra, generalmente inducido por luz. Existen diferentes configuraciones geométricas de rejillas en fibra óptica tales como rejillas de Bragg, rejillas inclinadas, chirp y rejillas de periodo largo. El nombre de estas rejillas se debe a sus propiedades de acoplamiento de luz y su periodicidad; en las rejillas de Bragg y rejillas inclinadas el periodo es $\leq 1 \mu\text{m}$, mientras que en las rejillas de periodo largo, el periodo es de cientos de micrómetros (Othonos and Kalli, 1999).

En este trabajo nos interesa entender las etapas de crecimiento de las rejillas de Bragg en diferentes fibras ópticas, especialmente en fibras ópticas estándar de bajo contenido de germanio para aplicaciones en sensores distribuidos a gran escala. A continuación se mencionan las propiedades mas importantes de las rejillas de Bragg. El esquema básico de una rejilla de Bragg en fibra óptica se muestra en la figura 1, donde Λ es el periodo de modulación del índice de refracción del núcleo de la fibra óptica y l es la longitud de la rejilla.

Cuando el periodo Λ y amplitud de modulación del índice de refracción del núcleo Δn_{mod} es constante, se dice que la rejilla de Bragg es uniforme y el perfil de modulación del índice de refracción n_z a lo largo del núcleo de la fibra, se puede expresar como sigue:

$$n_z = n_0 \left[1 + \Delta n_{mod} \cos \left(\frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \right], \quad (1)$$

donde n_0 es el índice de refracción promedio del núcleo, Δn_{mod} es la amplitud del índice de refracción fotoinducido y z es la distancia a lo largo del eje de la fibra. Típicamente la modulación del índice de refracción efectivo del núcleo es del orden de 10^{-6} a 10^{-2} .

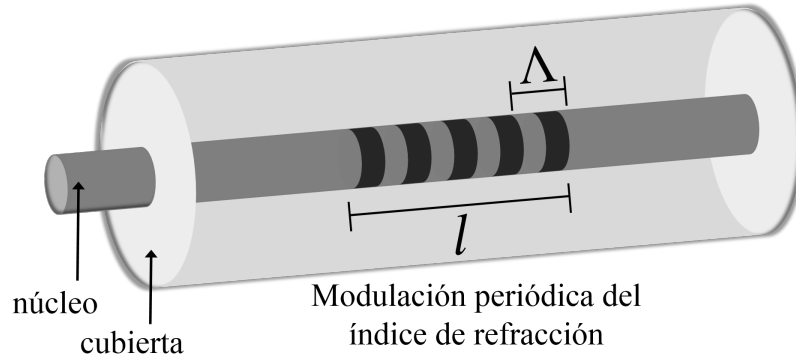


Figura 1: Esquema de una rejilla de Bragg en fibra óptica.

El efecto de fotosensibilidad en fibras ópticas permite grabar rejillas de Bragg directamente en el núcleo de la fibra con un haz de luz láser. Las rejillas de Bragg son empleadas en la fabricación de una amplia variedad de dispositivos ópticos como filtros, amplificadores, multiplexores por división de longitud de onda, demultiplexores, acopladores modales, compensadores de dispersión, láseres de fibra y sensores (Giles *et al.*, 1997).

Cuando una fuente de luz blanca es acoplada en una fibra óptica, la rejilla de Bragg acopla modos de luz viajando en direcciones opuestas (acoplamiento contra-direccional) (Yin and Yu, 2002) generando porciones de la luz de entrada en cada extremo de la rejilla que corresponden a espectros ópticos de transmisión y reflexión con longitud de onda de resonancia bien definida como longitud de onda de Bragg, λ_B ,

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

donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo promedio y Λ es el periodo de la rejilla. En el caso de una rejilla de Bragg uniforme, las ecuaciones de la teoría de modos acoplados (Yariv, 1973) pueden resolverse analíticamente y proporcionar una expresión para modelar el espectro de reflexión de la rejilla de Bragg en función de la longitud de la rejilla l y la longitud de onda λ (ecuación (3)).

$$R(l, \lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sl)}{\Delta k^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)}, \quad (3)$$

donde $\Omega = \frac{\pi \Delta n_{mod} M_p}{\lambda}$ es el coeficiente de acoplamiento, $\Delta k = k - \frac{\pi}{\lambda}$ es el factor de desinton-

nización, $k = \frac{2\pi n_0}{\lambda}$ es la constante de propagación y $s^2 = \Omega^2 - \Delta k^2$. M_p es la fracción de la potencia del modo de la fibra contenida en el núcleo. Para el caso de una fibra óptica monomodo estándar SMF-28, se considera que casi toda la energía está contenida en el núcleo y por tanto $M_p = 0.8$. Empleando la ecuación 3 para la reflexión de una rejilla de Bragg, en la figura 2 se presenta una simulación del espectro óptico de reflexión de una rejilla de Bragg. Los parámetros empleados en la simulación son: longitud de la rejilla $l = 2$ mm, periodo de modulación $\Lambda = 530$ nm, índice de refracción efectivo $n_{eff} = 1.45$ y amplitud de modulación del índice de refracción fotoinducido $\Delta n_{mod} = 1 \times 10^{-6}$.

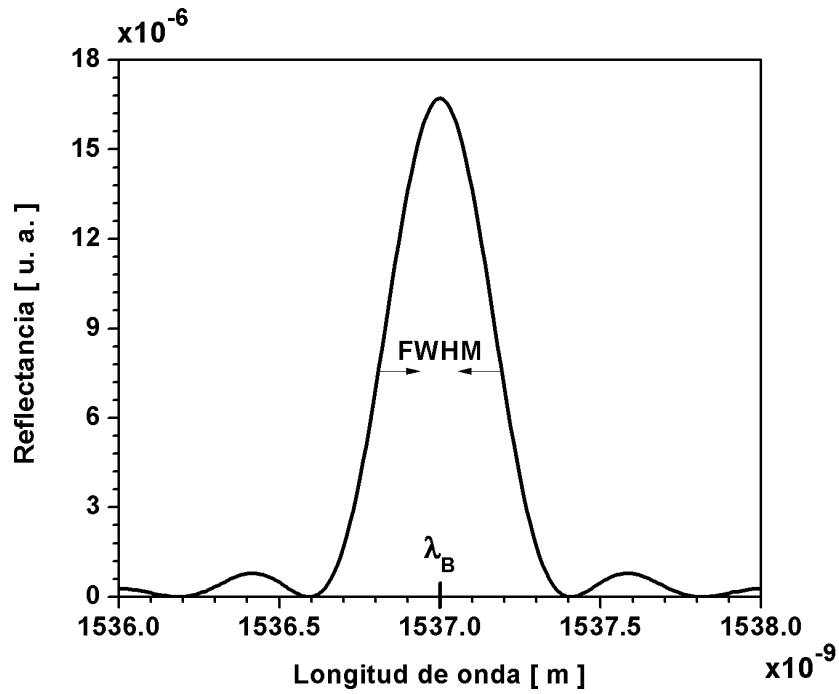


Figura 2: Simulación del espectro de reflexión de una rejilla de Bragg. Parámetros de simulación: longitud de rejilla $l = 2$ mm, periodo $\Lambda = 530$ nm, índice de refracción efectivo $n_{eff} = 1.45$ y amplitud de modulación del índice de refracción fotoinducido $\Delta n_{mod} = 1 \times 10^{-6}$.

A la longitud de onda de Bragg se cumple que $\Delta k = 0$, y la reflectancia de la rejilla se expresa como sigue:

$$R(l, \lambda) = \tanh^2 \Omega l. \quad (4)$$

Usando la definición de ancho de banda espectral a la mitad del máximo (FWHM, por sus siglas en ingles Full Width at Half Maximum), el ancho de banda espectral de la rejilla mostrada en la figura 2 es $FWHM \approx 0.3$ nm.

Las rejillas de Bragg fueron reportadas por primera vez por el Dr. K. Hill y colaboradores (Hill *et al.*, 1978) utilizando el método de grabación interno y la longitud de onda de la luz de 488 nm. Una década después, un método externo (método lateral) fue propuesto por el Dr. G. Meltz (Meltz *et al.*, 1989) irradiando a la fibra con un patrón de interferencia de luz UV intensa. Actualmente el método lateral es el mas común empleado en la tecnología de grabación de rejillas de Bragg y las longitudes de onda de los láseres usados están en su mayoría en el intervalo espectral UV (190 a 270 nm). Sin embargo, en los últimos años se han realizado estudios del grabado de rejillas de Bragg empleando láseres IR de pulsos ultracortos de muy alta potencia que inducen cambios de índice de refracción por absorción de cuatro o cinco fotones.

2.3. Fotosensibilidad

En sentido general, la fotosensibilidad se asocia con alguna modificación de las propiedades físicas o químicas del material, inducidas por luz. En este trabajo consideramos fotosensibilidad como el cambio permanente del índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra óptica inducido por luz.

Los cambios de índice de refracción fotoinducidos en fibra monomodo estándar de telecomunicaciones SMF-28 típicamente son del orden $\approx 10^{-5}$ (Atkins *et al.*, 1993). Con amplitudes de modulación de $\approx 10^{-5}$, una rejilla de Bragg de 1 mm de longitud tiene reflectancia máxima de 0.04 % y con 10 mm de longitud la reflectancia máxima es 3.9 %. Sin embargo, en muchas de las aplicaciones se requieren rejillas muy cortas (≈ 10 mm) y de alta reflectancia, haciendo necesario emplear fibras altamente fotosensibles.

Existen diferentes métodos para aumentar la fotosensibilidad en las fibras ópticas que permiten lograr cambios de índice de refracción de hasta $\approx 10^{-2}$, esto se puede lograr incrementando la concentración de germanio en el núcleo de la fibra óptica, codopando el núcleo de la fibra con tierras raras (Dong *et al.*, 1994), mediante tratamientos de fibra estándar con hidrógeno (Lemaire *et al.*, 1993) ó pre-tratamientos de fibras de germano-silicato con irradiación láser de CO₂ (Brambilla *et al.*, 1999) y tensionando la fibra óptica (Salik *et al.*, 2000).

Bajo diferentes condiciones experimentales y en diferentes tipos de fibra óptica, se

ha observado la formación de rejillas de Bragg que exhiben diferentes características ópticas, mecánicas, térmicas, etc, además, de una dinámica de crecimiento particular. Actualmente existen diferentes tipos de rejillas de Bragg, las rejillas más comunes son las tipo I y IIA. Históricamente, las rejillas tipo I se observaron primero, después las de tipo II, tipo IIA y tipo IA. En este trabajo no se presentan cronológicamente, sino en orden de importancia por sus aplicaciones.

2.3.1. Tipo I

Las rejillas tipo I son las más comunes y aparecen siempre en la etapa inicial de grabado de rejillas de Bragg. Este tipo de rejillas se caracteriza por presentar crecimiento monótonico del índice de refracción respecto a la dosis de irradiación acumulada (Patrick and Gilbert, 1993) (Curva 1, figura 3).

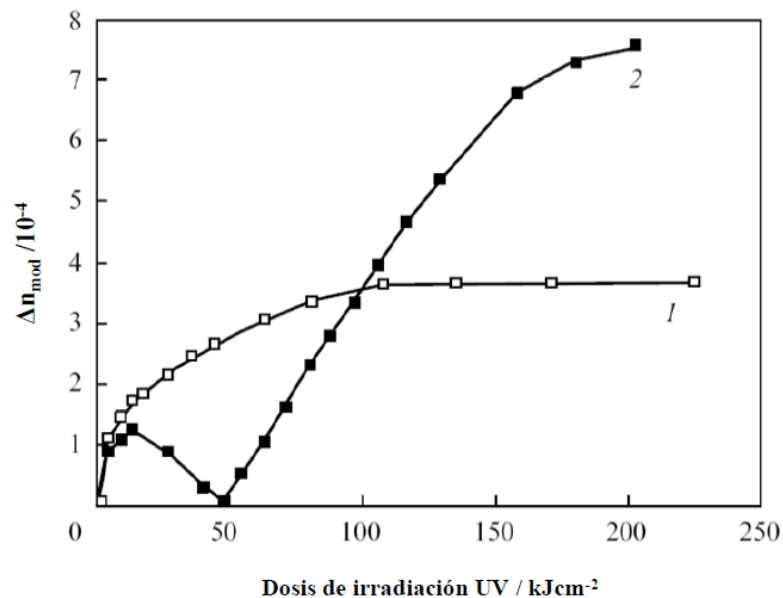


Figura 3: Modulación en amplitud del índice de refracción inducido en fibras con concentraciones molares de GeO₂ iguales a 12 % (1) y 35 % (2) (Vasil'ev *et al.*, 2005).

Las pérdidas de luz por absorción y esparcimiento en el área de la rejilla son insignificantes, por consiguiente los espectros de transmisión y reflexión de las rejillas son complementarios, es decir reflexión + transmisión = 1 (Figura 4).

Estas rejillas presentan una moderada estabilidad térmica, su temperatura óptima de

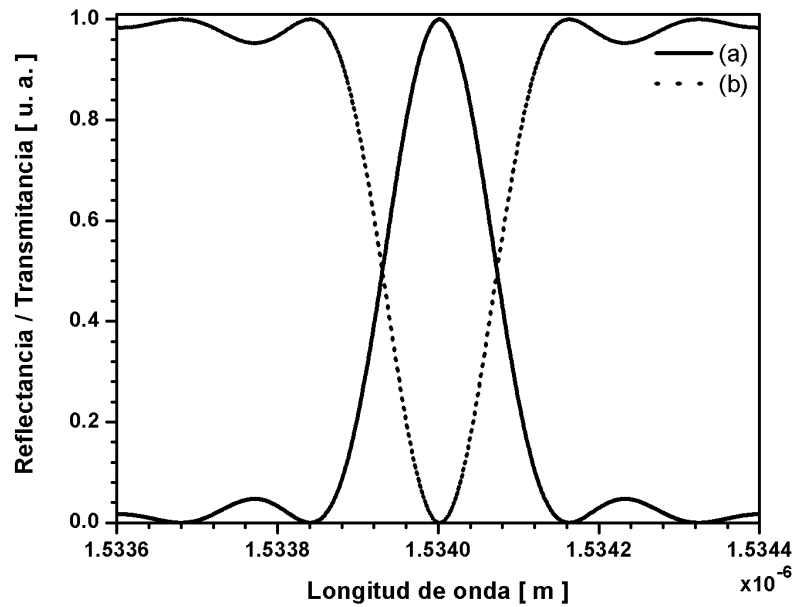


Figura 4: Espectros de reflexión (a) y transmisión (b) típicos de una rejilla de Bragg tipo I.

operación esta entre -40 a 80°C y se pueden borrar a temperaturas de entre 200 y 400°C aproximadamente, dependiendo del tipo de la fibra. Codopando el núcleo de la fibra con los materiales adecuados las rejillas pueden resistir temperaturas de hasta 500°C . Su fotosensibilidad está asociada con la transformación de los defectos de la matriz vítrea (Formación de Centros de Color) debido a irradiación UV que resulta en la densificación de la estructura del vidrio (Cambios en la densidad del material del núcleo de la fibra) (Patrick *et al.*, 1995).

2.3.2. Tipo IIA

Esta rejilla se caracteriza por su crecimiento no-monotónico de la reflectancia respecto a la dosis de irradiación acumulada (Curva 2, figura 3). Durante el grabado de la rejilla en la fibra, se desarrolla el crecimiento de reflectancia de la rejilla tipo I de un estado inicial cero hasta un máximo y empieza a disminuir hasta desaparecer parcial o completamente seguido de otro incremento en su reflectancia que continúa hacia su nivel de saturación. El segundo crecimiento en la reflectancia de la rejilla es asociado en la literatura con la fotosensibilidad tipo IIA (Xie *et al.*, 1993).

Las rejillas IIA se han observado en fibras con núcleo pequeño dopadas altamente

con Ge (Patrick and Gilbert, 1993), B/Ge, Sn-Ge (Patrick *et al.*, 1995) y codopadas con nitrógeno. Una característica que distingue a la rejilla IIA de la rejilla tipo I, es su más alta resistencia térmica (600°C a 900°C). Las rejillas IIA tienen espectros de reflexión y transmisión casi complementarios por pérdidas de luz causadas por esparcimiento en el área de la rejilla. El esparcimiento de luz en el área de la rejilla es una característica de las rejillas tipo IIA.

Además, durante el crecimiento de la rejilla IIA, la longitud de onda de Bragg pueden presentar corrimientos hacia el azul, mientras que en la rejillas tipo I el desplazamiento espectral es hacia el rojo. El desplazamiento hacia el rojo corresponde a un incremento del índice de refracción efectivo promedio n_{eff} de la fibra (rejilla positiva) y el desplazamiento hacia el azul corresponde a un cambio negativo del n_{eff} . También se ha demostrado que es más fácil grabar una rejilla IIA si se aplica tensión a la fibra durante el proceso de grabado de la rejilla (Taunay *et al.*, 1997).

Varios autores han propuesto un modelo que explica el crecimiento de la rejillas tipo IIA, donde se supone que el vidrio irradiado con luz UV puede densificarse inicialmente (formando la rejilla tipo I) y si la irradiación continua puede crearse un efecto de dilatación. El efecto de dilatación está relacionado con cambios negativos del índice de refracción. Sin embargo el mecanismo de dilatación aún no es claro.

2.3.3. Tipo II

Las rejillas tipo II son llamadas rejillas dañadas debido a que pueden ser grabadas por un solo pulso de muy alta energía (1 J/cm²) usando láseres de excímero. La irradiación de la fibra con densidades altas de potencia óptica causa daños parciales en la interfaz núcleo-cubierta de la fibra óptica produciendo cambios de índice de refracción del orden $\approx 10^{-3}$ (Dong *et al.*, 1993). El hecho de que un lado del núcleo presente daños sugiere que la luz UV es fuertemente absorbida localmente produciendo un fuerte esparcimiento de luz.

Estas rejillas son altamente reflectivas y con anchos de banda muy grandes (figura 5), además se caracterizan por ser térmicamente muy estables operando a temperaturas mayores a 800°C por 24 horas sin presentar degradación

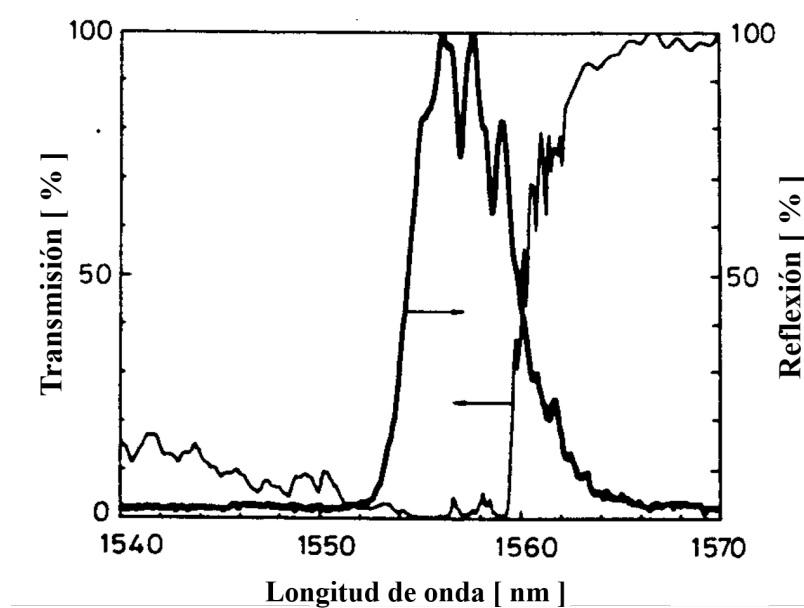


Figura 5: Espectros típicos de transmisión y reflexión de una rejilla tipo II.

2.3.4. Tipo IA

Las rejillas tipo IA fueron descubiertas en fibras hidrogenadas y codopadas con boro-germanio, después de largos periodos de irradiación con luz UV muy intensa (≈ 60 min) (Liu *et al.*, 2002). Estas rejillas presentan un corrimiento anormal en sus espectros (figura 6) y se forman después del borrado de una rejilla inicial tipo I y un desplazamiento de la longitud de onda de Bragg hacia el rojo (15 a 20 nm), que corresponde a cambios en el índice de refracción promedio del núcleo de la fibra hasta de 2×10^{-2} .

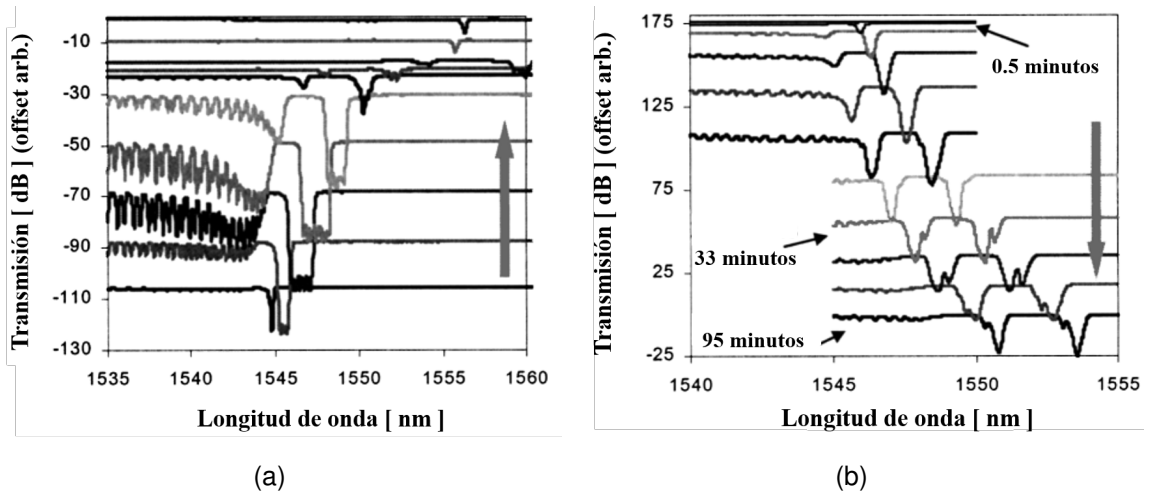


Figura 6: Espectros de transmisión de rejillas de Bragg tipo IA en fibras hidrogenadas (la flecha indica la dirección de crecimiento de la rejilla). a) Fibra codopada con B-Ge y b) Fibra estándar.

Sin embargo, la fotosensibilidad en las fibras cargadas con hidrógeno permanece mientras el hidrógeno este contenido en el vidrio, durante la difusión de hidrógeno fuera de la fibra su fotosensibilidad decrementa regresando a su valor inicial, produciendo cambios de índice de refracción y corrimientos en la longitud de onda de Bragg. Además estas rejillas presentan menor sensibilidad térmica ($< 30\%$) respecto a las rejillas tipo I.

2.3.5. Rejillas regeneradas

Recientemente se han descubierto un nuevo tipo de rejillas de Bragg llamadas rejillas regeneradas. El crecimiento de estas rejillas es a través de un proceso térmico a altas temperaturas (1000°C), después del borrado de una "rejilla semilla" formada con luz UV (Bandyopadhyay *et al.*, 2008). Se ha demostrado que estas rejillas tienen muy alta resistencia térmica, logrando resistir temperaturas de hasta 1295°C sin presentar degradación en sus espectros ópticos, e incluso la rejilla ha demostrado ser más resistente que la fibra misma (Bandyopadhyay *et al.*, 2008). Bandyopadhyay *et al.* proponen un mecanismo de cristalización como el responsable de la alta resistencia térmica de la rejilla. Los espectros de transmisión y reflexión de la rejilla son iguales a los espectros típicos de la rejilla tipo I (figura 7), además la longitud de la rejilla semilla es proporcional a la reflectividad de la rejilla regenerada.

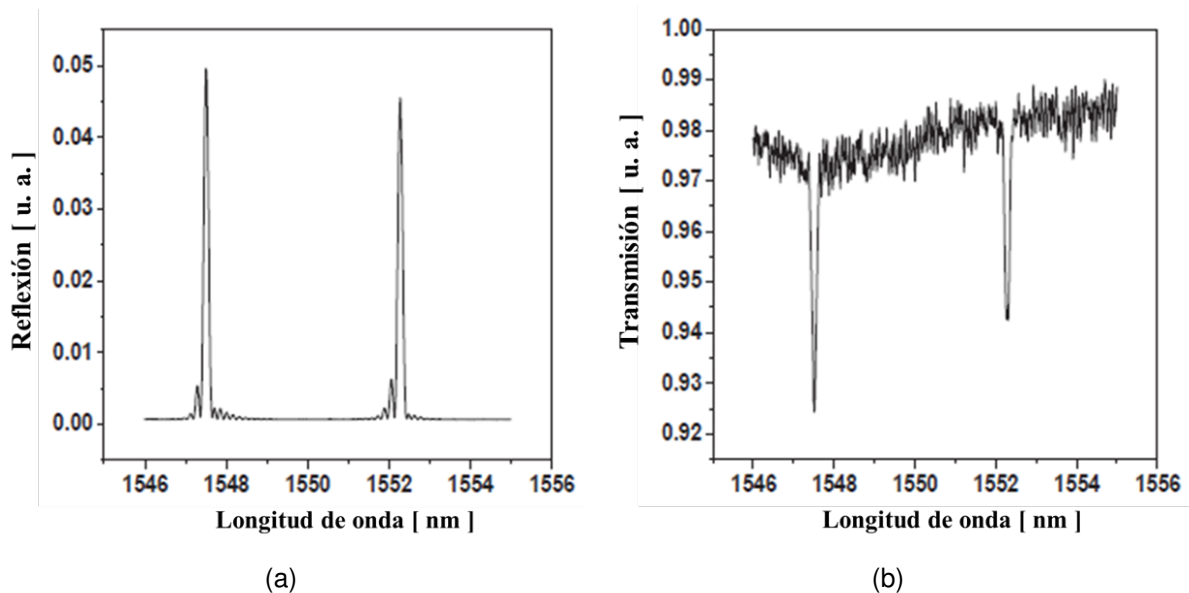


Figura 7: Espectros de rejillas de Bragg regeneradas, a) reflexión y b) transmisión.

La fotosensibilidad de las fibras ópticas depende de muchos parámetros, como son la composición de los materiales del núcleo de la fibra, las condiciones de fabricación de la fibra óptica y el grabado de la rejilla, la longitud de onda de la luz y su potencia. Debido a los múltiples parámetros que afectan el grabado de las rejillas de Bragg, a más de 35 años de su descubrimiento en 1978, los detalles de los mecanismos físicos de fotosensibilidad aún no son claros. A continuación se mencionan los mecanismos físicos más aceptados por la comunidad científica para explicar la fotosensibilidad.

2.4. Mecanismos físicos de cambio de índice de refracción fotoinducido

El origen de la fotosensibilidad en fibras ópticas ha sido ampliamente investigado y debatido desde su descubrimiento en 1978 (Hill *et al.*, 1978), sin que ninguna de las teorías propuestas hasta el momento muestre evidencia contundente sobre su naturaleza en todas las etapas de crecimiento de rejillas de Bragg. Algunos de los mecanismos físicos propuestos son efecto Kerr, relajación de esfuerzos, centros de color, compactación y dilatación. Hasta el momento, la formación de centros de color y la densificación son ampliamente aceptados para explicar la etapa inicial de fotosensibilidad tipo I en fibras ópticas de germanosilicato. Estos dos mecanismos físicos están basados en la modificación de los defectos presentes en el material y cambios en la estructura vítrea, debido a irradiación ultravioleta o por absorción multifotónica de pulsos ultracortos potentes de luz IR (Infrarroja). A continuación se menciona una explicación detallada de los defectos en vidrios de germanosilicato.

2.4.1. Defectos en fibras de germanosilicato

Los defectos estructurales son causados durante el proceso de fabricación de la fibra óptica y también debido a la presencia de dopantes. Uno de los métodos más usados para fabricar fibras de germanosilicato es el método MCVD (por sus siglas en inglés: Modified Chemical Vapour Deposition). En este proceso suceden reacciones químicas entre el silicio y germanio con el oxígeno, creando mezclas de dióxidos de germanio-silicio. Además, durante el proceso de estiramiento de la preforma, algunos enlaces se rompen, formando un material altamente inhomogéneo que contiene defectos estructurales como vacancias, cadenas incorrectas y átomos de impurezas o dopantes (Potter Jr and Simmons-Potter,

2000). Se ha demostrado que los defectos más importantes en fibras de germanosilicato son los llamados centros de germanio deficientes de oxígeno GODCs (GODCs por sus siglas en inglés Germanium Oxygen Deficiency Centers), los cuales pueden ser transformados por irradiación con fotones de alta energía, como luz UV o rayos X. Estos defectos GODCs tienen una fuerte banda de absorción centrada a la longitud de onda de 240 nm. Actualmente, es bien conocido que los defectos llamados Ge(1), Ge(2) y GeE' están relacionados con la transformación de los defectos GODCs debido a irradiación ultravioleta. Propiedades tales como su estructura atómica, resistencia térmica y bandas de absorción ópticas siguen siendo objeto de estudio debido a que algunos de estos defectos son diamagnéticos e invisibles a estudios de resonancia paramagnética.

En 1974 Friebele *et al* (Friebele *et al.*, 1974), realizaron mediciones de resonancia paramagnética en muestras de fibra óptica de germanosilicato irradiadas con rayos gama. Sus resultados mostraron cuatro componentes espectrales inducidos por irradiación, a los que llamaron centros Ge(0), Ge(1), Ge(2) y Ge(3). Inicialmente, se pensó que estos centros eran una variante del centro GeE' (Weeks and Purcell, 1965) y posteriormente en 1985 Kawazoe (Kawazoe, 1985) demostró que los centros Ge(1) y Ge(2) debían ser centros de germanio con un electrón atrapado. Actualmente se ha demostrado que los centros Ge(0) y Ge(3) son una variante del centro GeE' y su nomenclatura ha sido desechada. El centro Ge(1) es un electrón atrapado por un átomo de Ge y coordinado con cuatro átomos vecinos de O-Si, mientras que el centro Ge(2) es un electrón atrapado por un átomo de Ge coordinado con un átomo de Ge y tres átomos de Si. Las bandas de absorción inducidas a 281 y 213 nm son asociadas con los defectos Ge(1) y Ge(2) respectivamente.

Usualmente un centro E' consiste de un hueco atrapado por una vacancia de oxígeno en la estructura del vidrio. Entonces, un centro GeE' es un defecto puntual cargado positivamente que consiste de una vacancia de oxígeno ligado a un átomo de germanio (Tsai *et al.*, 1989). En 1992, H. Hosono *et al* (Hosono *et al.*, 1992), realizaron mediciones de fotoluminiscencia en vidrios de germanosilicato irradiados. Los resultados mostraron el borrado de la banda de absorción a 5.06 eV (244 nm), asociado al monovacante neutral de oxígeno (NOV, por sus siglas en inglés Neutral Oxygen Monovacancy) y su transfor-

mación en un centro GeE' debido a irradiación, con una banda de absorción a 5.16 eV (240 nm).

Los modelos físicos que se han usado para tratar de explicar la fotosensibilidad se mencionan a continuación. No obstante, el mecanismo responsable de los cambios en las bandas de absorción aun no es claro y los procesos de absorción lineal o de dos fotones se han considerado como los posibles responsables.

Modelo de Centros de Color

El modelo de centros de color sugiere cambios en las bandas de absorción ópticas de la estructura vítrea a 213, 240 y 281 nm debido a irradiación ultravioleta, que están asociados como cambios de índice de refracción en la región espectral del infrarrojo a través de la relación de Kramers-Kronig (Hand and Russell, 1990).

En 2005 Medjahdi *et al.* (Médjahdi *et al.*, 2005), realizaron mediciones de absorción óptica fotoinducida en diferentes fibras dopadas con germanio y fibras cargadas con hidrógeno. Los resultados mostraron que el defecto Ge(1) es inducido en dos diferentes fibras ópticas (figura 8(a)). Esta suposición se basó en mediciones realizadas con temperatura, donde la absorción empieza a decaer a $\approx 150^{\circ}\text{C}$ (Neustruev *et al.*, 1989) y es completamente borrada a 400°C (Anoikin *et al.*, 1992). Además, este proceso térmico indica que el defecto GeE' no es fotoinducido debido a que su resistencia térmica es mayor a 450°C (Neustruev *et al.*, 1989).

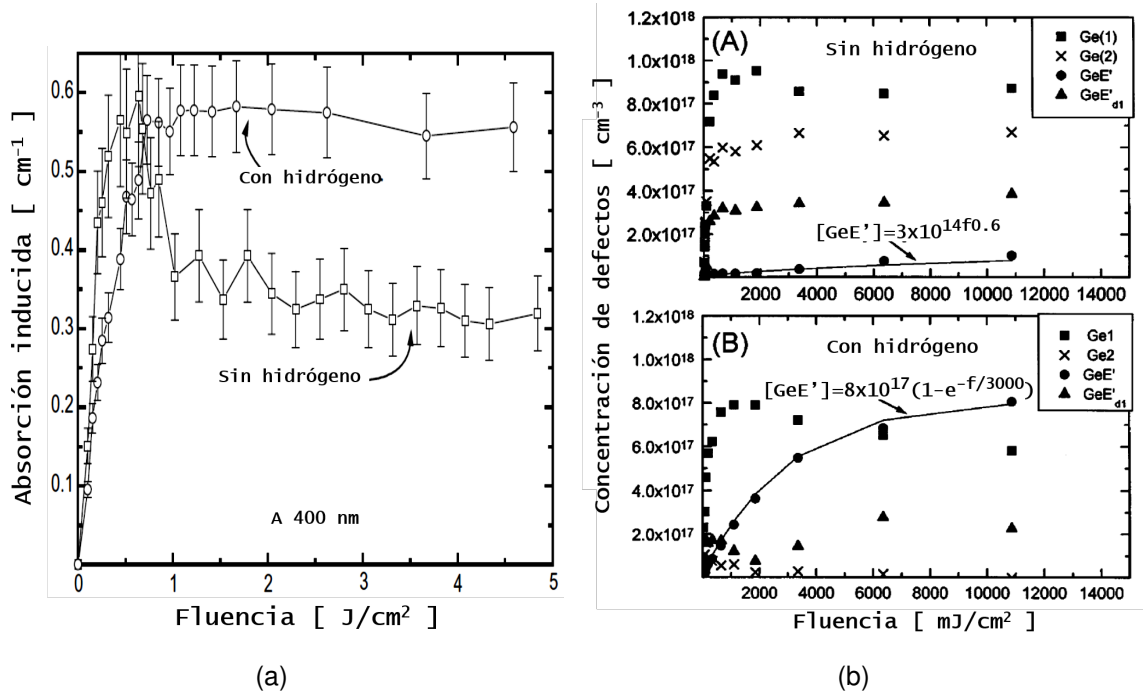


Figura 8: a) Cambios de absorción en fibras de GeO₂ (4 mol %) inducidos con un láser de Ar de onda continua. b) Concentración de centros paramagnéticos en fibras de GeO₂ inducidos con un láser pulsado de KrF.

Tsai *et al* (Tsai *et al.*, 1997) realizaron mediciones de concentración de defectos usando resonancia paramagnética, (figura 8(b)). Sus resultados mostraron una rápida saturación de la concentración de defectos paramagnéticos a fluencias menores a 1 J/cm², al igual que en los experimentos realizados por Medjahdi del 2005 (figura 8(a), rápida saturación de absorción óptica a fluencias menores a 1 J/cm²). Otro efecto importante es que la influencia de la presencia de moléculas de hidrógeno en las fibras óptica no resulta en un incremento de los centros Ge(1) y Ge(2), sino en un incremento de centros GeE'. Como se observa de la figura 8(b), los centros Ge(1) son borrados parcialmente a fluencias mayores a 6 J/cm² (fibra hidrogenada), mientras que en Médjahdi *et al.* (2005) la absorción inducida en la fibra hidrogenada es estable a fluencias mayores a 0.6 J/cm². Esta discrepancia entre los resultados, se atribuyó a la diferencia en la sensibilización con hidrógeno. Por otra parte, Medjahdi *et al*, propusieron dos mecanismos sucesivos en la fibra sin hidrógeno, donde los centros Ge(1) son inducidos primero y posteriormente los centros Ge(1) son convertidos de alguna manera en especies no absorbentes produciendo un borrado parcial de la absorción inducida por Ge(1).

Recientemente Violakis *et al* (Violakis and Limberger, 2014), realizaron mediciones de la estabilidad térmica en rejillas de Bragg grabadas en fibra estándar de telecomunicaciones. Ellos encontraron que en fibras SMF-28 (fibras de bajo contenido de germanio) se pueden identificar cuatro diferentes especies de rejillas de Bragg tipo I. Sin embargo, estas rejillas tienen diferentes propiedades térmicas y diferente contribución en la rejilla final. El grabado de las rejillas se realizó con dos diferentes láseres UV, un láser excímero pulsado con longitud de onda de 193 nm y un láser de onda continua con longitud de onda de 244 nm. Las rejillas fueron grabadas con potencias y dosis muy altas de luz UV (fluencia acumulada mayor a 5 kJ/cm²).

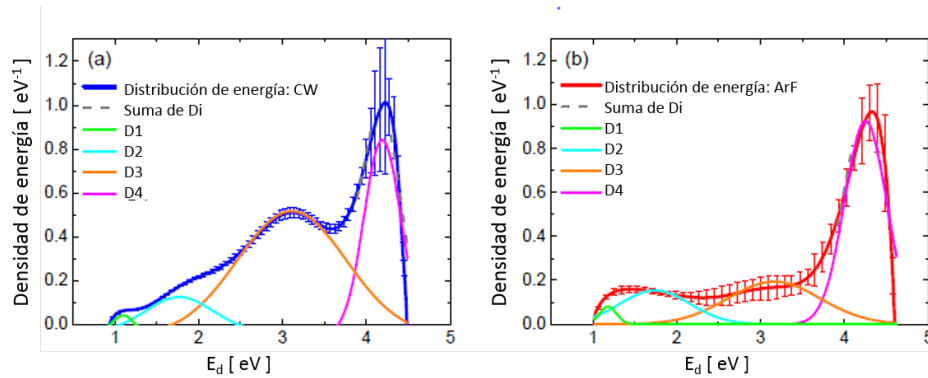


Figura 9: Descomposición gaussiana del espectro de energía total de rejillas de Bragg grabadas en fibra SMF-28 con un láser de a) onda continua y b) pulsado. D1-D4: Distribuciones gaussianas y Suma de distribuciones Di y distribución de energía obtenida por diferenciación de la curva principal.

Los resultados de estudios de resistencia térmica indicaron que la contribución de centros de color es aproximadamente del 1 % del cambio total del índice de refracción. El cambio principal en el índice de refracción fue atribuido al mecanismo de densificación (Violakis and Limberger, 2014). Sin embargo, los pesos de diferentes mecanismos pueden variar en el proceso de irradiación. En este caso, las conclusiones de Violakis y Limberger son hechas para rejillas muy fuertes grabadas con fluencias muy altas (figura 9).

Los cambios de absorción fotoinducidos se pueden revertir por completo a temperaturas de 900°C por 60 minutos y duplicarse por exposición a la misma intensidad y duración. Esta reversibilidad térmica valida el modelo de centros de color y no puede ser explicado a través del modelo de relajación de esfuerzos. Hosono *et al* (Hosono *et al.*, 1996), encontraron una relación entre la banda de absorción a 6.4 eV y los centros GeE'

y sus resultados son compatibles con la teoría de Kramers-Kronig. Sin embargo, existe una amplia variedad de fibras ópticas y el crecimiento de rejillas no puede explicarse satisfactoriamente solamente con el modelo de centros de color.

2.4.2. Modelo de Compactación / Densificación

Se ha demostrado que durante el crecimiento de la rejilla tipo I se crean tensiones en el núcleo de la fibra óptica debido a que el núcleo de la fibra óptica se encuentra siempre bajo tensión (el coeficiente de expansión térmica en el núcleo de la fibra es mas grande que el de la cubierta)(Fonjallaz *et al.*, 1995).

El modelo de densificación (ó compactación) es ampliamente aceptado por la comunidad científica como un mecanismo importante del crecimiento de rejillas de Bragg. Diferentes estudios de densificación se han realizado usando microscopía electrónica, microscopía óptica en guías de onda planas, microscopía Raman, métodos de microscopía de polarización y efectos electro-ópticos (JLW, 1997).

Una prueba directa no cuantitativa de densificación fotoinducida en el núcleo de una fibra de germanosilicato (crecimiento de una rejilla de Bragg), se encontró usando Microscopía Electrónica de Transmisión (TEM, por sus siglas en inglés Transmission Electron Microscopy). Douay *et al* (Douay *et al.*, 1997), realizaron estudios de densificación en fibras ópticas hidrogenadas, sin hidrogenar y vidrios de sílice. Ellos encontraron que el cambio de índice de refracción puede ser revertido térmicamente en fibras de germanosilicato y aluminosilicato sin hidrogenar, excepto en fibras altamente dopadas de Ge. Sin embargo, la densificación no incrementa en fibras hidrogenadas a pesar de su mejora en fotosensibilidad.

Recientemente fue reportado que el mecanismo de compactación es el principal responsable del cambio de índice de refracción fotoinducido en fibras estándar SMF-28 irradiadas con luz UV muy intensa, resultando en un incremento significativo de tensión en el núcleo de la fibra. Mientras que en la fibra SMF-28 fotosensibilizada con hidrógeno e irradiada con luz UV muy intensa no se reportaron cambios de tensión en el núcleo de la fibra y por esta razón se puede concluir que el cambio de índice de refracción fotoinduido es debido a formación de centros de color o reacciones fotoquímicas (Violakis *et al.*,

2012).

2.4.3. Modelo de Dilatación

El modelo de dilatación fue propuesto por Canning *et al* (Canning and Åslund, 1999), para explicar el crecimiento de la rejilla tipo IIA. Durante la irradiación UV se forma un patrón que alterna zonas brillantes y oscuras en el núcleo de la fibra óptica que dan pie al crecimiento de la rejilla de Bragg. Debido a la irradiación las cadenas incorrectas se rompen y los electrones liberados pueden ser re-atrapados en otros sitios formando una estructura más compacta del vidrio. Entonces se forman tensiones entre el vidrio compactado y la superficie fría que lo rodea, es decir las zonas oscuras y cubierta, creando un alto nivel de tensión. Finalmente si la irradiación continúa, la estructura vítrea sufre una relajación inelástica de esfuerzos que dan origen a un efecto de dilatación de la estructura del vidrio en la región iluminada (franjas brillantes). Este efecto de densificación y dilatación son el principal origen de la rejilla tipo IIA. En 2005, Kukushkin *et al* (Kukushkin, 2005), desarrollaron una teoría de nucleación y evolución de poros en sólidos frágiles. Esta teoría predice la existencia de un nivel umbral sobre el cual hay una alta probabilidad de nucleación de poros. La formación de poros depende de la distribución de esfuerzos dentro de la fibra y si los poros tienen un radio mayor que el radio crítico (radio crítico $R_{cr} \approx 3$ nm (Kukushkin *et al.*, 2007)) llegan a ser estables e incluso pueden juntarse y formar una microfractura. Debido a que en la interfaz núcleo-cubierta el esfuerzo se incrementa, entonces hay mayor probabilidad de formación de poros en esta zona de la fibra óptica. A continuación se mencionan los parámetros mas importantes en la teoría de nucleación de poros.

2.4.4. Nucleación de poros en rejillas tipo IIA

El crecimiento de las rejillas de Bragg tipo IIA es bastante complejo y su naturaleza sigue en constante debate. La hipótesis principal de rejillas IIA es que en la etapa inicial de crecimiento se forma un rejilla fuerte tipo I por cambios estructurales del material y densificación del vidrio en el núcleo de la fibra, que resulta en un incremento de tensión mecánica en las franjas irradiadas de la rejilla (Canning and Åslund, 1999). Al incrementarse la tensión mecánica hasta un nivel umbral (que depende de la temperatura

y composición del vidrio) empieza un efecto de nucleación de poros en las franjas irradiadas. Los poros son un resultado de la densificación del material irradiado con luz UV muy intensa, además del efecto favorecedor de la temperatura en la nucleación de poros. Después de llegar al nivel umbral cada pulso de luz absorbida por el material resulta en cambios estructurales inelásticos y crecimiento de poros que toman la energía elástica excesiva que se acumulo en el vidrio compactado. Hay diferentes hipótesis sobre la etapa inicial de formación y propagación de fracturas en materiales sólidos frágiles tales como vidrios. Algunas hipótesis dicen que los vidrios se rompen en manera "brittle fracture" (fractura de enlaces inter-atómicos en el punto de inicio de una fractura donde hay mayor concentración de tensión mecánica) (Guin and Wiederhorn, 2004). Otras hipótesis predicen "ductile fracture" (cuando una fractura se propaga por medio de nucleación, crecimiento y coalescencia de cavidades de daños (nanoporos) enfrente de la punta de la fisura) (Célarié *et al.*, 2003), (Kukushkin, 2005). A continuación se mencionan los principales parámetros de la teoría de nucleación de poros que se emplearan para explicar el mecanismo de crecimiento de rejillas de Bragg tipo IIA.

Durante la irradiación de luz UV en la fibra óptica, un cambio de temperatura es esperado debido al efecto de absorción de luz. Cuando el contraste de las franjas de interferencia de luz UV es alto y un láser pulsado es usado como fuente de irradiación, la temperatura en el centro de las franjas brillantes puede ser el doble del valor promedio. Sin embargo, debido al pequeño periodo de franjas ($0.5 \mu\text{m}$) la temperatura a lo largo de la fibra decrementa rápidamente tomando un valor promedio a lo largo de la rejilla de aproximadamente $\tau \approx 10^{-7}$ s. En fibras fotosensibles irradiadas con pulsos UV de 500 mJ/cm^2 y 20 nanosegundos de duración, la temperatura en las franjas brillantes puede sobrepasar los 500°C (Kukushkin *et al.*, 2006).

Además del efecto de temperatura, también hay esfuerzos fotoinducidos en el núcleo de la fibra óptica durante el grabado de las rejillas. Se sabe que la velocidad de la propagación de las deformaciones en un material solido esta determinado por la velocidad del sonido en el material. El tiempo que tarda una onda acústica en atravesar el núcleo de una fibra óptica es $t \approx 10^{-8}$ s, y el tiempo de disipación de calor es de $\tau \approx 10^{-5}$ s. Es bien sabido que existen esfuerzos internos en el núcleo de la fibra debido a la diferencia entre

los coeficientes de expansión térmica del núcleo y cubierta; y el nivel de tensión depende de la composición de la fibra, alcanzando su valor máximo en la interfaz núcleo-cubierta de la fibra. Los esfuerzos termo y fotoinducidos pueden acercarse y sobrepasar un límite de deformación elástica de la fibra. Como resultado, en el volumen más compactado, los esfuerzos son mas altos y la energía elástica acumulada puede relajarse formando poros.

Una teoría de transición de fase de primer orden puede usarse para analizar la formación de poros derivados de defectos tipo vacancias dentro de la estructura del vidrio. De acuerdo con esta teoría, los poros con un radio mayor que el radio critico R_{cr} pueden ser estables e incluso crecer. El radio critico se puede expresar mediante la siguiente expresión:

$$R_{cr} = \frac{2\gamma}{\sigma}, \quad (5)$$

donde γ es la tensión superficial de la interfaz poro-vidrio, y σ es la componente normal del tensor de esfuerzos en el vidrio antes de la nucleación de poros. En nuestro caso, a base de vidrio, el material de la fibra óptica es germanosilicato con alta concentración de germanio. En las fibras ópticas, el radio crítico estimado de los poros es $R_{cr} \approx 3 \times 10^{-9} \text{m}$. Bajo intensa irradiación de luz láser, la concentración de poros puede incrementarse significativamente hasta formar una microfractura en la fibra óptica. La ecuación (6) representa la tasa de nucleación de poros I_0 :

$$I_0 = \frac{2\gamma^{1/2}\beta_0\sqrt{\delta}}{\sqrt{k_B T}} \exp\left(-\frac{16}{3} \frac{\pi\gamma^3\delta}{k_B T\sigma^2}\right), \quad (6)$$

donde β_0 es un coeficiente cinético que representa el flujo de equilibrio de las vacancias unidas y emitidas fuera del poro, δ es un coeficiente que representa el cambio de energía del poro durante el proceso de nucleación, con valores entre 10^{-1} y 10^{-2} , k_B es la constante de Boltzman y T es la temperatura. Como se puede observar de la ecuación (6), el proceso de nucleación de poros depende muy fuertemente del nivel de esfuerzos en la fibra óptica. Cuando los esfuerzos se aproximan al nivel umbral, la tasa de nucleación crece muy rápidamente y la rejilla tipo IIA (e incluso también la rejilla tipo II) puede formarse con un solo pulso. Por otra parte, bajo el nivel umbral de esfuerzos la probabilidad de nucleación de poros es prácticamente cero. En la figura 10 se muestra una gráfica de la relación entre la tasa de nucleación de poros contra la tensión y temperatura de la fibra

óptica.

La nucleación de poros es un proceso que depende también de la temperatura debido a la intensa irradiación que sufre la fibra durante el grabado de la rejilla (ecuación (6)). Aunque el tiempo de disipación de calor de los pulsos es muy rápido ($t \approx 10^{-5}$ s), la temperatura contribuye significativamente en el crecimiento de poros. Una consideración muy importante es que la nucleación de poros es formada principalmente en la interfaz núcleo-cubierta de la fibra óptica y su formación en el vidrio puede incrementar el volumen del material y reducir su densidad, y a su vez, el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra óptica.

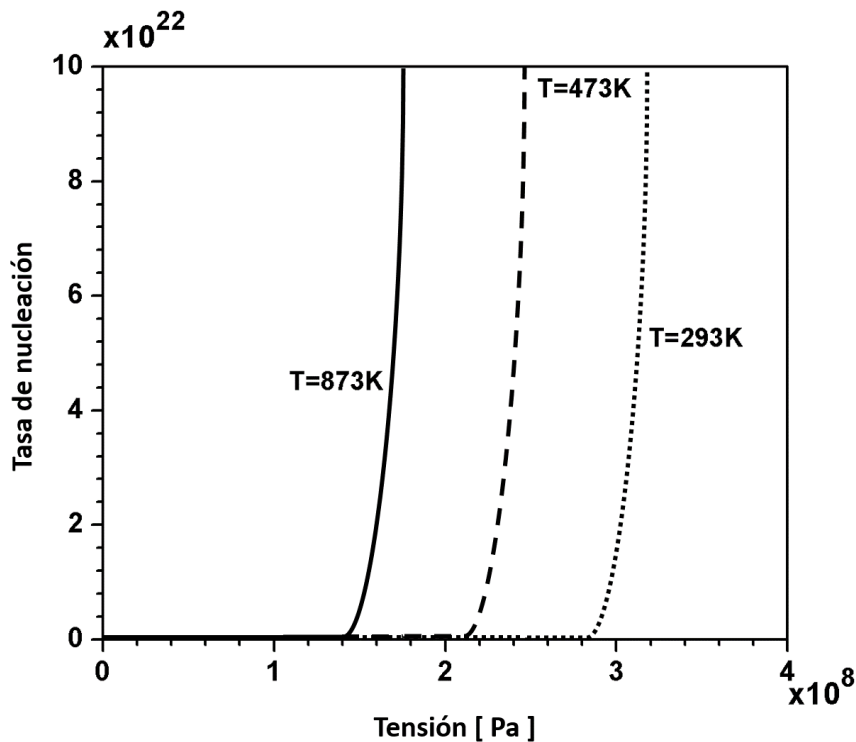


Figura 10: Relación entre la tasa de nucleación de poros contra la tensión y temperatura de la fibra óptica.

Estudios de nucleación de poros en fibras ópticas bajo tensiones cercanas al nivel umbral se han realizado usando microscopia de fuerza atómica (AFM, por sus siglas en inglés; Atomic Force Microscopy), microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés: Scanning Electronic Microscopy) y transmisión (TEM, por sus siglas en inglés: Transmission Electronic Microscopy). Sin embargo, en la técnica SEM es necesario

emplear alto vacío y una película delgada de metal durante las mediciones y en la técnica TEM es necesario cubrir la muestra con una película conductora. En este trabajo se empleó microscopía de fuerza atómica debido a la facilidad de medición y la resolución de medición del orden de nanómetros. A continuación se presentan algunos detalles de la microscopía de fuerza atómica.

2.4.4.1. Principio de funcionamiento del AFM

La parte principal de un microscopio de fuerza atómica es su sensor de fuerza, que consiste de una punta o cantilever.

Las fuerzas atómicas (Fuerza de Van der Waals) aplicadas a la punta del cantilever pueden deformarlo durante las mediciones de superficie. Para monitorizar el estado del cantilever se realiza un barrido con una resolución nanométrica a lo largo de la superficie de una muestra de referencia. Existen diferentes modos de operación del AFM, que dependen del tipo de muestra a medir. Los modos de operación son: contacto, no contacto y modo intermitente.

1. Modo no-contacto. En esta técnica se excita el cantilever cerca de su frecuencia de resonancia, de modo que vibre cerca de la superficie de la muestra y a una distancia comprendida entre 10 y 100 amstrongs y que la fuerza que ejerce la punta sobre la muestra sea muy baja (10^{-12} Newtons). Esta técnica se utiliza cuando no se quiere deteriorar la superficie a medir. Además, se pueden medir diferentes gradientes de fuerza (magnética, electrostática, etc.). Sin embargo se requiere que la punta se sitúe muy cerca de la superficie y el barrido debe ser muy lento para no perder el enlace con la superficie.
2. Modo contacto. En este modo de operación la fuerza entre la punta y la muestra se mantiene constante y la fuerza de Van der Waals se equilibra con cualquier otra fuerza que intente mantener juntos a los átomos. Por tanto, cuando el cantilever empuja a la punta contra la muestra éste se flexiona, forzando a los átomos de la punta y muestra a permanecer juntos. Una de las ventajas de este modo es que se puede analizar una amplia gama de muestras; se pueden realizar medidas de

elasticidad, medidas in situ en una celda líquida o en la celda electroquímica y las resoluciones verticales y horizontales son muy elevadas. Sin embargo, dado que la punta está en contacto con la superficie, la punta se puede romper más fácilmente o la muestra puede dañarse.

3. Modo intermitente. En este modo la punta está en contacto intermitente con la superficie a la vez que la barre. Esta técnica evita las fuerzas laterales y de fricción que ocurren en el AFM. Además, las medidas son muy estables y se tiene alta resolución, aunque no se pueden hacer mediciones en medios líquidos y no se llega a la resolución atómica.

En base a estas características, el modo de medición de no-contacto es el más apropiado para realizar mediciones de superficie de fibra óptica clivada debido a la fragilidad de la fibra óptica.

Capítulo 3. Técnicas de medición de fotosensibilidad

3.1. Introducción

La fotosensibilidad en fibras ópticas se ha investigado usando diferentes métodos de medición, tanto cuantitativos como cualitativos. En este capítulo se presenta un breve resumen de diferentes métodos de medición de fotosensibilidad, así como un análisis más extenso de las técnicas de medición de fotosensibilidad empleadas en este trabajo que son, sistema de dos interferómetros acoplados de tipo Fabry-Perot y reflectometría óptica coherente en el dominio de frecuencia (COFDR, por sus siglas en inglés: Coherent Optical Frequency Domain Reflectometry). Además de las técnicas cuantitativas, se empleó un método de medición cualitativo basado en la medición de la superficie de la fibra clivada en el área donde esta ubicada la rejilla tipo IIA, usando un microscopio de fuerza atómica para verificar la teoría de nucleación de poros en rejillas tipo IIA. Un resumen de las principales características de la microscopía de fuerza atómica se presenta también en este capítulo.

3.2. Métodos de medición de fotosensibilidad

A lo largo de los años se han realizado mejoras en el proceso de fabricación de las fibras ópticas, así como en su fotosensibilización. Sin embargo, en muchas aplicaciones de rejillas de Bragg, como en sensores distribuidos, se requieren fibras no fotosensibles con pérdidas muy bajas para fabricar rejillas de muy baja reflectancia ($\ll 1\%$) donde los cambios de índice refractivo fotoinducidos pueden ser del orden de 10^{-6} . Para detectar estos pequeños cambios de índice de refracción se requieren técnicas de medición con alta sensibilidad. Algunos de los métodos de medición de cambios de índice de refracción inducidos en vidrios por la influencia de luz incluyen la técnica z-scan, elipsometría y métodos interferométricos.

El método de medición mejor conocido por la comunidad científica consiste en monitorizar los espectros de reflexión de la rejilla de Bragg con perfil uniforme durante su crecimiento. Mediante las ecuaciones de la teoría de modos acoplados (Yariv, 1973; Lam and Garside, 1981), se puede encontrar la solución analítica para la reflectancia de una

rejilla uniforme y el cambio de índice de refracción fotoinducido puede ser cuantificado. Sin embargo esta técnica requiere que el patrón de irradiación sea uniforme y con periodo constante. Además, este método funciona muy bien para rejillas de alta reflectancia. Sin embargo, cuando la reflectancia de una rejilla de baja amplitud es muy pequeña, la razón señal/ruido no es muy alta, resultando en incertidumbres grandes en la medición de cambios de índice de refracción inducidos en etapas iniciales de irradiación e impidiendo cuantificar cambios de índice de refracción menores a 10^{-6} .

Cuando se requieren métodos más exactos y sensibles para medir fotosensibilidad, se emplean diferentes configuraciones interferométricas como los interferómetros de Michelson, Modal, Mach-Zehnder, Fabry-Perot y reflectometría óptica coherente en el dominio de frecuencia (COFDR). Las mediciones interferométricas de cambio de índice de refracción fotoinducido se obtienen de la diferencia de fase de la interferencia de dos o más ondas que viajan por diferentes caminos ópticos. Esta diferencia de camino óptico ocurre cuando uno de los brazos del interferómetro es afectado por algún agente externo. A continuación se presenta una explicación de los diferentes métodos de medición interferométricos.

3.2.1. Interferómetro Michelson

Usando este interferómetro se han realizado mediciones de cambios de índice refractivo fotoinducidos en preformas y fibras ópticas con diferentes niveles de contenido de germanio. Cambios de índice de refracción fotoinducidos del orden de $\approx 10^{-4}$ han sido cuantificados mediante esta técnica interferométrica (Mizunami *et al.*, 1996). Sin embargo, este tipo de interferómetros, en los que hay dos brazos largos de fibra óptica separados, es térmicamente inestable y, por lo tanto, es difícil cuantificar cambios de índice de refracción en la etapa inicial de crecimiento de rejillas de Bragg ($\Delta n < 10^{-6}$).

3.2.2. Interferómetro Modal

El interferómetro modal fue desarrollado para incrementar la estabilidad de un interferómetro común con brazos separados, figura 11 (Canning and Carter, 1997). El arreglo experimental consta de un tramo pequeño de fibra (muestra a medir) empalmado o acoplado con otro enlace de fibra óptica. Cuando la potencia del modo LP_{01} de la fibra de

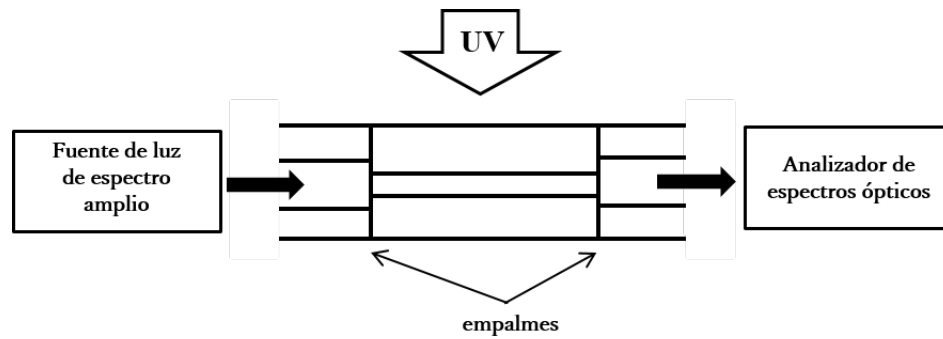


Figura 11: Arreglo experimental de un interferómetro modal.

entrada es acoplada a los modos LP_{01} y LP_{11} de la fibra de prueba, hay una diferencia de fase debido al primer empalme y, si la potencia del modo LP_{11} es acoplada nuevamente al modo LP_{01} de la fibra de salida, entonces se produce un efecto de interferencia a la salida de la fibra óptica debido al segundo empalme. Canning *et al*, demostraron que el interferómetro es capaz de medir cambios de índice de refracción del orden de 10^{-6} . Sin embargo, este interferómetro está limitado por el tamaño de la fibra de prueba, además de su difícil fabricación.

3.2.3. Interferómetro Mach-Zehnder

Este interferómetro es fabricado con un par de rejillas idénticas de periodo largo grabadas en serie dentro del núcleo de una fibra óptica, separadas por una distancia de hasta de 10 cm, como se muestra en la figura 12 (Dianov *et al.*, 1996). La rejilla LPFG₁

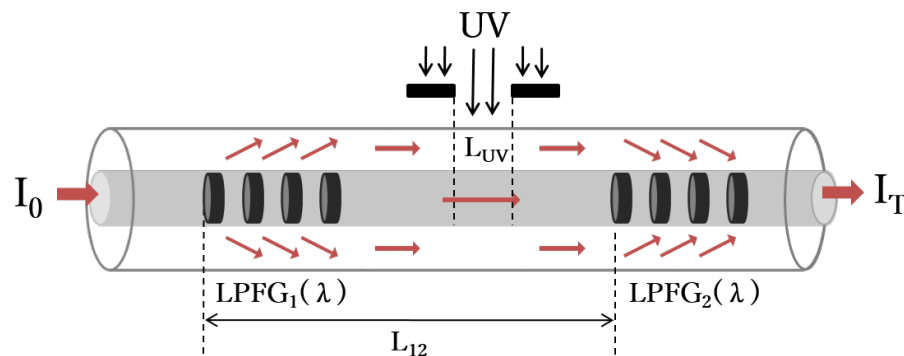


Figura 12: Interferómetro Mach-Zehnder. I_0 es la potencia acoplada a la entrada de la fibra óptica e I_T es la potencia transmitida por el interferómetro.

acopla una porción de la luz de entrada que se propaga en el modo fundamental del núcleo a los modos de cubierta, entonces la luz viaja por el núcleo y cubierta hasta que

la rejilla LPFG₂ vuelve a acoplar la luz de modos de cubierta al modo fundamental del núcleo. Debido a la diferencia de índice de refracción efectivo del núcleo y cubierta, la luz acoplada dentro del núcleo por la LPFG₂ sufre un corrimiento de fase $\Delta\phi$ respecto a la luz propagada por el núcleo, originando un patrón de interferencia con el perfil espectral las rejillas de periodo largo. Cuando un cambio de índice de refracción es fotoinducido por luz UV en el núcleo de la fibra entre las rejillas, se produce un cambio de fase del patrón de interferencia que resulta en un corrimiento de las franjas interferométricas. Este cambio de fase es proporcional al cambio de índice de refracción fotoinducido.

Una desventaja con este método de medición es que el cambio de índice de refracción medido es la diferencia entre los índices efectivos del núcleo y cubierta. No obstante, este interferómetro es térmicamente más estable que los interferómetros convencionales, debido a que los brazos del interferómetro se encuentran en la misma fibra de prueba y su sensibilidad en términos de índice de refracción es del orden de 10^{-6} .

3.2.4. Interferómetro Fabry-Perot

Esta técnica de medición de fotosensibilidad permite cuantificar cambios de índice de refracción efectivo para el modo fundamental del núcleo debido a que se utilizan rejillas de Bragg para fabricar la cavidad interferométrica de medición.

En 2002 Swart *et al* (Swart *et al.*, 2002), desarrollaron una técnica de medición altamente sensible basada en tres cavidades interferométricas Fabry-Perot. Esta técnica demostró tener muy alta sensibilidad y repetibilidad con resolución mejor que 10^{-6} (5×10^{-7}). En este trabajo empleamos esta técnica de medición para cuantificar cambios de índice de refracción efectivo promedio en fibras ópticas con diferentes niveles de fotosensibilidad. A continuación se presenta una explicación del funcionamiento de esta técnica de medición.

3.2.4.1. Sistema de dos interferómetros acoplados de tipo Fabry-Perot

Esta técnica de medición consiste de dos interferómetros acoplados de tipo Fabry-Perot formados con tres rejillas de Bragg de igual longitud y baja reflectancia que son grabadas en el núcleo de la fibra óptica (figura 14). Las rejillas denotadas $R_1(\lambda)$, $R_2(\lambda)$

y $R_3(\lambda)$ están separadas a distancias L_{12} y L_{23} respectivamente, formando así tres cavidades interferométricas. Si una fuente de luz de espectro amplio de intensidad $I_0(\lambda)$ es

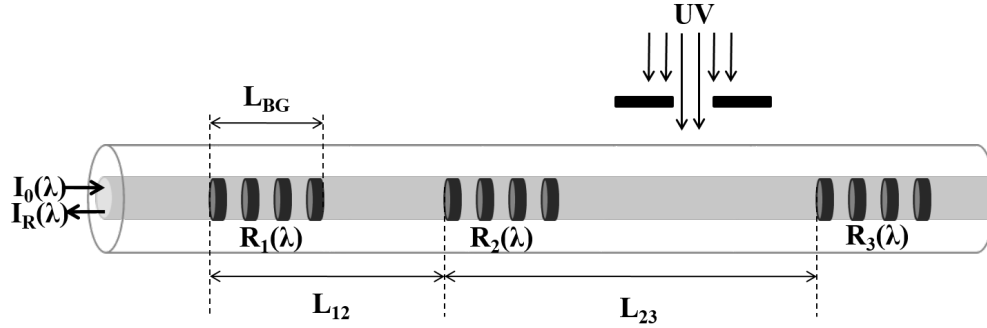


Figura 13: Sistema de dos interferómetros acoplados de tipo Fabry-Perot en fibra óptica.

acoplada dentro de la fibra óptica y la diferencia de fase entre las ondas electromagnéticas reflejadas por las tres rejillas es $\Delta\phi_{FP} = 2\beta(\lambda)L_m$ (L_m es la longitud de las cavidades interferométricas, $\beta(\lambda) = 2\pi n_0/\lambda$ es la constante de propagación y n_0 es el índice de refracción efectivo para el modo fundamental del núcleo de la fibra óptica sin irradiación UV), entonces la intensidad reflejada por el sistema interferométrico es

$$\begin{aligned}
 I_R(\lambda_{BG}) = I_0(\lambda) [& R_1(\lambda) + R_2(\lambda) + aR_3(\lambda) \\
 & + 2\sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)}\cos\left(\frac{4\pi n_0 L_{12}}{\lambda}\right) \\
 & + 2\sqrt{R_2(\lambda)aR_3(\lambda)}\cos\left(\frac{4\pi n_0 L_{23}}{\lambda}\right) \\
 & + 2\sqrt{R_1(\lambda)aR_3(\lambda)}\cos\left(\frac{4\pi n_0 L_{13}}{\lambda}\right)].
 \end{aligned} \tag{7}$$

Ahora si se induce un cambio de índice de refracción δn_{uv} en el núcleo de la fibra óptica entre la segunda y tercera rejillas con un haz de luz UV de ancho L_{uv} se produce una atenuación “ a ” de la luz reflejada por la tercera rejilla, además de un cambio de fase en el segundo y tercer interferómetro. Entonces considerando que la longitud de la cavidad L_{23} es mayor que la longitud L_{uv} , las rejillas R_2 y R_3 no son afectadas por la luz UV y la intensidad reflejada por el sistema interferométrico Fabry-Perot se presenta como

$$\begin{aligned}
I_R(\lambda_{BG}) = I_0(\lambda) [& R_1(\lambda) + R_2(\lambda) + aR_3(\lambda) \\
& + 2\sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)}\cos\left(\frac{4\pi n_0 L_{12}}{\lambda}\right) \\
& + 2\sqrt{R_2(\lambda)aR_3(\lambda)}\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}(n_0 L_{23} + \delta n_{uv} L_{uv})\right) \\
& + 2\sqrt{R_1(\lambda)aR_3(\lambda)}\cos\left(\frac{4\pi n_0 L_{13}}{\lambda}(n_0 L_{13} + \delta n_{uv} L_{uv})\right)].
\end{aligned} \tag{8}$$

En la figura 14 se muestra la simulación del espectro de reflexión de un sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot empleando la ecuación (7). Los parámetros de la simulación son: longitud de cada rejilla $l = 5$ mm, periodo $\Lambda = 525$ nm y longitud de cavidades $L_{12} = 20$ mm y $L_{23} = 35$ mm.

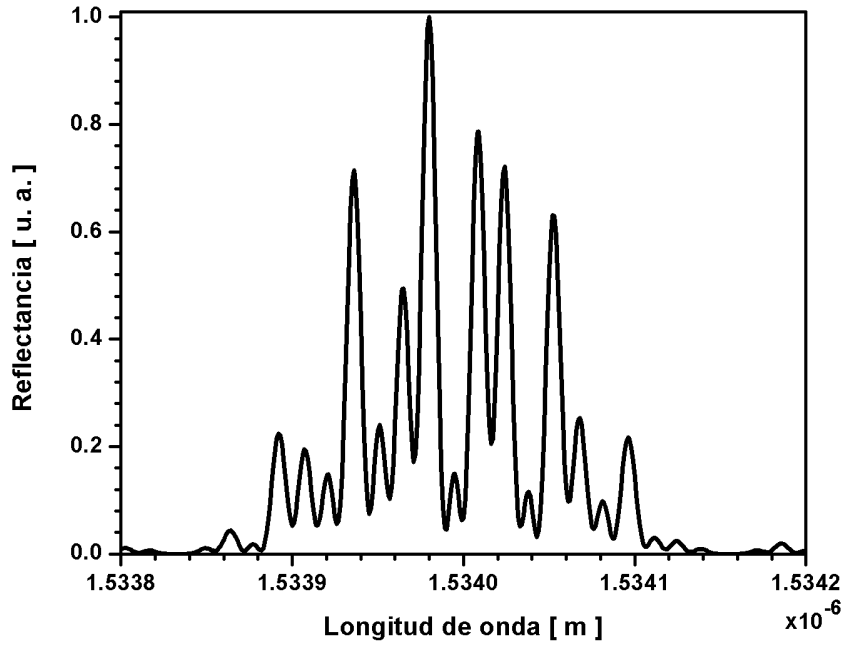


Figura 14: Espectro de reflectancia de un sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot

La resolución espectral necesaria para grabar los espectros de reflexión, $\delta\lambda$, está determinada por la distancia entre la primera y tercera rejillas, L_{13} y puede hallarse mediante

la siguiente expresión:

$$\delta\lambda \leq \frac{\lambda^2}{2L_{13}} \quad (9)$$

Por tanto, con los parámetros empleados en la simulación mostrada en la figura 14, la resolución espectral que se requiere del equipo es $\delta\lambda \leq 0.02$ nm.

3.2.4.2. Procesamiento de señales del sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot

En el dominio de frecuencia es posible separar las señales de los tres interferómetros a través de la transformada de Fourier $I(\nu)$ del espectro de reflexión del sistema interferométrico $I_R(\lambda_{BG})$

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I_R(\lambda_{BG}) \exp(-i + 2\pi\lambda\nu) d\lambda. \quad (10)$$

Entonces, en el dominio de frecuencia, las cavidades Fabry-Perot producen picos de forma triangular (cuando el periodo de modulación de las rejillas es uniforme y con perfil de modulación de índice de refracción rectangular) que se encuentran localizados a frecuencias espaciales $\nu_m \approx 4n_0 L_{mn} / \lambda_B^2$ (figura 15), donde L_{mn} es la longitud del interferómetro y el ancho de los picos está relacionado con la longitud de la rejilla mediante la expresión $\Delta\nu_m = 4n_0 L_{FBG} / \lambda_B^2$ (Miridonov *et al.*, 2001). Además, $L_{mn} \ll L_{FBG}$ para evitar el traslape de los picos.

La fase de los espectros de reflexión de la cavidad interferométrica puede hallarse mediante la parte real e imaginaria de la transformada de Fourier (ecuación (11)).

$$\Phi(\nu) = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}I(\nu)}{\text{Re}I(\nu)} \right). \quad (11)$$

Entonces mediante la diferencia de fases de un espectro medido antes y después de la irradiación, se obtiene el cambio de fase inducido por luz UV.

$$\Phi_{uv} = \Phi_x - \Phi_0 = \frac{4\pi}{\lambda} (\delta n_{uv} L_{uv}). \quad (12)$$

Por tanto, de la ecuación (12) se puede obtener el cambio de índice fotoinducido a través

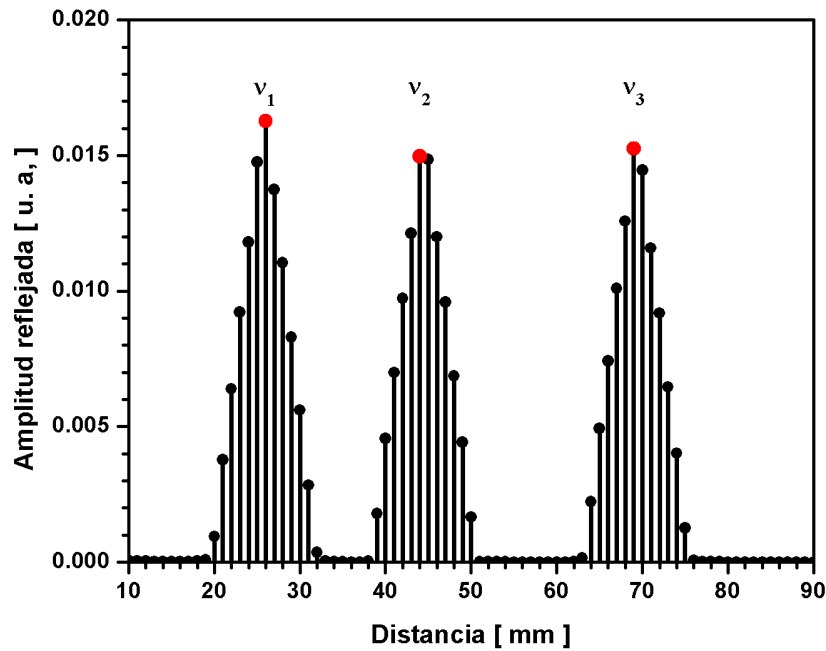


Figura 15: Transformada de Fourier del espectro de reflectancia de un sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot

de la siguiente expresión:

$$\delta n_{uv} = \frac{(\Phi_x - \Phi_0)}{4\pi L_{uv}} \lambda. \quad (13)$$

Debido a que la fase de la cavidad L_{23} proporciona información sobre los cambios inducidos de índice de refracción y la fase de la cavidad L_{12} actúa como compensador de temperatura e inestabilidades, es posible mediante la diferencia de fases de estas cavidades obtener cambios de fase debidos únicamente a irradiación UV (ecuación (12)) y por consiguiente cuantificar cambios de índice de refracción inducidos empleando la ecuación (13). En la figura 16 se muestra una simulación del espectro de reflexión del sistema de tres interferómetros con y sin perturbación por irradiación UV en la cavidad L_{23} del sistema interferométrico, para el caso donde hay un cambio de índice de refracción muy grande. Se puede observar que el espectro de reflexión del sistema interferométrico sufre un corrimiento en longitud de onda debido a la irradiación UV en una de sus cavidades.

Hasta el momento se han explicado diferentes técnicas interferométricas que permiten medir cambios de índice de refracción efectivo promedio, ahora se va a mostrar otra técnica de medición interferométrica para medir el perfil de amplitud de modulación del

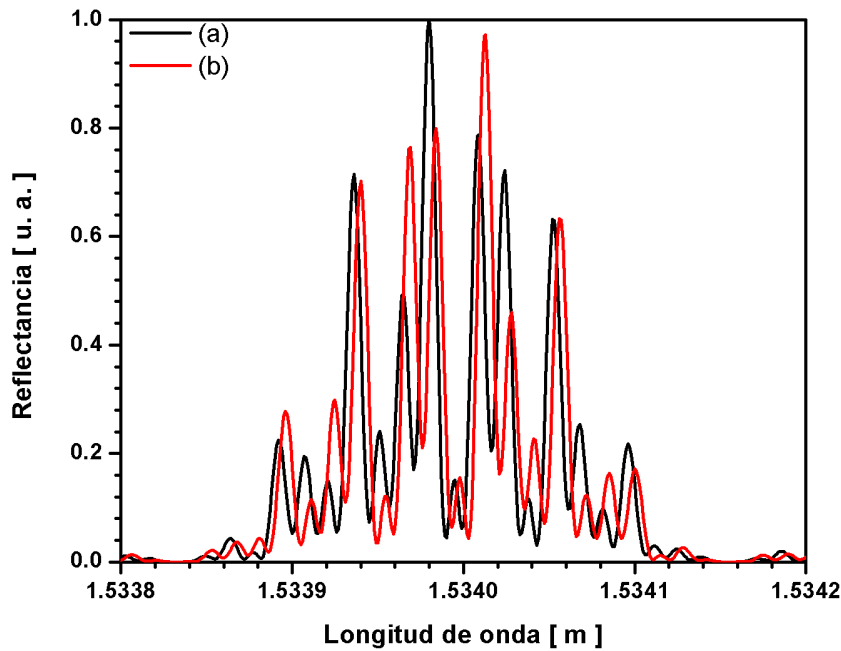


Figura 16: Simulación del espectro de reflexión del sistema de dos interferómetros Fabry-Perot. a) Espectro de referencia ($L_{uv} = 0$ y $\delta n_{uv} = 0$) y b) Espectro irradiado ($L_{uv} = 2\text{mm}$ y $\delta n_{uv} = 1 \times 10^{-4}$).

índice de refracción a lo largo de la fibra óptica.

3.2.5. Reflectometría óptica coherente en el dominio de frecuencia

La reflectometría óptica en el dominio de frecuencia (Eickhoff and Ulrich, 1981), permite medir la amplitud de modulación del índice de refracción a lo largo de la rejilla de Bragg durante su crecimiento en el núcleo de la fibra óptica (Froggatt, 1996; Flockhart *et al.*, 2007). En este trabajo empleamos esta técnica de medición para caracterizar el crecimiento de rejillas de Bragg en diferentes fibras ópticas. A continuación se presenta una explicación detallada de la técnica de medición.

Esta técnica de medición consiste de un interferómetro formado por la punta clivada de la fibra óptica y una rejilla de Bragg (rejilla de prueba). La punta clivada de la fibra óptica actúa como un espejo blanco que refleja el 4 % de la luz incidente y la rejilla de Bragg es grabada a una distancia L_i de la punta clivada, formando así una cavidad interferométrica. Para explicar el funcionamiento de esta técnica interferométrica empleamos las ecuaciones de la teoría de modos acoplados para acoplamiento contra-direccional

descrita por (Yariv, 1973). De la ecuación de onda unidimensional para el campo eléctrico $\mathbf{E}$ en un medio con variación espacial de constante dieléctrica $\epsilon_r(x)$, se tiene la siguiente expresión:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + \beta^2 \mathbf{E} = 0, \quad (14)$$

donde $\beta = 2\pi n/\lambda$ es la constante de propagación y n es el índice de refracción y podemos escribirlo en términos de la permeabilidad eléctrica como:

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\epsilon_0}}. \quad (15)$$

Suponiendo que no hay pérdidas de luz por acoplamiento a los modos de radiación, ni efectos de birrefringencia, podemos reescribir la ecuación (14) en términos de la permeabilidad, suponiendo que ésta presenta una pequeña perturbación a lo largo del eje z por la presencia de la rejilla de Bragg,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + \beta^2 \left[1 + \frac{\Delta \epsilon_r(z)}{\epsilon_0} \right] \mathbf{E} = 0. \quad (16)$$

Si restringimos la perturbación a un ancho de banda espacial con una frecuencia central alrededor de 2β , podemos describir la variación de la permeabilidad de la rejilla de Bragg a lo largo de la fibra óptica empleando una función cosenoidal con amplitud compleja $\kappa(z)$:

$$\frac{\Delta \epsilon_r(z)}{\epsilon_r} = \kappa(z) e^{i2\beta z} + \kappa^*(z) e^{-2\beta z} = |\kappa(z)| \cos(2\beta z) \quad (17)$$

y el campo eléctrico en términos de los modos de propagación (E_1) y contra-propagación (E_2) de la luz en una rejilla de Bragg en fibra óptica se puede escribir de la forma:

$$\mathbf{E} = E_1(z, \xi) e^{i(\beta+\xi)z} + E_2(z, \xi) e^{-i(\beta+\xi)z}, \quad (18)$$

donde ξ es un factor de desintonización que permite las variaciones del campo eléctrico incidente alrededor de β .

Sustituyendo las ecuaciones (17) y (18) en (16), y mediante el método descrito por

Yariv (Yariv, 1973) se tienen las expresiones:

$$\frac{\partial E_1(z, \xi)}{\partial z} = \frac{(\beta + \xi)}{2i} \kappa(z) E_2(z, \xi) \exp(-2i\xi z), \quad (19)$$

$$\frac{\partial E_2(z, \xi)}{\partial z} = -\frac{(\beta + \xi)}{2i} \kappa^*(z) E_1(z, \xi) \exp(2i\xi z). \quad (20)$$

Suponiendo que el campo eléctrico incide de izquierda a derecha en la rejilla de Bragg, entonces las condiciones limite para el campo eléctrico son:

$$E_1(-\infty, \xi) = 1, \quad (21)$$

$$E_2(\infty, \xi) = 0. \quad (22)$$

Ahora, integrando las ecuaciones (19) y (20) sobre z , con las condiciones limite (ecs. (21) y (22)):

$$E_1(z, \xi) = 1 + \frac{(\beta + \xi)}{2i} \int_{-\infty}^z \kappa(z') E_2(z', \xi) \exp(-2i\xi z') dz', \quad (23)$$

$$E_2(z, \xi) = \frac{(\beta + \xi)}{2i} \int_z^{\infty} \kappa^*(z') E_1(z', \xi) \exp(2i\xi z') dz'. \quad (24)$$

La solución analítica para estas ecuaciones solo existe en el caso de una rejilla uniforme. Sin embargo, si consideramos una rejilla débil, la propagación de la onda sufrirá perturbaciones mínimas a lo largo de z y podemos aproximar a una constante, dando como resultado:

$$E_2(z, \xi) = \frac{(\beta + \xi)}{2i} \int_z^{\infty} \kappa^*(z') \exp(2i\xi z') dz'. \quad (25)$$

Como se menciono anteriormente, esta técnica interferométrica permite medir la amplitud de la rejilla de Bragg. Para construir el sistema interferométrico, se empleó un reflector independiente de la longitud de onda, construido con la punta clivada de la fibra óptica. Entonces, introducimos un término para representar la reflexión de referencia que

suponemos esta situada en la posición z_0 . Con esto, la expresión de contra-propagación de la luz se puede escribir como:

$$E_2(z, \xi) = a \exp(2i\xi z_0) + \sqrt{1 - a^2} \frac{(\beta + \xi)}{2i} \int_z^\infty \kappa^*(z') \exp(2i\xi z') dz', \quad (26)$$

donde “ a ” es el coeficiente de reflexión de la onda de referencia reflejada. Para hallar la potencia reflejada por el sistema interferométrico, calculamos ahora la intensidad reflejada:

$$E_2(-\infty, \xi) E_2^*(-\infty, \xi) = \left[a \exp(2i\xi z_0) + \sqrt{1 - a^2} \frac{(\beta + \xi)}{2i} \int_{-\infty}^\infty \kappa^*(z') \exp(2i\xi z') dz' \right] \times \quad (27)$$

$$\left[a \exp(-2i\xi z_0) + \sqrt{1 - a^2} \frac{(\beta + \xi)}{-2i} \int_{-\infty}^\infty \kappa^*(z'') \exp(-2i\xi z'') dz'' \right].$$

Podemos ver que la expresión (26) contiene la transformada de Fourier de la función $\kappa^*(z)$. Podemos escribir la transformada de Fourier de la intensidad de la siguiente forma:

$$F\{E_2 \cdot E_2^*\} = a^2 \delta(z) \quad (28)$$

$$+ (1 - a^2) \frac{\beta^2}{8} \int_{-\infty}^\infty \kappa^*(z' + z) \kappa(z') dz'$$

$$+ a \sqrt{1 - a^2} \frac{\beta}{2i} [\kappa^*(z_0 + z) - \kappa(z_0 - z)].$$

El primer término es una función delta de Dirac localizado en la posición $z = 0$, cuya amplitud está determinada por la potencia reflejada. La función κ está definida y limitada espacialmente por una longitud L (L es la longitud de la rejilla). Si definimos la perturbación a la longitud $L < z - z_0$ y suponemos que es cero para valores $z > L$. Entonces, la ecuación (28) se expresa de la siguiente forma:

$$F\{E_2 \cdot E_2^*\} = a \sqrt{1 - a^2} \frac{\beta}{2i} \kappa^*(z_0 + z). \quad (29)$$

Finalmente, esta ecuación expresa la distribución espacial de la amplitud de modulación de la rejilla de Bragg en la fibra óptica.

Diferentes investigadores han realizado mediciones de fotosensibilidad empleando esta técnica de medición usando diferentes fibras ópticas y fuentes de luz láser. En 2007,

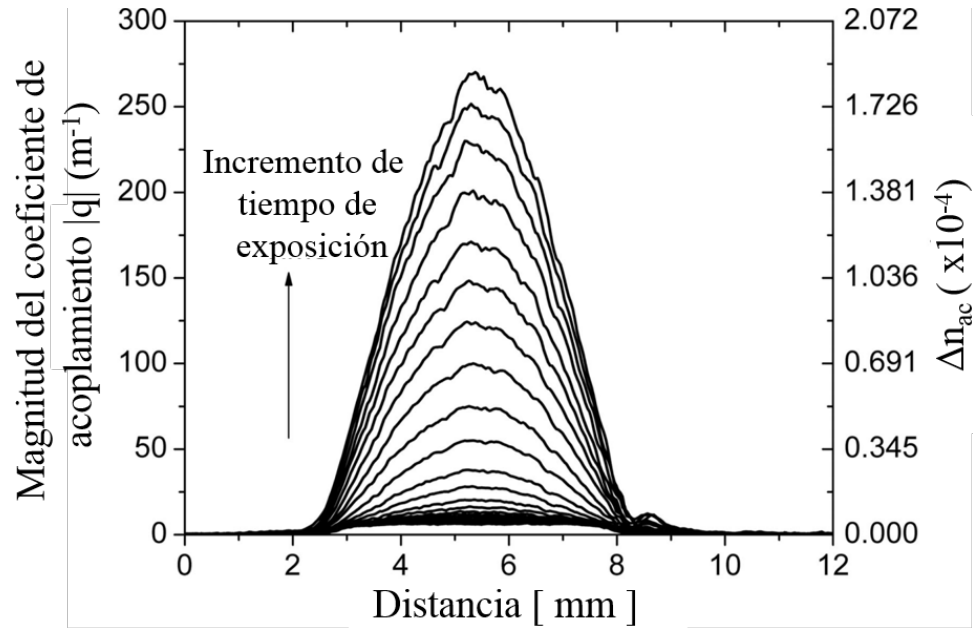


Figura 17: Perfil de fluorescencia de una rejilla de Bragg durante su crecimiento

Flockhart *et al*, caracterizaron el crecimiento de rejillas de Bragg en fibra estándar de telecomunicaciones usando irradiación UV de un láser de argón de onda continua. Los resultados demuestran la caracterización del perfil de amplitud de la rejilla de Bragg durante su crecimiento (figura 17). La amplitud de modulación de la rejilla grabada se estimó en $\approx 2 \times 10^{-4}$. Sin embargo, la etapa inicial del crecimiento de la rejilla de Bragg no fue de interés en aquel trabajo. Nosotros estamos interesados en investigar la etapa inicial de crecimiento de las rejillas de Bragg, que es una etapa poco conocida hasta el momento.

Capítulo 4. Sistema de medición de fotosensibilidad en fibras ópticas

4.1. Introducción

En este capítulo se presenta una explicación de los dispositivos y materiales usados en los arreglos experimentales empleados para medir cambios de índice de refracción fotoinducidos.

4.2. Características del sistema de medición de fotosensibilidad

Las mediciones de fotosensibilidad se realizaron empleando dos longitudes de onda en el ultravioleta, $\lambda=266$ y $\lambda=248$ nm, en diferentes fibras ópticas de germanosilicato con diferente contenido de germanio e hidrógeno. El arreglo experimental consta de dos fases, fotoinducción de cambios de índice de refracción y adquisición de datos, (figura 18).

Las mediciones de fotosensibilidad con la técnica de tres interferómetros se realizaron usando el arreglo mostrado en la figura 18(i). Para grabar las rejillas de Bragg e inducir cambios de índice de refracción se empleó un láser pulsado de estado sólido Nd:YAG, modelo Mini Lite II. El láser emite a una longitud de onda fundamental de $\lambda_0=1064$ nm y mediante la generación del segundo armónico emite a $\lambda=532$ nm en su operación interna. Para generar luz ultravioleta, a la salida del láser se alineó un cristal no lineal BBO (por sus siglas en inglés: Beta Barium Borate) produciendo luz a $\lambda_0=266$ nm mediante generación del cuarto armónico. Además se empleó un prisma para separar la luz UV de las otras longitudes de onda, un retardador de media onda y un polarizador Glan-laser para variar la energía del pulso de 100 % a 0 % sin modificar el perfil gaussiano del haz láser. El láser permite variar la frecuencia de los pulsos de 1-15 Hz, con duración de pulso de 5 ns, energía máxima de 50 mJ (duración del pulso y energía máxima a $\lambda_0=1064$ nm) y ancho del haz UV de $\text{FWHM} \approx 3$ mm (por sus siglas en inglés Full Width at Half Maximum).

Los cambios de índice de refracción fotoinducidos y las rejillas de Bragg se fabricaron en fibras ópticas fotosensibles (FiberCore PS-1500 y QPS-PFBG-1355-T) y fibra estándar de telecomunicaciones con y sin fotosensibilización con hidrógeno. La fibra óptica mono-modo estándar SMF-28 es de CORNING y tiene las siguientes características, diámetro

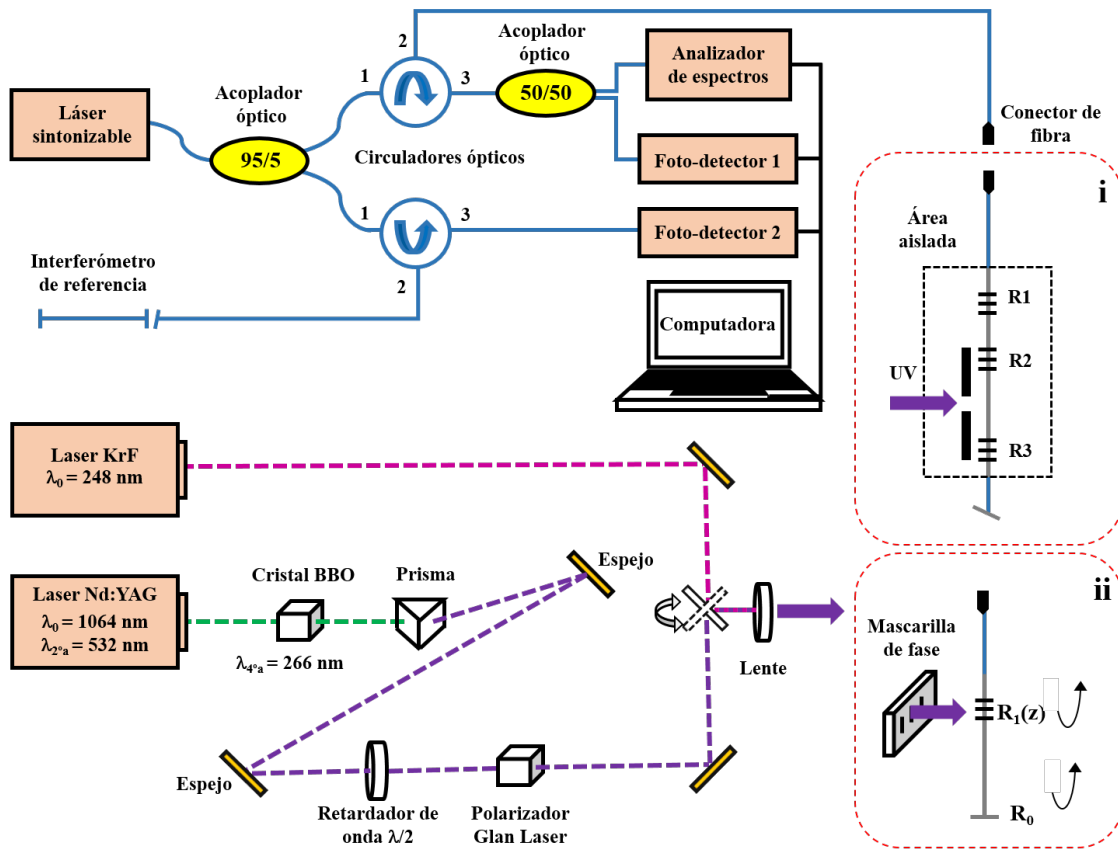


Figura 18: Arreglo experimental para medición de fotosensibilidad.

de núcleo de $8.2\mu\text{m}$, diámetro de cubierta de $125\mu\text{m}$, índice de refracción del núcleo de 1.4682, apertura numérica de 0.14 y atenuación de 0.2 dB/km para la longitud de onda de $\lambda = 1.5\mu\text{m}$. La fibra fotosensible FiberCore PS-1500 es una fibra óptica con núcleo de germanio dopado con boro (12 % moles de boro). Los diámetros del núcleo y la cubierta son de $8.8\mu\text{m}$ y $125\mu\text{m}$, respectivamente y tiene una apertura numérica de 0.12. Finalmente, la fibra QPS tiene diámetros de núcleo y cubierta de $4\mu\text{m}$ y $125\mu\text{m}$, respectivamente, apertura numérica de 0.12 y atenuación menor a 10 dB/km. Las rejillas de Bragg usadas para formar los interferómetros se grabaron usando una mascarilla de fase que produce rejillas de Bragg con longitudes de resonancia en el infrarrojo a la longitud de Bragg de $\lambda \approx 1534 \text{ nm}$ (para fibra SMF-28) y los cambios de índice de refracción fotoinducido se realizaron con un patrón uniforme de irradiación, es decir, sin la mascarilla de fase, permitiendo cuantificar cambios de índice de refracción efectivos.

Para caracterizar los cambios de índice de refracción fotoinducidos se empleó un láser sintonizable como fuente de espectro amplio, debido a las ventajas que presenta como

alta repetibilidad y estabilidad, rapidez de barrido, etc., sobre otros dispositivos ópticos de interrogación como los analizadores de espectros ópticos. El láser sintonizable empleado es de Luna Technologies, modelo Phoenix 1400. El láser opera en un rango de 1515-1565 nm, a una potencia de 6 a 10 mW, velocidad de barrido de 2 a 90 nm/seg, resolución de 0.01 pm y estabilidad de ± 50 pm. Para acoplar el láser sintonizable a la fibra óptica bajo prueba, se empleó un acoplador óptico 95/5 (95 % de la luz emitida por el láser sintonizable es acoplada a la rejilla de prueba) debido a que en las mediciones de fotosensibilidad en la etapa inicial de crecimiento de rejillas de Bragg es necesario una alta razón señal a ruido. La salida de 95 % del acoplador se empalmo al puerto 1 del circulador óptico, mientras que el puerto 2 y 3 del circulador se conectaron al arreglo experimental bajo prueba (sistema de dos interferómetros acoplados de tipo Fabry-Perot (Figura 18i) ó COFDR (Figura 18ii)) y al foto-detector 1 respectivamente. Se emplearon circuladores ópticos debido a que estos permiten la transmisión de luz en una sola dirección con pérdidas mínimas. La salida de 5 % del acoplador se destinó a un interferómetro de referencia. Los foto-detectores se conectaron a una computadora y la adquisición de datos se realizó a través de un convertidor analógico-digital de Picotech, modelo 3205a.

Una vez fabricado el sistema interferométrico, éste se alineó frente a la lente cilíndrica sin la mascarilla de fase, de forma que el haz láser pasa en el medio de la cavidad L_{23} , permitiendo irradiación uniforme de longitud L_{UV} . Los interferómetros se aislaron de flujos de aire usando una caja de cartón para evitar variaciones de temperatura y la punta de la fibra óptica se atenúo para evitar retro-reflexiones de Fresnel (figura 18i). Una vez alineado el sistema, se tomaron mediciones de la señal inicial (irradiación $UV=0$) y del espectro de reflexión de los interferómetros después de cada irradiación con luz láser. Se tomaron cinco mediciones después de cada irradiación láser para asegurar mediciones correctas. Las mediciones se tomaron 20 segundos después de la irradiación láser para permitir el restablecimiento térmico de la fibra óptica, con una velocidad de barrido del láser de 2nm/s (Velocidad con mayor estabilidad de barrido) y potencia de 6 mW. Los espectros fueron tomados con una frecuencia de muestreo de 6000 muestras/seg. El cambio de índice de refracción efectivo se calculó usando un algoritmo realizado en Matlab. El algoritmo consiste en calcular la fase de cada cavidad interferométrica a través de la transformada de Fourier de los espectros de reflexión del sistema interferométrico.

La fase es obtenida en el punto máximo del espectro de potencia de la transformada de Fourier. Posteriormente se calculó una fase promedio de las cinco mediciones de fase y mediante la ecuación (12) se cuantificó el cambio de fase debido a irradiación únicamente. Dicho cambio de fase se calculó normalizando las longitudes de los interferómetros L_{12} y L_{23} , donde la señal del primer interferómetro se utiliza para compensar inestabilidades y variaciones de temperatura mientras el segundo es afectado por irradiación láser. Finalmente el cambio de índice de refracción efectivo se cuantificó empleando la ecuación (13).

Empleando el láser Nd:YAG también se realizaron mediciones de fotosensibilidad con luz verde ($\lambda = 532$ nm) en fibra estándar. Las mediciones se realizaron con una pequeña modificación del arreglo 18(i). La modificación consistió en colocar la fibra óptica bajo prueba justo frente al láser Nd:YAG. Por otra parte, usando un láser excímero de KrF se indujeron cambios de índice de refracción efectivos en las fibras ópticas fotosensibles PS-1500, QPS y fibra estándar con y sin fotosensibilización con diferentes concentraciones de hidrógeno. A diferencia del láser Nd:YAG, este láser emite a una longitud de onda de $\lambda = 248$ nm con un perfil rectangular uniforme del haz láser y energía del pulso de 200 mJ. Las mediciones de fotosensibilidad se realizaron usando el mismo arreglo interferométrico, figura 18(i). El procedimiento de irradiación y cuantificación de cambios de índice de refracción fue el mismo que se describió anteriormente.

Mediante la técnica de reflectometría coherente, se realizaron mediciones de amplitud de modulación de índice de refracción empleando el arreglo experimental mostrado en la figura 18(ii). La fibra óptica bajo prueba se alineó frente a la mascarilla de fase con la punta de la fibra óptica clivada y sin recubrimiento en la zona de grabado de la rejilla de Bragg. El recubrimiento se retiró mecánicamente con unas pinzas a una distancia de ≈ 10 cm de la punta clivada de la fibra. La irradiación se realizó con el láser Nd:YAG ($\lambda = 266$ nm) usando diferentes fibras ópticas, SMF28, Fibercore PS-1500 y QPS; y dos niveles de fluencia por pulso, 10 y 100 % de energía del pulso. Una vez alineada la fibra de prueba se inició la irradiación a la fibra a través de la mascarilla de fase produciendo una señal de interferencia entre la punta clivada y los planos de la rejilla. Las mediciones de las señales interferométricas se realizaron después de cada irradiación empleando los mis-

mos parámetros arriba mencionados, velocidad de barrido, número de mediciones, etc. La cuantificación de amplitud de modulación de índice de refracción se realizó empleando la transformada de Fourier de la señal interferométrica con su respectiva compensación de fase, permitiendo medir el perfil de amplitud de la rejilla y su distribución espacial en la fibra óptica.

Es bien conocido que durante el barrido del láser sintonizable se pueden presentar variaciones de fase de la señal medida debido a variaciones de velocidad de barrido y cambios de temperatura del dispositivo, produciendo distorsiones de las señales en el espacio de Fourier. Para evitar mediciones erróneas durante la adquisición de las señales, se empleó el interferómetro de referencia antes mencionado. A continuación se presentan los detalles del sistema de referencia.

4.2.1. Interferómetro de referencia.

En la figura 19 se muestra detalladamente el arreglo experimental del interferómetro de referencia. Este interferómetro es acoplado al láser sintonizable a través de un acoplador óptico 95/5 y un circulador óptico. La salida de 5 % del acoplador es empalmada al puerto 1 del circulador, mientras que el interferómetro de referencia y el foto-detector 2 son acoplados al puerto 2 y 3 del circulador, respectivamente. Finalmente el foto-detector 2 es acoplado a la computadora.

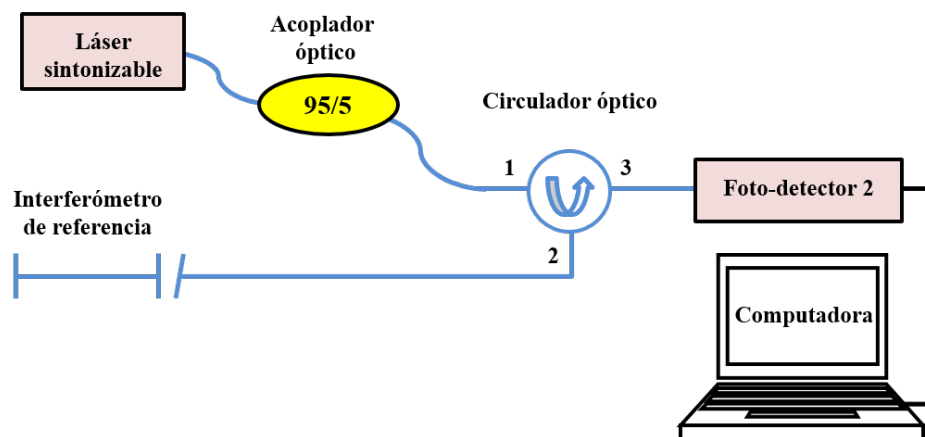


Figura 19: Arreglo experimental del interferómetro de referencia.

El interferómetro de referencia consta de dos espejos blancos formados con las puntas clivadas de un tramo de fibra óptica. Cuando la luz del láser sintonizable llega a las

interfaces fibra-aire del interferómetro, se refleja el 4 % de la luz incidente debido a las reflexiones de Fresnel. La luz reflejada viaja a través del puerto 2 al puerto 3 del circulador hasta el foto-detector 2, y entonces los datos son capturados en la computadora. La luz reflejada por el interferómetro tiene un patrón de interferencia sinusoidal y las variaciones de fase de la señal sinusoidal son corregidas equidistando el muestreo de la señal en longitud de onda, produciendo una señal de referencia precisa. La corrección de fase se realizó a través de un algoritmo matemático realizado en Matlab (Ver apéndice).

En la figura 20 se muestran las señales del perfil de amplitud de una rejilla de Bragg con y sin compensación de variaciones de fase usando la señal de referencia.

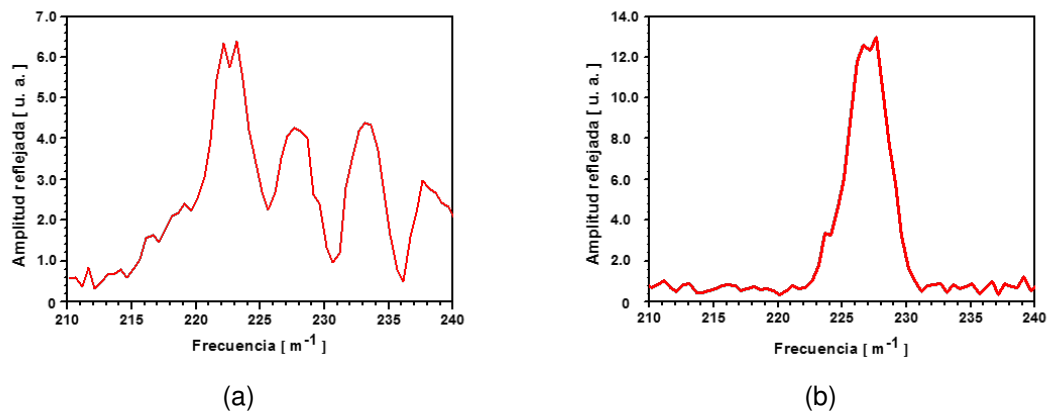


Figura 20: Perfil de amplitud de una rejilla de Bragg. a) Señal original (sin compensación) y b) señal corregida.

Se observa claramente que utilizando la señal del interferómetro de referencia se pueden corregir efectivamente los errores que produce el láser sintonizable durante el proceso de barrido espectral. La corrección de las variaciones de fase de la señal de prueba es posible solo si la longitud del interferómetro de referencia es mayor a la longitud del interferómetro de prueba.

4.3. Resistencia térmica en rejillas de Bragg tipo I

Hasta el momento, están bien identificados los niveles de temperatura que resisten los defectos Ge(1), Ge(2) y GeE' formados por irradiación en diferentes fibras ópticas. Conocer la resistencia térmica de las rejillas de Bragg es importante porque podemos inferir

qué defectos son activados durante la irradiación y por tanto podemos inferir que mecanismos físicos son responsables de los cambios de índice de refracción. Por este motivo, en este trabajo empleamos un horno de inducción para cuantificar la resistencia térmica en rejillas de Bragg tipo I grabadas en diferentes fibras ópticas. El horno de inducción se construyó con un cilindro de cerámica y un alambre de cobre enredado alrededor de éste. Una fuente de voltaje se uso para inducir corriente a través del alambre y producir un aumento de temperatura dentro del cilindro. La fibra de prueba se hizo pasar a través del cilindro y los cambios de temperatura se cuantificaron con un medidor de temperatura de Extech, modelo 383273.

Hasta el momento hemos mencionado dos técnicas interferométricas que nos permiten cuantificar cambios de índice de refracción en diferentes etapas de crecimiento de rejillas de Bragg tipo I. Por otra parte, se ha propuesto que la dilatación y nucleación de poros constituyen el mecanismo responsable del crecimiento de rejillas tipo IIA. Para verificar esta idea, se realizaron mediciones de la superficie transversal de la fibra clivada en la zona que se formaron las rejillas IIA, empleando un microscopio de fuerza atómica. A continuación se describe el procedimiento de preparación de muestras.

4.4. Preparación de muestras de fibra óptica para medición de superficie en AFM

El primer paso para preparar las muestras de rejilla IIA es identificar su ubicación dentro de la fibra óptica. Es bien sabido que las rejillas tipo IIA producen un fuerte esparcimiento de luz en el área de la rejilla (Othonos and Kalli, 1999). Entonces, acoplado un fuente de luz láser en el visible (láser He-Ne), hallamos la ubicación de la rejilla IIA en la fibra óptica por el esparcimiento que produce (figura 21).

Una vez ubicada la rejilla IIA en la fibra óptica, ésta se clivó usando un cortador de fibra óptica modelo Fujikura CT-30. El clivado produce una microfractura cuando la fibra está en contacto con la navaja del clivador (figura 46b), aplicando una tensión a lo largo de la fibra, ésta es clivada (figura 46c). Una vez clivada la fibra óptica se tienen dos superficies listas para su análisis en el microscopio de fuerza atómica.

Como se mencionó anteriormente, el efecto de nucleación de poros es más eficiente en la interfaz núcleo-cubierta de la rejilla. El proceso de clivado esta basado en la rápida



Figura 21: Esparcimiento que produce una rejilla tipo IIA

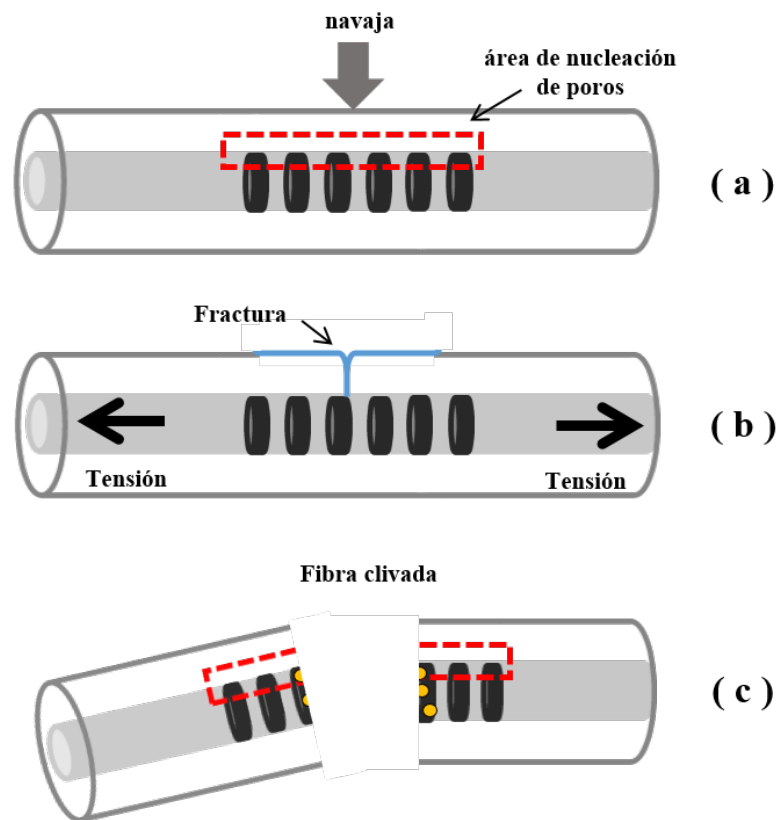


Figura 22: Procedimiento de clivado de la rejilla IIA

propagación de una fractura, desde una “fractura” semilla que sirve como un concentrador de esfuerzos. En el área donde los esfuerzos son más altos se generan los poros y la fractura se propaga a través de nucleación y coalescencia de poros, formando una superficie de fibra clivada bastante plana para aplicaciones de empalme. Por otra parte, el análisis con el afm requiere que la superficie de la fibra de prueba y cantilever del afm

mantengan una relación perpendicular entre sí, para evitar mediciones erróneas de la superficie de la fibra. Para asegurar esta relación, la fibra de prueba se colocó en una base de plástico con diámetro interior igual al diámetro de la fibra óptica sin recubrimiento ($\approx 125\mu m$), de modo que la muestra permaneciera fija en la base. Una base de metal en forma de gragea, se empleó para mantener fija la base de plástico en el afm durante las mediciones. Estas dos bases se unieron con un pegamento especial para evitar curvaturas de la fibra. Además la altura de la fibra de prueba debió ser menor a 3 mm para evitar curvaturas de la fibra durante las mediciones de superficie (figura 23).

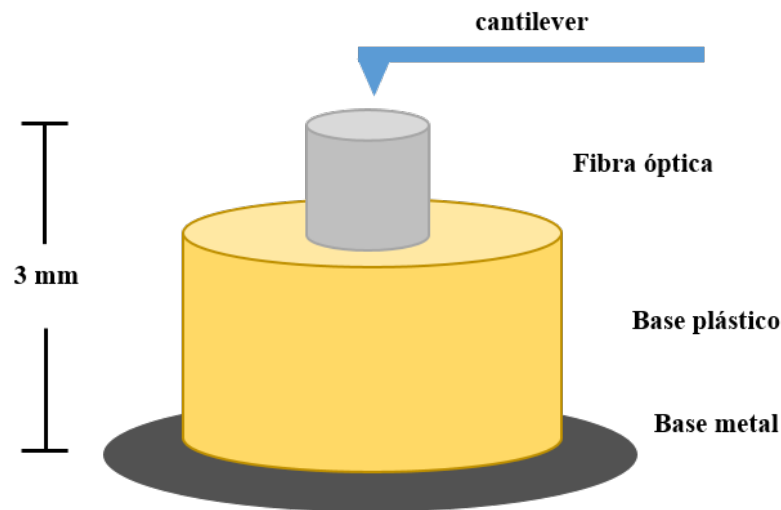


Figura 23: Fibra óptica en AFM

Las mediciones de superficie se realizaron empleando un microscopio de fuerza atómica de Park Systems, modelo *XE – 70*. El modo de medición del afm que se eligió fue el de no-contacto, debido a la fragilidad de la fibra óptica. Las mediciones se realizaron en diferentes fibras ópticas fotosensibles y estándar, con post-tratamientos en los que se variaron diferentes parámetros, como irradiación UV, tensión y temperatura, para conocer su influencia en la fibra óptica.

Como se ha mencionado, la teoría de nucleación de poros predice que el crecimiento de rejillas IIA también depende de la temperatura. Por este motivo, empleamos un horno de inducción para calentar la fibra óptica y analizar la influencia de la temperatura en la superficie de la fibra óptica. El horno de inducción es el mismo empleado para medir la resistencia térmica de las rejillas de Bragg tipo I.

Capítulo 5. Resultados Experimentales

5.1. Introducción

En este capítulo se presentan los resultados de medición de cambio de índice de refracción fotoinducido con luz UV ($\lambda=266$ nm y $\lambda=248$ nm) y luz verde ($\lambda=532$ nm), en tres tipos de fibras ópticas con diferente contenido de germanio y fotosensibilización con diferente presión de hidrógeno. Las fibras empleadas son fibra estándar SMF-28 con $\approx 3\%$ moles de germanio, fibra PS-1500 con $\approx 10\%$ moles de germanio y codopada con boro y fibra QPS con $\approx 12\%$ moles de germanio. Las mediciones de fotosensibilidad se realizaron con dos técnicas interferométricas, sistema de tres interferómetros Fabry-Perot y Reflectometría Óptica Coherente en el Dominio de Frecuencia; utilizando dos niveles de energía por pulso, 100 y 10 por ciento de la energía del pulso; y dos perfiles del pulso, perfil gaussiano y perfil gaussiano limitado. Por otro lado, además del estudio de fotosensibilidad en fibras ópticas, se realizaron mediciones con microscopia de fuerza atómica de las superficies de puntas clivadas de fibras ópticas tensionadas e irradiadas con luz UV para estudiar el efecto de nucleación de poros. A continuación se presentan los resultados experimentales ordenados en base a las diferentes etapas de fotosensibilidad de las rejillas de Bragg.

5.2. Cambios inducidos en la etapa inicial de fotosensibilidad

5.2.1. Sistema de dos interferómetros acoplados Fabry-Perot

Usando esta técnica de medición (figura 18) se realizaron mediciones de cambio de índice de refracción fotoinducido usando fibra óptica estándar con y sin fotosensibilización con hidrógeno y fibra fotosensible FiberCore PS-1500. Para fotosensibilizar la fibra óptica estándar se usaron diferentes niveles de presión de hidrógeno durante 2 días de exposición. En la figura 24 se muestran los cambios de índice de refracción efectivo fotoinducidos con un láser excímero de KrF ($\lambda=248$ nm).

Se puede observar claramente que en la etapa inicial de fotosensibilidad, el contenido de hidrógeno en la fibra estándar no contribuye significativamente en los cambios de índice

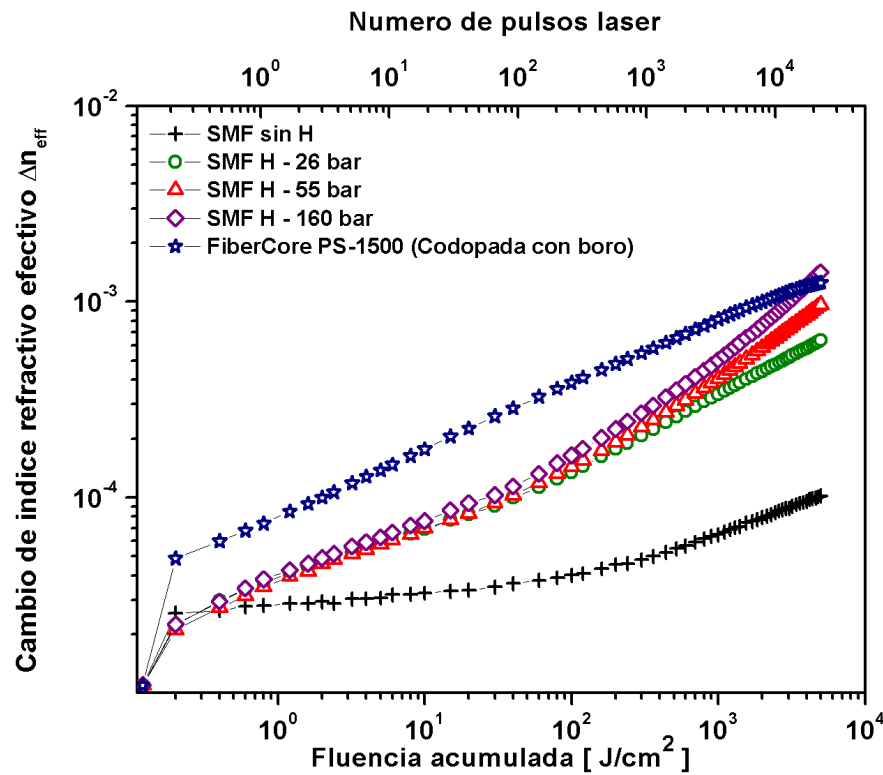


Figura 24: Cambios de índice de refracción efectivo en diferentes fibras ópticas inducidos con un láser excímero de KrF ($\lambda = 248nm$) y fluencia por pulso de $\Phi = 0.2 \text{ J/cm}^2$.

de refracción refractivo, sin embargo con fluencia acumulada $\Phi > 10^3 \text{ J/cm}^2$ se presentan cambios de índice de refracción refractivo proporcionales al contenido de hidrógeno en la fibra óptica SMF-28. Estos resultados sugieren al menos dos mecanismos físicos de fotosensibilidad, centros de color y densificación. El mecanismo de centros de color sugiere que los cambios de índice de refracción fotoinducidos no dependen de la dosis de irradiación aplicada a la fibra óptica o en este caso de la cantidad de hidrógeno en el núcleo de la fibra, mientras que en el mecanismo de densificación los cambios de índice de refracción son dependientes de la dosis de irradiación.

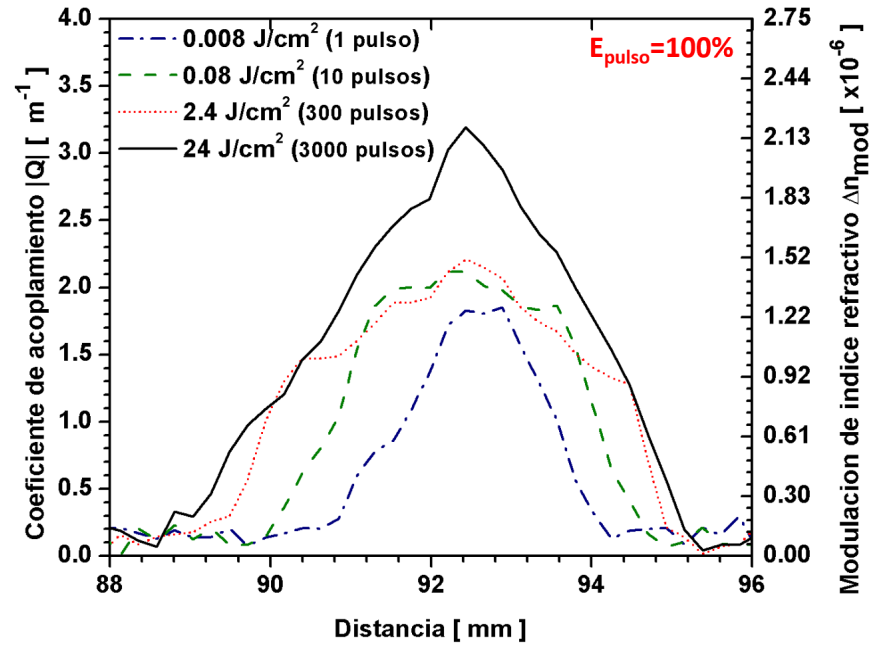
Por otro parte, el cambio de índice de refracción efectivo en la fibra FiberCore es un orden de magnitud mayor, es decir ≈ 10 veces más grandes que en la fibra estándar para dosis mayores a 10 J/cm^2 y solamente tres veces para fluencias menores a 0.5 J/cm^2 . Estos resultados demuestran una relación proporcional entre el cambio de índice de refracción respecto al contenido de germanio en el núcleo de la fibra óptica (El contenido de germanio en el núcleo de las fibras estándar SMF-28 y fotosensible FiberCore es $\approx 3\%$

y $\approx 10\%$ moles de germanio respectivamente). Otro efecto importante que podemos observar es que el cambio de índice de refracción fotoinducido es predominante en una fibra hidrogenada sobre las fibras estándar y fotosensible, a niveles de fluencia $\Phi > 2 \times 10^3$ J/cm². Además, claramente se observa que hay un cambio de índice de refracción muy rápido (tipo escalón en la gráfica) desde el primer pulso aplicado en cualquiera de las diferentes fibras ópticas, fotosensibles y no fotosensibles. Sin embargo la fluencia del pulso de irradiación es muy grande ($\Phi = 0.2$ J/cm²), produciendo una aparente saturación desde el primer pulso de luz UV. Este resultado nos llevó a investigar la etapa inicial en mayor detalle, durante los primeros pulsos de irradiación a fluencias menores a $\Phi = 10^{-3}$ J/cm². Para realizar estas mediciones se empleó la técnica interferométrica de reflectometría óptica coherente en el dominio de frecuencia COFDR.

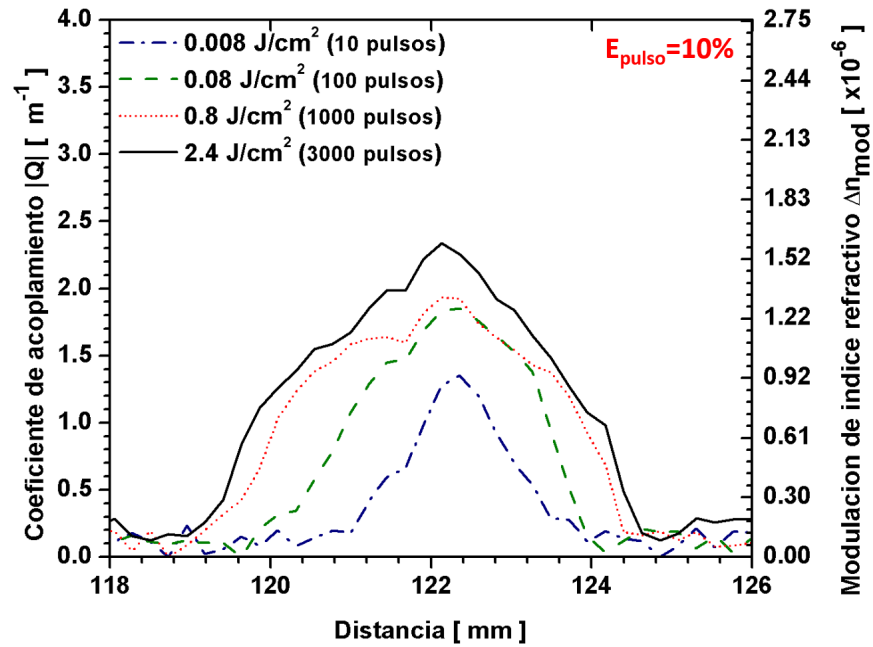
5.2.2. Reflectometría óptica coherente en el dominio de frecuencia COFDR

Empleando esta técnica de medición de fotosensibilidad en fibras ópticas, se realizaron mediciones de amplitud de modulación del índice de refracción en tres diferentes fibras ópticas con diferentes niveles de contenido de germanio, fibra estándar SMF-28 y fibras fotosensibles PS-1500 y QPS; con $\approx 3\%$, $\approx 10\%$ y $\approx 12\%$ moles de germanio, respectivamente. Las mediciones de fotosensibilidad se realizaron con dos niveles de fluencia por pulso $\Phi = 8$ mJ/cm² y $\Phi = 0.8$ mJ/cm² que corresponden al 100% y 10% de la energía total del pulso de longitud de onda de $\lambda = 266$ nm. Las rejillas de Bragg fueron grabadas a una distancia de ≈ 10 centímetros de la punta clivada de la fibra óptica, utilizando una mascarilla de fase cuyo periodo de modulación (1060 nm) produce rejillas a la longitud de onda de Bragg de $\lambda_B = 1534$ nm (para fibra estándar SMF-28).

En las figuras 25 (a) y (b), se muestra el cambio en la amplitud de modulación del índice de refracción de rejillas de Bragg grabadas en fibra estándar SMF-28, con niveles de fluencia por pulso de $\Phi = 8$ mJ/cm² y $\Phi = 0.8$ mJ/cm², respectivamente.



(a)



(b)

Figura 25: Modulación de amplitud de índice de refracción de rejillas de Bragg grabadas con $\lambda=266$ nm en fibra estándar SMF-28 con fluencia por pulso de a) $\phi = 8$ mJ/cm² y b) $\phi = 0.8$ mJ/cm², respectivamente.

Se observa que, durante la irradiación UV, el crecimiento de la rejilla no es uniforme con el número de pulsos aplicados. También se puede observar un efecto de saturación de amplitud en el centro de la rejilla con un solo pulso de fluencia de $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$. Conforme continua la irradiación láser a la fibra, se observan únicamente contribuciones laterales en el perfil de amplitud de la rejilla debido al perfil gaussiano del pulso láser UV empleado, hasta que el perfil de la rejilla adopta una forma casi rectangular con 10 pulsos de irradiación. Sin embargo, a niveles mayores de $\Phi = 8 \text{ J/cm}^2$ de fluencia acumulada, el crecimiento en la amplitud de modulación de la rejilla es mayormente en la parte central de la rejilla. La rejilla 25(b) grabada con menor fluencia por pulso $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$ y con perfil gaussiano presenta el mismo comportamiento de saturación ($\Delta n_{mod\text{sat}} = 1.3 \times 10^{-6}$) en el perfil de amplitud de modulación de índice de refracción de la rejilla con fluencia acumulada de $\Phi \approx 0.32 \text{ mJ/cm}^2$.

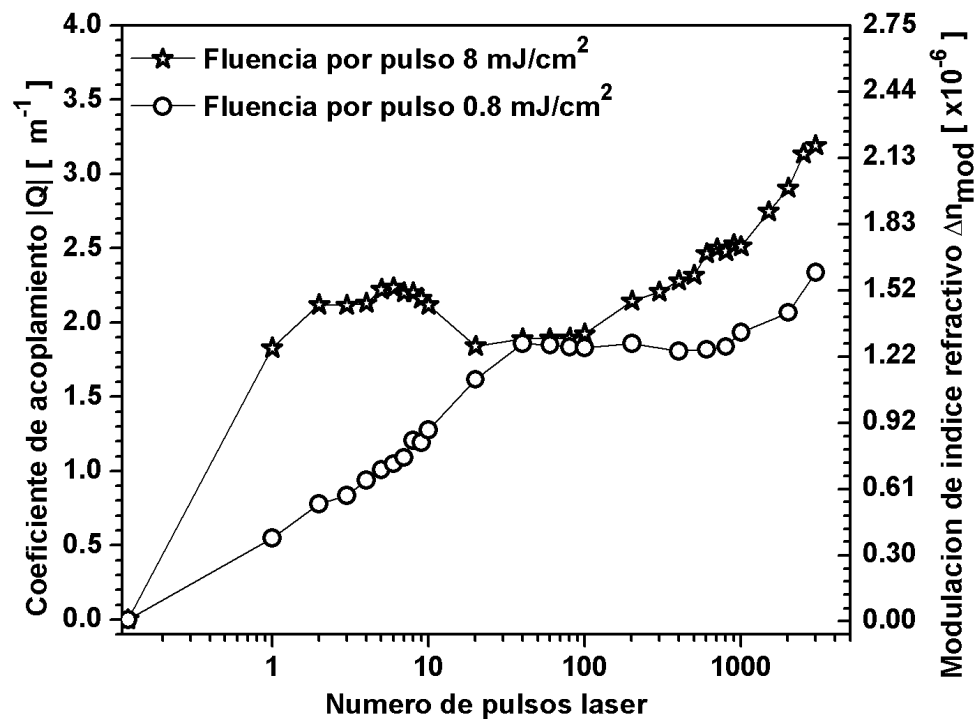


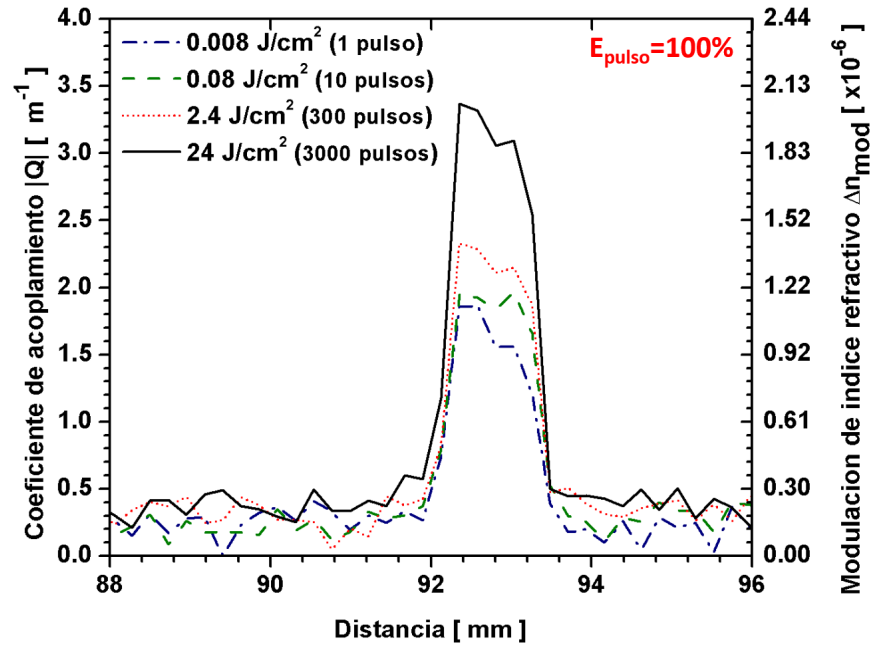
Figura 26: Comparación de la modulación de índice de refracción en rejillas de Bragg grabadas en fibra estándar SMF-28 con dos niveles de fluencia por pulso de $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$ y $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$, respectivamente.

En la figura 26 se presenta una comparación del cambio de índice de refracción fo-

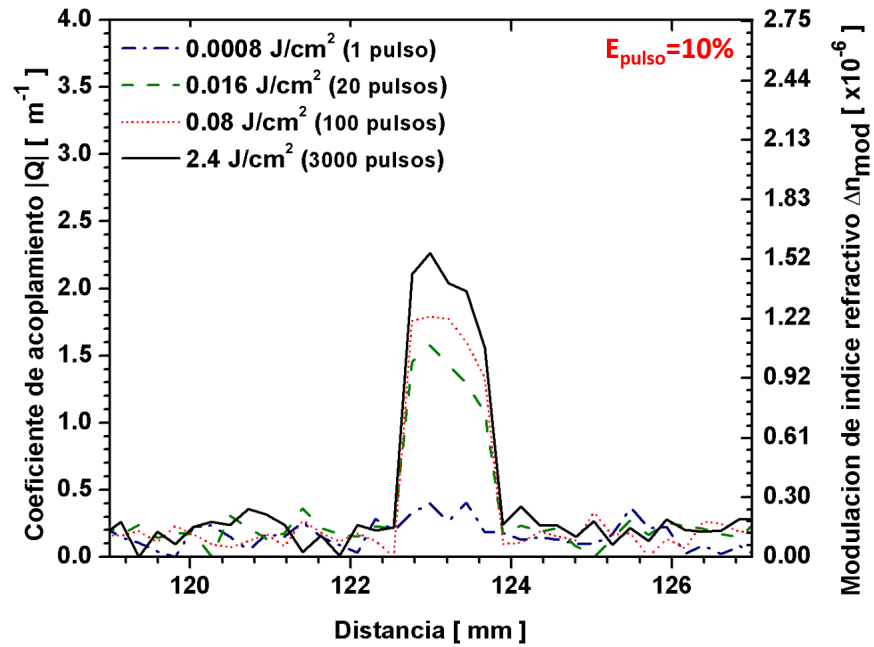
toinducido con dos niveles de fluencia por pulso. Además, es importante mencionar que el perfil de amplitud de modulación de la rejilla final (en ambos casos con irradiación al 100 % y 10 % de fluencia) tiene un ancho espacial de ≈ 5 mm, a pesar de que el ancho espectral del pulso láser es de $FWHM \approx 2$ nm.

Para corroborar que las mediciones del perfil de amplitud de modulación de la rejilla y su distribución espacial en la fibra óptica son correctas, se empleó un perfil rectangular del pulso en lugar del perfil gaussiano del pulso para irradiar a la fibra óptica. Este perfil rectangular se obtuvo utilizando una rendija y limitando el haz UV a un ancho de ≈ 1 mm.

En la figura 27 se muestra el perfil de amplitud de modulación del índice de refracción de las rejillas de Bragg grabadas con un perfil rectangular del haz y dos niveles de fluencia por pulso de $\Phi = 8$ mJ/cm² y $\Phi = 0.8$ mJ/cm². En estas mediciones con perfil limitado del haz también se puede observar un efecto de saturación en la amplitud de las rejillas. Este efecto puede observarse con fluencia acumulada de $\Phi = 0.08$ mJ/cm² en ambos casos, con irradiación del pulso de 100 y 10 % de energía. También es posible verificar que efectivamente esta técnica de medición permite medir la amplitud de modulación del índice de refracción de la rejilla a lo largo de la fibra óptica.



(a)



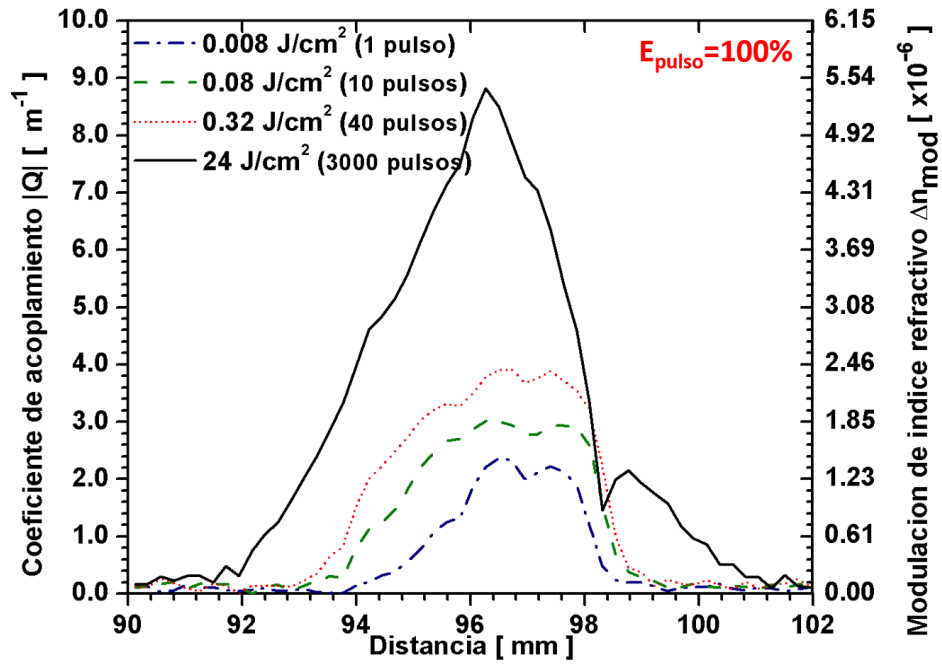
(b)

Figura 27: Modulación de amplitud de índice de refracción en rejillas de Bragg grabadas con $\lambda=266$ nm en fibra estándar SMF-28 con dos niveles de fluencia por pulso de a) $\Phi = 8$ mJ/cm² y b) $\Phi = 0.8$ mJ/cm², respectivamente y ancho de banda del pulso de $FWHM \approx 1$ nm.

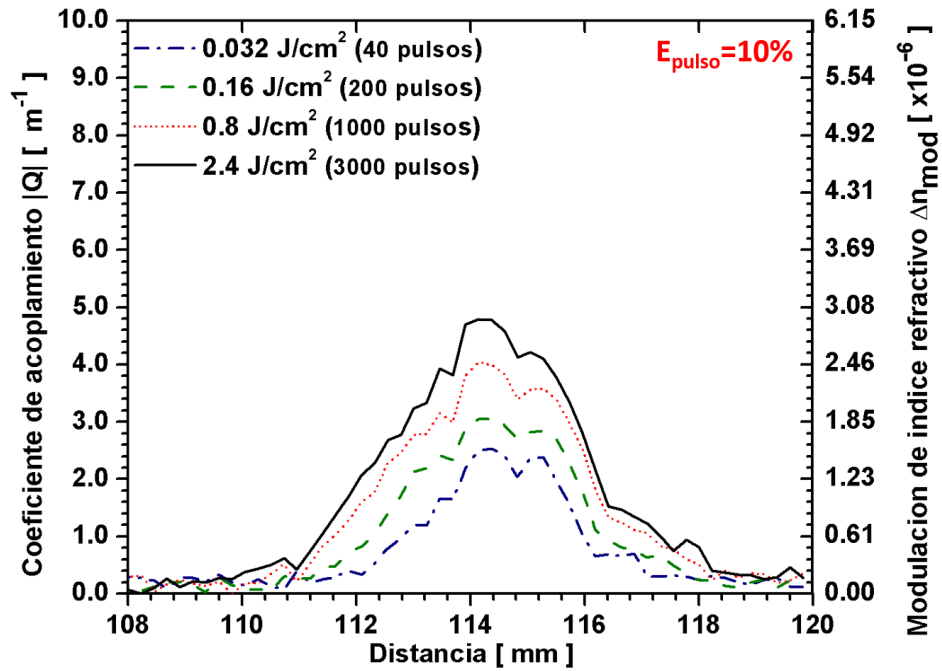
A continuación se muestran los resultados de mediciones de amplitud de modulación del índice de refracción de rejillas de Bragg en fibras fotosensibles, FiberCore PS-1500 y QPS. Como en las mediciones anteriores, en estos experimentos se usaron dos niveles de fluencia por pulso en cada fibra óptica.

En la figura 28 se muestran los resultados de la fibra fotosensible FiberCore PS-1500 irradiada con luz UV. De las figuras 28 (a) y (b), se observa que la distribución espacial de la rejilla en la fibra óptica no presenta efectos de saturación y su ancho espacial es de ≈ 7 mm a lo largo de la fibra óptica. También es posible observar que el coeficiente de acoplamiento $|Q|$ en esta fibra óptica es casi tres veces mas grande en comparación con la fibra SMF-28, para el mismo nivel de fluencia acumulada ($\Phi = 24$ J/cm²).

En la figura 29(a) se puede observar que el ancho espacial de la rejilla es de ≈ 7 mm y el coeficiente de acoplamiento es aproximadamente dos veces más grande en comparación con la fibra SMF-28.

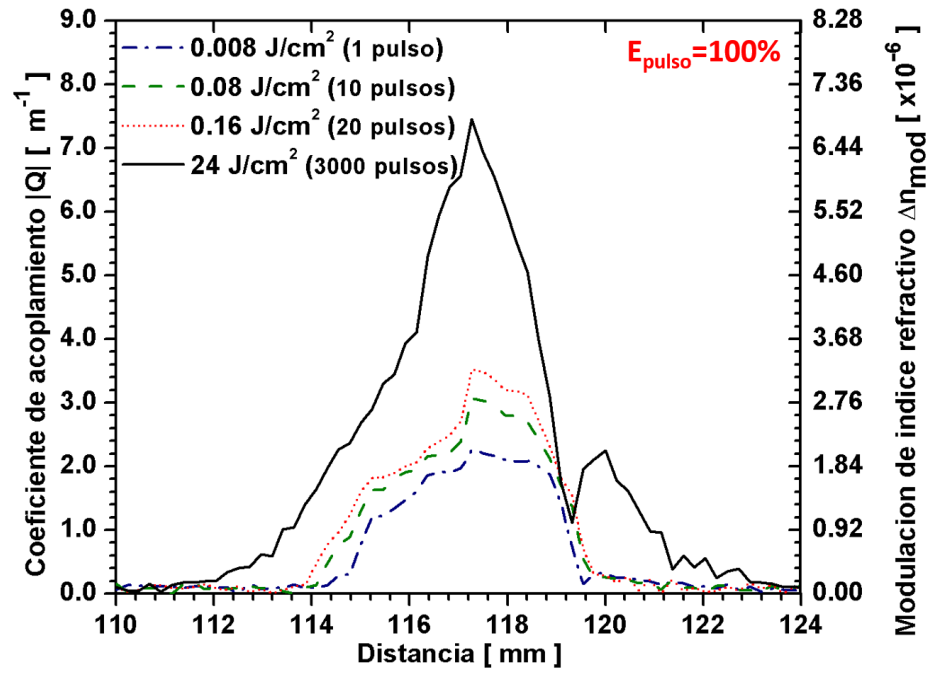


(a)

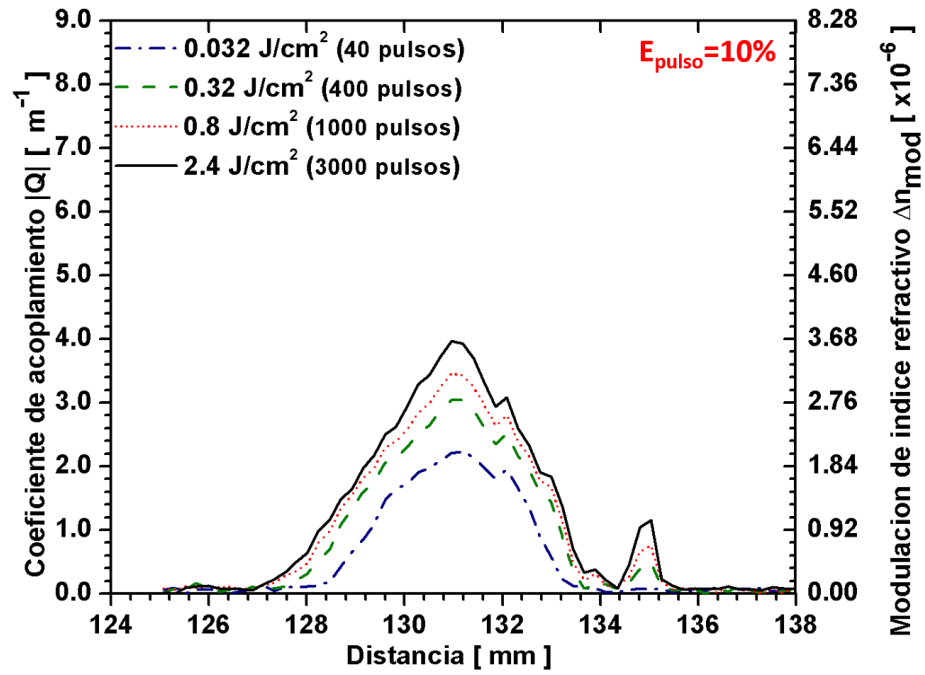


(b)

Figura 28: Modulación del índice de refracción en rejillas de Bragg grabadas con $\lambda = 266\text{nm}$ en fibra fotosensible FiberCore PS-1500 con dos niveles de fluencia por pulso. a) $\Phi = 8\text{ mJ/cm}^2$ y b) $\Phi = 0.8\text{ mJ/cm}^2$.



(a)



(b)

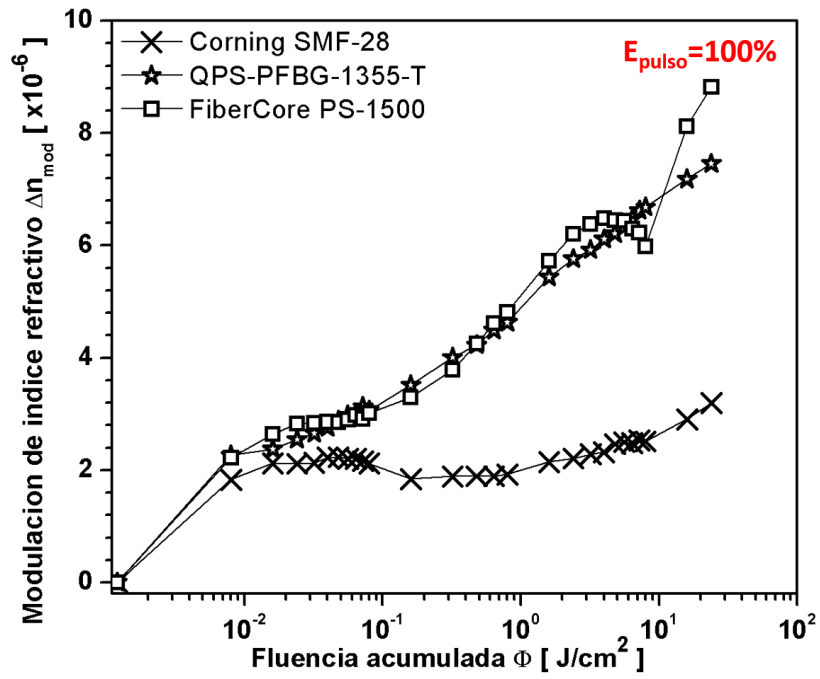
Figura 29: Modulación del índice de refracción en rejillas de Bragg grabadas con $\lambda = 266\text{nm}$ en fibra fotosensible QPS con dos niveles de fluencia por pulso. a) $\Phi = 8\text{ mJ/cm}^2$ y b) $\Phi = 0.8\text{ mJ/cm}^2$.

Los resultados obtenidos en las figuras 28 y 29, confirman la medición de la distribución espacial de la rejilla en la fibra óptica. En esta fibra no se aprecian efectos de saturación como en la fibra estándar SMF-28 (figura 25), debido al alto contenido de germanio (PS-1500 y QPS con $\approx 10\%$ y $\approx 12\%$ moles de germanio, respectivamente), es decir ≈ 3 veces más que en la fibra SMF-28.

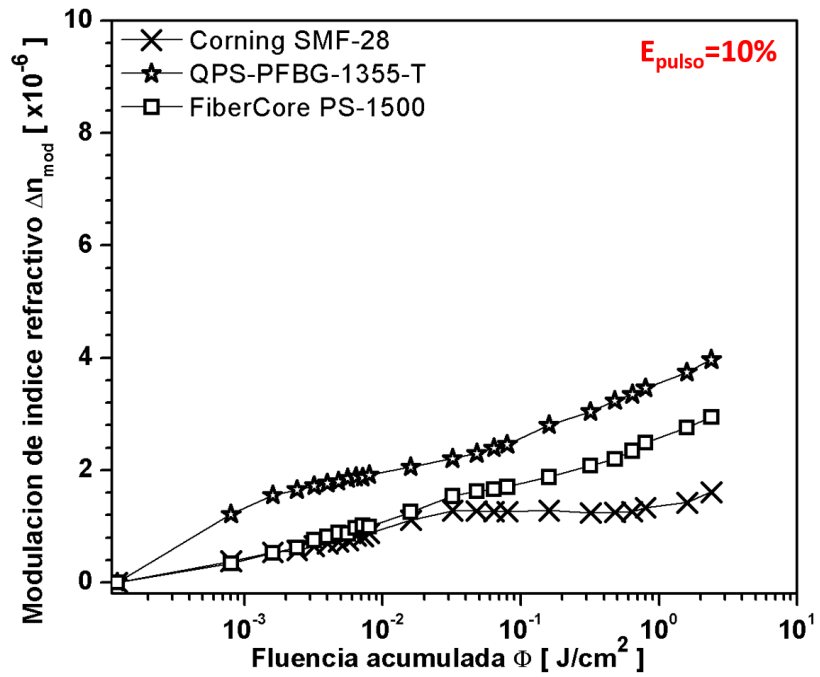
En la figura 30 se presenta el cambio de reflectancia respecto a la fluencia acumulada para las tres fibras ópticas (estándar y fotosensibles) con dos niveles de fluencia por pulso.

Hasta el momento hemos mencionado los mecanismos de centros de color y densificación como los principales responsables en el crecimiento de rejillas de Bragg en su etapa inicial de crecimiento. Diferentes estudios han propuesto que los centros Ge(1) y Ge(2) son inducidos por irradiación UV en la etapa inicial de crecimiento de rejillas de Bragg. Además, estos centros han sido relacionados estrechamente con los modelos de centros de color y densificación, respectivamente. Mediciones de resistencia térmica (Anoikin *et al.*, 1992), concentración de defectos (Tsai *et al.*, 1997) y absorción óptica (Médjahdi *et al.*, 2005) se han llevado a cabo para verificar su relación con estos modelos físicos.

En este trabajo realizamos experimentos para investigar la resistencia térmica de las rejillas de Bragg grabadas en diferentes regímenes y fluencia por pulso de la luz UV. A continuación se presentan los resultados obtenidos con diferentes niveles de exposición a temperatura de las rejillas de Bragg previamente grabadas con diferentes niveles de fluencia acumulada.



(a)



(b)

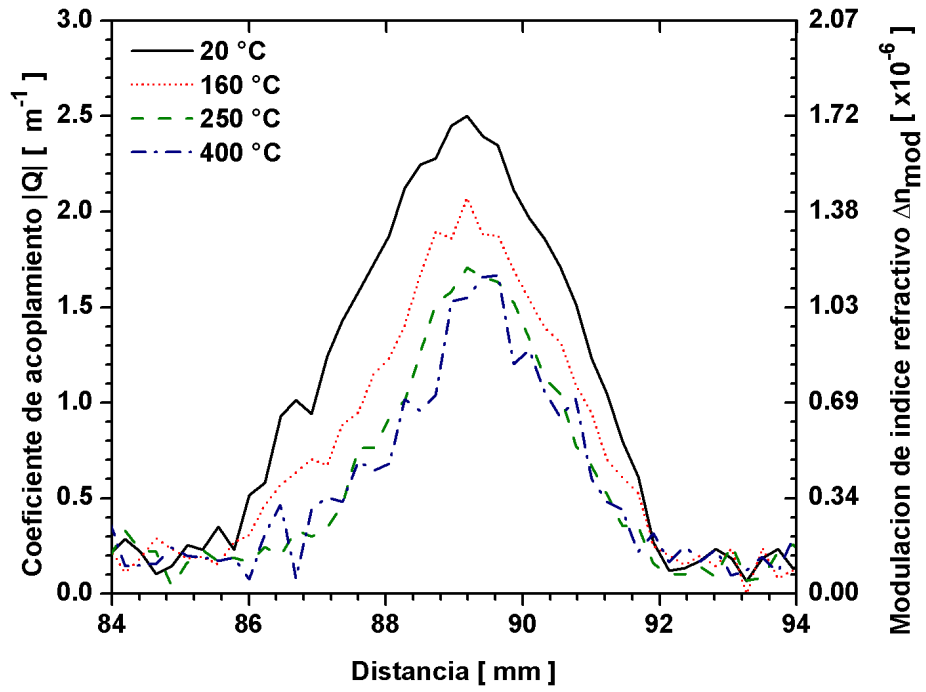
Figura 30: Comparación de la modulación de índice de refracción en diferentes fibras ópticas estándar y fotosensibles con dos niveles de fluencia por pulso. a) $\Phi = 8 \text{ mJ/cm}^2$ y b) $\Phi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$.

5.2.2.1. Resistencia térmica de rejillas de Bragg

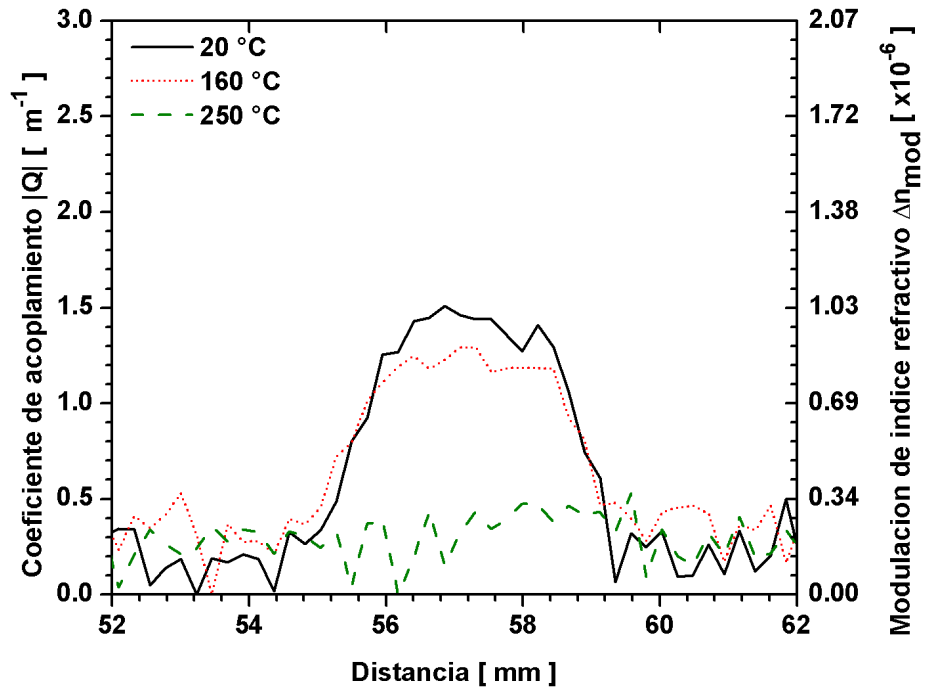
Para verificar que durante el crecimiento de las rejillas de Bragg se desarrollaron dos mecanismos físicos (centros de color y densificación) o dos centros de color Ge(1) (resistencia térmica $\approx 200^\circ\text{C}$) y GeE', el cual tiene resistencia térmica mucho más alta que Ge(1); empleamos un medio indirecto de verificación que consiste en establecer la resistencia térmica de estas rejillas.

Las rejillas de Bragg usadas se grabaron en fibra estándar con perfiles de amplitud correspondientes con los dos mecanismos físicos propuestos, es decir con 1000 pulsos (Fluencia acumulada $\Phi = 8 \text{ J/cm}^2$) y 100 pulsos (Fluencia acumulada $\Phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$) usando fluencia por pulso de $\Phi=8 \text{ mJ/cm}^2$ con perfil gaussiano del haz láser UV ($\lambda = 266 \text{ nm}$). Una vez grabadas las rejillas de Bragg dentro de la fibra óptica, éstas fueron expuestas a cambios de temperatura en un rango de 20 a 400°C (figura 31).

De la figura 31(a) se puede observar que el coeficiente de acoplamiento y por ende el índice de refracción fotoinducido disminuye hasta un 60 % de su valor máximo con exposición a temperatura de 400°C . Por otra parte, la rejilla de Bragg grabada con fluencia acumulada de $\phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$ es completamente borrada a niveles de temperatura de 250°C .



(a)



(b)

Figura 31: Resistencia térmica de rejillas de Bragg grabadas con dos niveles de fluencia acumulada, a) $\Phi_{\text{acc}}=8 \text{ J/cm}^2$ y b) $\Phi_{\text{acc}}=0.8 \text{ J/cm}^2$ (Las rejillas se grabaron con la misma fluencia por pulso $\Phi=8 \text{ mJ/cm}^2$ y con un haz gaussiano).

A continuación se presenta una gráfica que muestra la razón de cambio del índice de refracción fotoinducido en las rejillas de Bragg de la figura 31 respecto a variaciones de temperatura (figura 32).

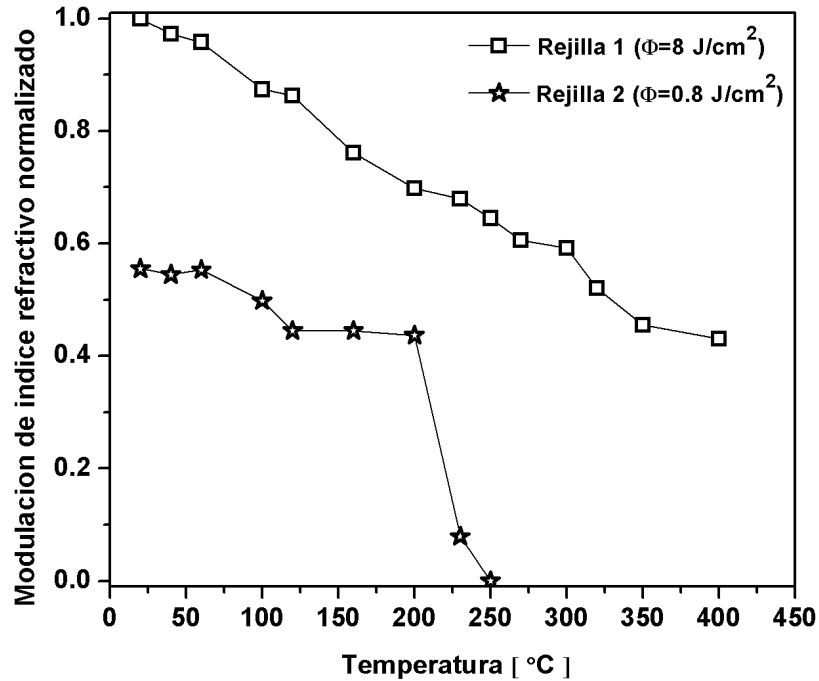
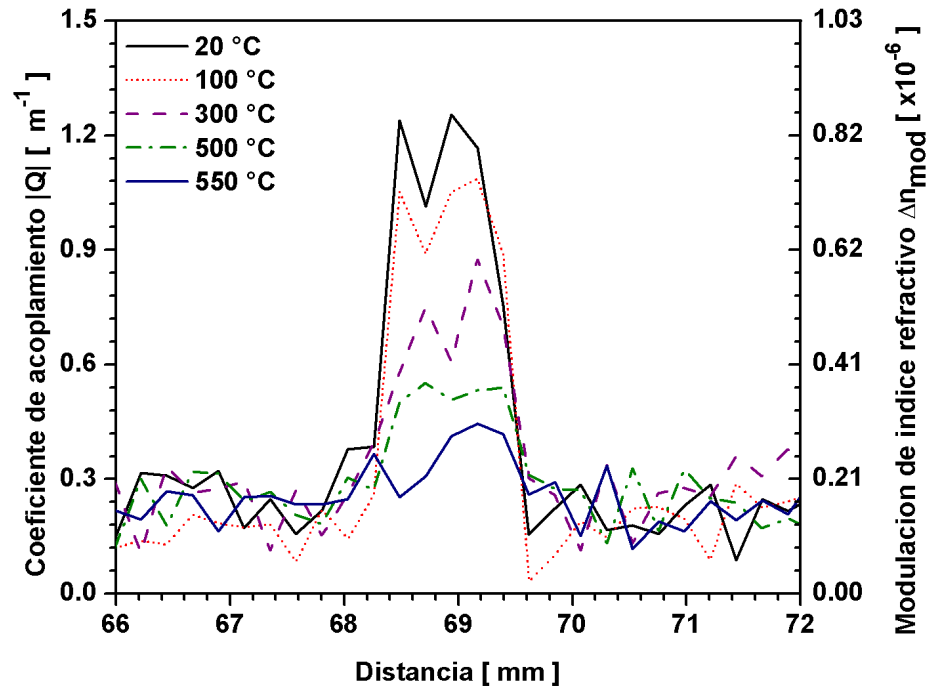


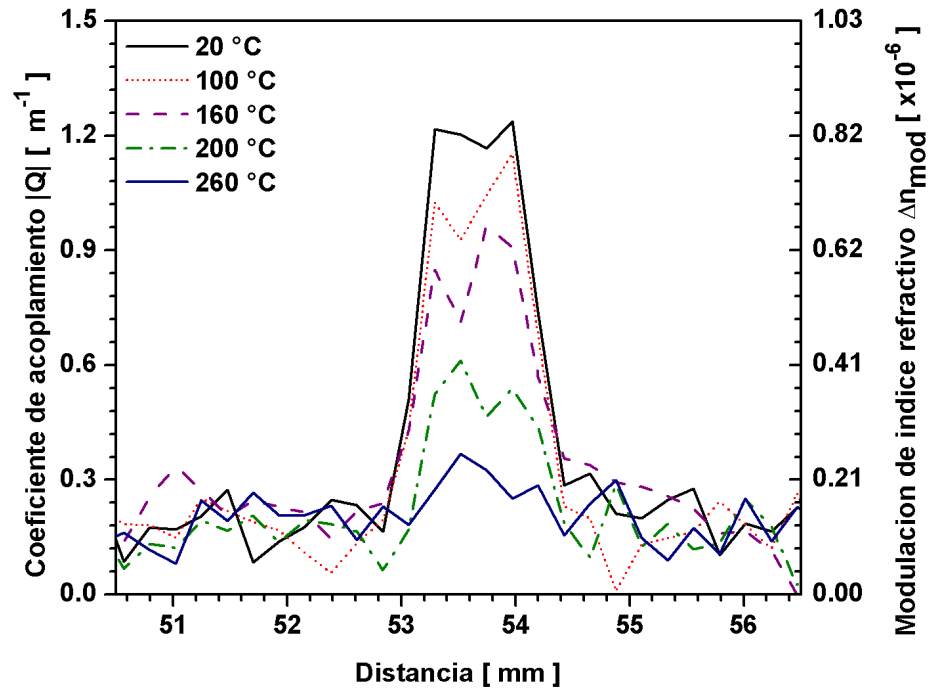
Figura 32: Razón de cambio de la modulación del índice de refracción normalizado respecto a temperatura, en rejillas de Bragg grabadas con perfil gaussiano del pulso y fluencia acumulada de $\phi = 8 \text{ J/cm}^2$ y $\phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$.

De la figura 32 se puede observar que la rejilla grabada con fluencia acumulada $\phi = 8 \text{ J/cm}^2$ (Rejilla1) presenta una razón de cambio lineal negativa del coeficiente de acoplamiento $|Q|$ respecto a la temperatura en un rango de 20 a 400°C sin presentar borrado completo de la rejilla, a diferencia de la rejilla grabada con $\phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$ (Rejilla2) que muestra una razón de cambio exponencial negativa, donde la rejilla2 es completamente borrada a 250°C.

La misma técnica de borrado se empleó en rejillas de Bragg grabadas usando un perfil limitado del haz gaussiano. En la figura 33 se presentan las gráficas de resistencia térmica de rejillas de Bragg grabadas con dos niveles de fluencia por pulso.



(a)



(b)

Figura 33: Resistencia térmica en rejillas de Bragg grabadas con un perfil gaussiano limitado del haz láser.

En la figura 34 se muestra la razón de cambio de la amplitud reflejada de la rejilla respecto a la temperatura. Podemos confirmar mediante el borrado de las rejillas con dos niveles de temperatura (250 y 500°C aproximadamente) que efectivamente existen dos mecanismos físicos involucrados durante el crecimiento de las rejillas de Bragg.

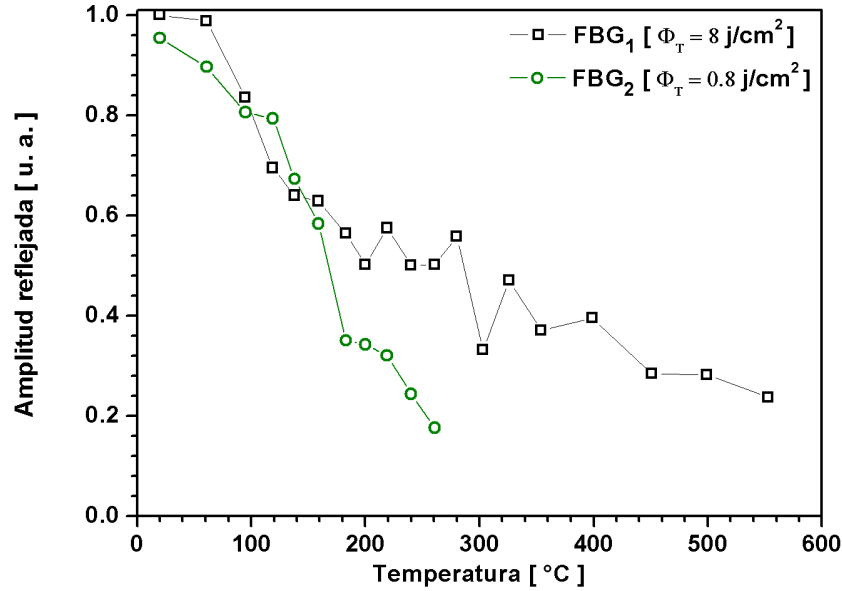


Figura 34: Razón de cambio de la modulación del índice de refracción fotoinducido respecto a temperatura en rejillas de Bragg grabadas con perfil gaussiano limitado del pulso y fluencia acumulada de $\phi = 8 \text{ J/cm}^2$ y $\phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$.

Como se mencionó anteriormente la fotosensibilidad en las fibras ópticas es más viable usando fuentes láser en el UV debido a las fuertes bandas de absorción ópticas a esas longitudes de onda. Sin embargo, se han mostrado diferentes publicaciones de mediciones de fotosensibilidad a $\lambda = 488 \text{ nm}$, donde se sugiere que los cambios de índice de refracción fotoinducidos están relacionados con un mecanismo de absorción de dos fotones.

5.2.2.2. Fotosensibilidad con luz verde $\lambda = 532 \text{ nm}$

En esta sección se presentan mediciones de cambio de índice de refracción en fibra estándar SMF-28 usando longitud de onda de $\lambda = 532 \text{ nm}$. Las mediciones se realizaron empleando la técnica de dos interferómetros Fabry-Perot mostrado en el arreglo de la

figura 18i. A continuación, en la figura 35 se presentan los cambios de índice de refracción fotoinducidos, .

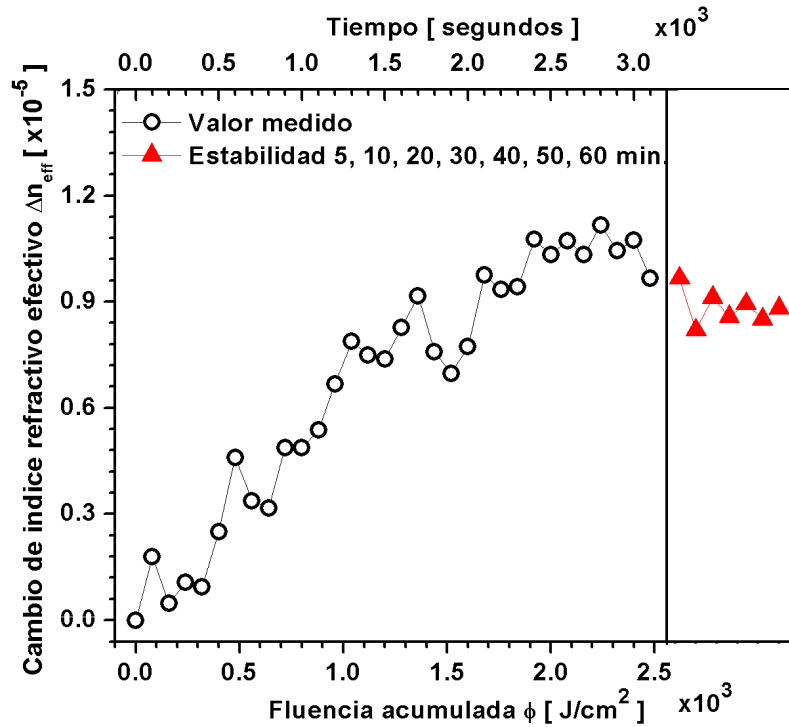
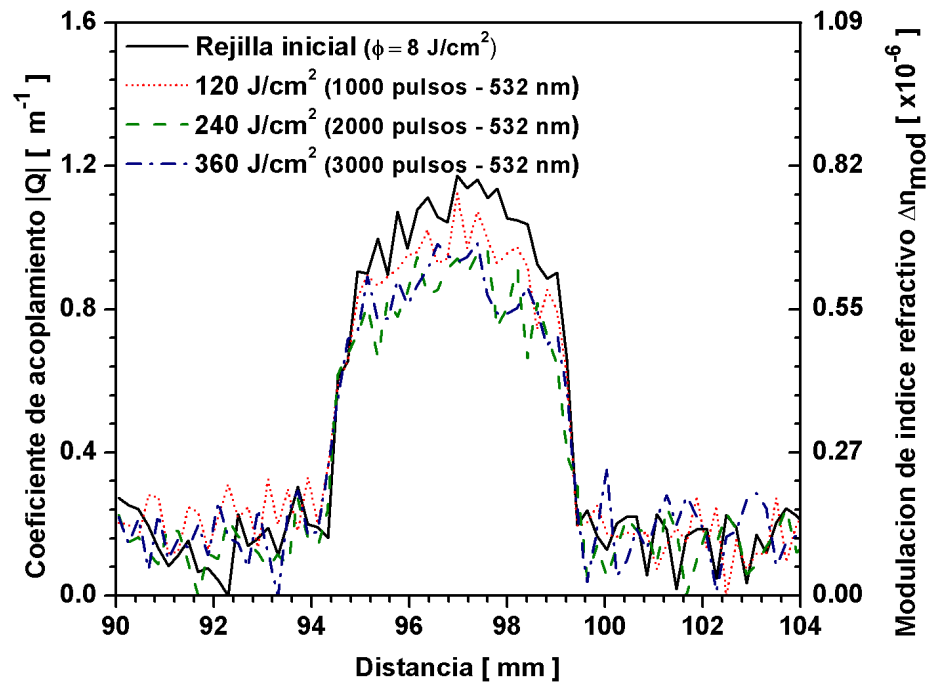


Figura 35: Cambios de índice de refracción efectivo en fibra estándar SMF-28 fotoinducidos con longitud de onda de $\lambda = 532$ nm, caracterizados con la técnica de dos interferómetros Fabry-Perot.

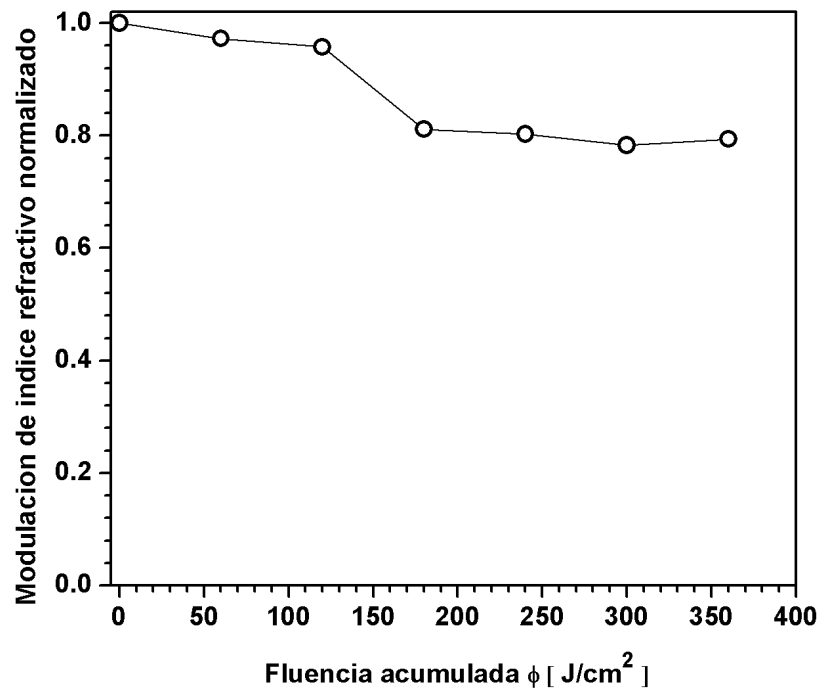
Los resultados obtenidos demuestran cambios de índice de refracción fotoinducidos del orden de $\Delta n_{\text{eff}} \approx 1 \times 10^{-5}$ con niveles de fluencia acumulada de $\phi \approx 2.5 \text{ kJ}/\text{cm}^2$. Para corroborar que los cambios de índice refractivo fotoinducidos eran debidos a irradiación láser y no a variaciones de temperatura o inestabilidades del sistema, se realizaron mediciones de las señales interferométricas durante una hora después de la irradiación láser. Los resultados demuestran la estabilidad de los cambios de índice de refracción fotoinducidos.

5.2.2.3. Photobleaching en rejillas de Bragg con luz verde $\lambda = 532$ nm

En esta sección se presenta una técnica alternativa para medir el efecto de irradiación con luz verde en fibra estándar SMF-28. Esta técnica consiste en el pre-grabado de una rejilla de Bragg con luz UV y su post-irradiación con luz verde produciendo un efecto de borrado de la rejilla de Bragg.



(a)



(b)

Figura 36: Cambios de índice de refracción a través del borrado de una rejilla de Bragg con longitud de onda de $\lambda=532 \text{ nm}$.

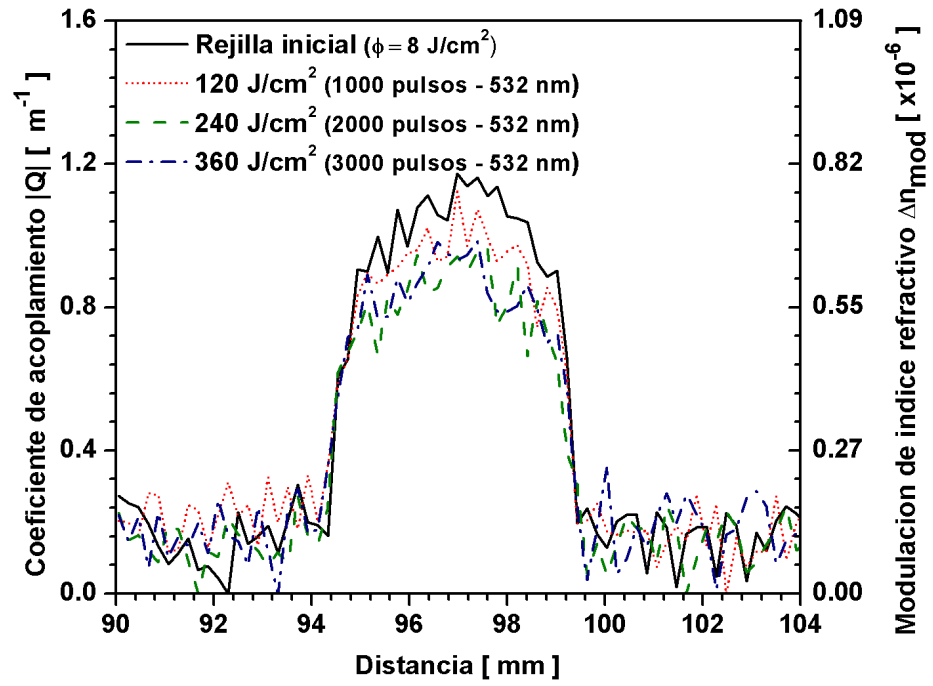
Para llevar a cabo este experimento se empleó una rejilla de Bragg grabada en fibra estándar SMF-28 con longitud de onda de $\lambda = 266$ nm y fluencia por pulso de $\phi = 8$ mJ/cm². La fibra se irradió con 1000 pulsos para obtener una fluencia acumulada de $\phi = 8$ J/cm². Posteriormente la rejilla se colocó frente al haz láser verde asegurando que el ancho espacial del láser cubriera la rejilla pre-grabada para su irradiación con luz verde. Las mediciones de fotosensibilidad se realizaron usando la técnica COFDR y a continuación se presentan los resultados obtenidos.

De la figura 36(a) se puede observar un ligero efecto de borrado en el perfil de la rejilla a lo largo de la fibra óptica debido a la irradiación con luz verde. La rejilla fue irradiada con dosis de fluencia de $\phi = 120$ J/cm². Sin embargo, el decremento en $|Q|$ es muy lento con niveles de fluencia muy altos, $\phi = 360$ J/cm² (figura 36(b)), debido a que la longitud de onda de $\lambda = 532$ nm está fuera de las bandas de absorción de los vidrios de GeO_2 (Atkins *et al.*, 1993), produciendo cambios de índice de refracción fotoinducidos muy pequeños ($\Delta n_{mod} < 10^{-6}$).

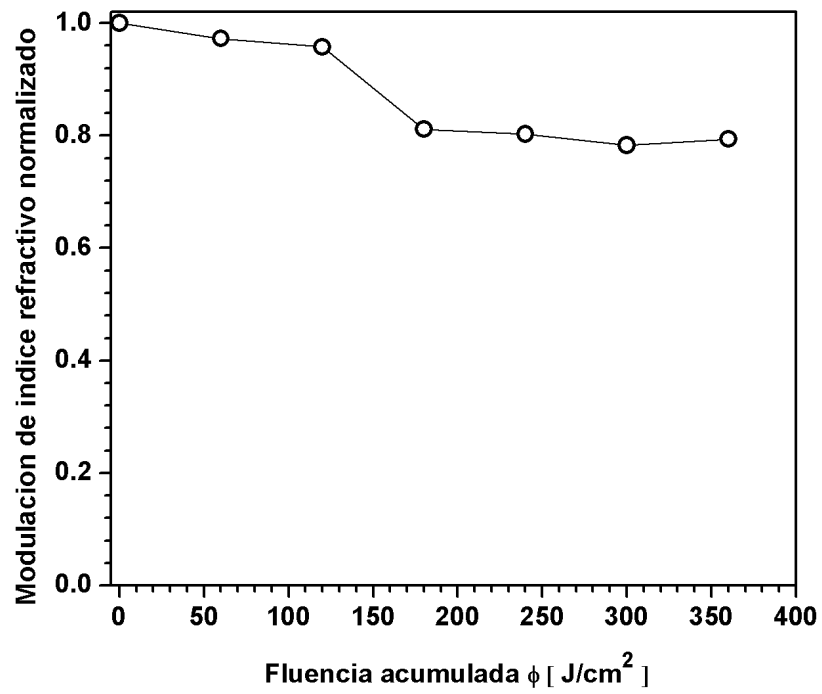
Para verificar efectos de cambio de índice de refracción fotoinducidos con luz verde, se empleó una rejilla de Bragg muy débil (reflectancia $\ll 0.001$ %) grabada con un pulso de fluencia $\Phi = 8$ mJ/cm². Posteriormente, la rejilla se irradió con 300 pulsos de luz verde utilizando un ancho del haz láser ≈ 3 mm y fluencia por pulso $\phi = 120$ mJ/cm² (figura 37). Los resultados muestran un cambio en la modulación del índice de refracción (figura 37(a)) a través del borrado de la rejilla.

Durante el crecimiento de la rejilla de Bragg algunos electrones son excitados en las franjas brillantes por irradiación UV y atrapados en otros niveles energéticos (hollow traps) resultando en un incremento de absorción. Estos electrones atrapados pueden ser liberados a través de su re-excitación con luz verde para producir el efecto de borrado de la rejilla.

Hasta el momento, las mediciones de fotosensibilidad presentadas se han realizado principalmente en la etapa inicial e intermedia de fotosensibilidad. A continuación se presentan resultados del grabado de rejillas de Bragg de alta reflectancia en fibra estándar SMF-28.



(a)



(b)

Figura 37: Cambios de índice de refracción a través del borrado de una rejilla de Bragg con longitud de onda de $\lambda = 532 \text{ nm}$.

5.3. Rejillas de alta reflectancia

Como se ha mencionado anteriormente, la fotosensibilidad en fibras ópticas ha sido investigada ampliamente en fibras con diferente contenido de germanio e hidrógeno, materiales que aumentan la fotosensibilidad de las fibras ópticas haciendo mas fácil el grabado de rejillas de Bragg de alta reflectancia R ($R \approx 100\%$). Sin embargo, para aplicaciones en las que es necesario emplear kilómetros de fibra óptica, éstas fibras fotosensibles no son lo más apropiado pues las pérdidas son altas ($\gg 1$ dB/km) y también su costo. Por este motivo, la fibra estándar SMF-28 continua siendo una alternativa conveniente pues su costo es bajo y las perdidas en la ventana de telecomunicaciones son mínimas. No obstante, el grabado de rejillas de Bragg de alta reflectancia en fibra estándar SMF-28 es complicado debido a su baja fotosensibilidad haciendo necesario emplear longitudes de onda cercanas a las banda de absorción de 240 nm, para la cual se usan láseres de alta potencia como las fuentes láser excímero.

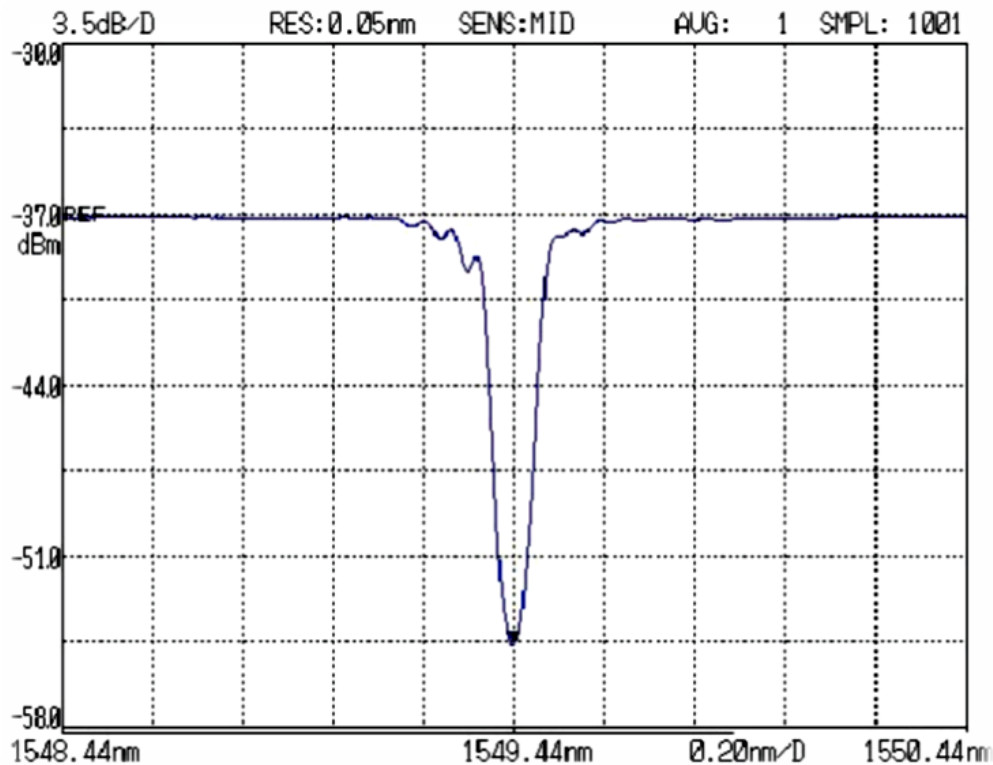


Figura 38: Espectro de reflectancia de una rejilla de Bragg de alta reflectancia grabada en fibra SMF-28 con un láser excímero de KrF ($\lambda = 248\text{nm}$).

En la figura 38 se muestra el grabado de una rejilla de Bragg de muy alta reflectancia

en fibra estándar SMF-28 usando un láser excímero pulsado de KrF con longitud de onda de $\lambda=248$ nm, duración del pulso de 20 ns y fluencia por pulso de 1 J/cm^2 . La longitud de la rejilla grabada es de 5 mm, con una reflectancia máxima R de 80 %, utilizando una fluencia acumulada $\phi = 20 \text{ KJ/cm}^2$, que resulta en un cambio de índice de refracción fotoinducido $\Delta n = 5 \times 10^{-5}$.

En este capítulo se han mostrado resultados de cambio de índice de refracción fotoinducidos usando dos técnicas interferométricas altamente sensibles, capaces de cuantificar cambios de índice de refracción menores a 10^{-6} con longitudes de onda en el UV y visible en fibras ópticas con diferentes grados de fotosensibilidad. Todos los experimentos realizados se han usado para entender la relación que existe entre los mecanismos físicos de centros de color y densificación en el crecimiento de rejillas de Bragg tipo I en su etapa inicial. Por otra parte, también nos interesa entender el crecimiento de rejillas de Bragg tipo IIA y su relación con la teoría de nucleación y evolución de poros que pretende explicar el crecimiento de la rejilla IIA. A continuación se presentan los resultados obtenidos.

5.4. Fotosensibilidad tipo IIA

En esta sección se presentan mediciones de topografía superficial empleando un microscopio de fuerza atómica en fibras ópticas fotosensible y estándar expuestas a diferentes parámetros físicos como tensión, temperatura e irradiación UV, los cuales facilitan el crecimiento de rejillas de Bragg tipo IIA. Diferentes mecanismos han sido propuestos para tratar de explicar el crecimiento de los diferentes tipos de rejillas fibras ópticas sin lograrlo completamente. Recientemente, un mecanismo de nucleación y evolución de poros se ha propuesto para explicar el crecimiento de la rejilla tipo IIA. Este mecanismo predice la formación de poros al sobrepasar un nivel umbral, el cual esta directamente relacionado con la tensión y temperatura que se aplica a la fibra óptica durante su irradiación (crecimiento de la rejilla IIA). Para llevar a cabo el estudio de nucleación de poros se grabaron rejillas de Bragg tipo IIA en fibras fotosensibles debido a que es mas fácil su grabado que en fibra estándar. A continuación se muestran los resultados obtenidos.

5.4.1. Rejillas de Bragg tipo IIA

En la figura 39 se muestran los espectros de reflectancia de rejillas tipo IIA grabadas en fibra fotosensible FiberCore PS-1500.

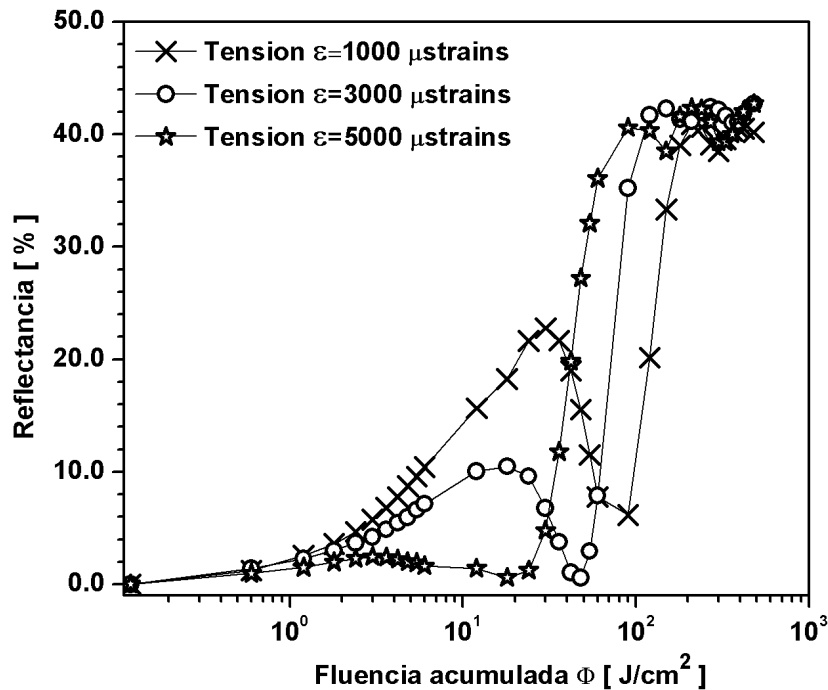


Figura 39: Espectros de reflectancia de rejillas de Bragg tipo IIA grabadas en fibra PS-1500 con diferentes niveles de tensión.

De la figura 39 se puede observar que las rejillas grabadas se realizaron con diferentes niveles de tensión aplicada a la fibra óptica durante su grabado. Las rejillas se grabaron en un tramo de fibra de longitud de 1 metro empleando un láser excímero de KrF con longitud de onda $\lambda=248$ nm y fluencia por pulso de 0.06 J/cm².

5.4.2. Topografía superficial en fibra fotosensible FiberCore PS-1500

Para el estudio de nucleación de poros en rejillas tipo IIA se empleó la rejilla de la figura 39 con tensión $\epsilon=3000$. A continuación se muestran los resultados de topografía de la superficie transversal de la rejilla IIA y de la fibra óptica tensionada a diferentes distancias de la rejilla IIA, figura 40. Es importante mencionar que los tramos de fibra a 3

y 30 cm de la rejilla fueron tensionados con la cubierta de la fibra intacta hasta su análisis de topografía superficial con el afm, mientras que la cubierta de la fibra donde se grabó la rejilla IIA se removió mecánicamente con unas pinzas antes de su grabado.

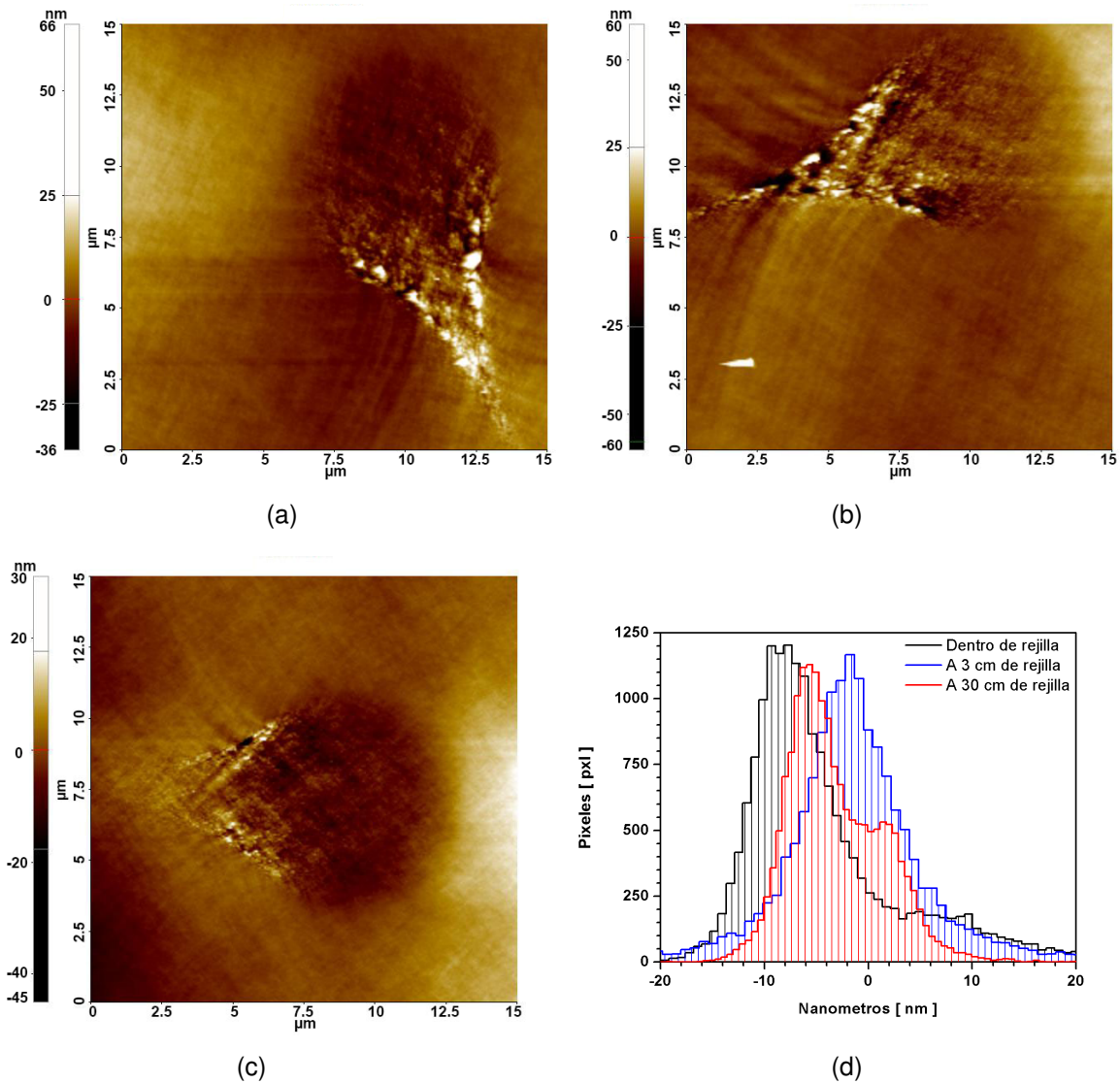


Figura 40: Topografía superficial de una rejilla tipo IIA grabada en el núcleo de una fibra fotosensible FiberCore PS1500 a) Muestra de rejilla IIA, b) Muestra de fibra óptica a 3 cm de rejilla IIA, c) Muestra de fibra a 30 cm de rejilla IIA y d) Histogramas.

Un efecto de cola en la superficie del núcleo es observado claramente. Es importante mencionar que la dirección de las colas en la superficie del núcleo están relacionadas con la dirección de corte de la fibra óptica. También podemos observar que las colas de las muestras de fibra óptica difieren en su longitud. Para comparar y cuantificar la longitud total del núcleo y sus colas respectivamente, se midieron los perfiles lineales de

la superficie del núcleo, (figura 41).

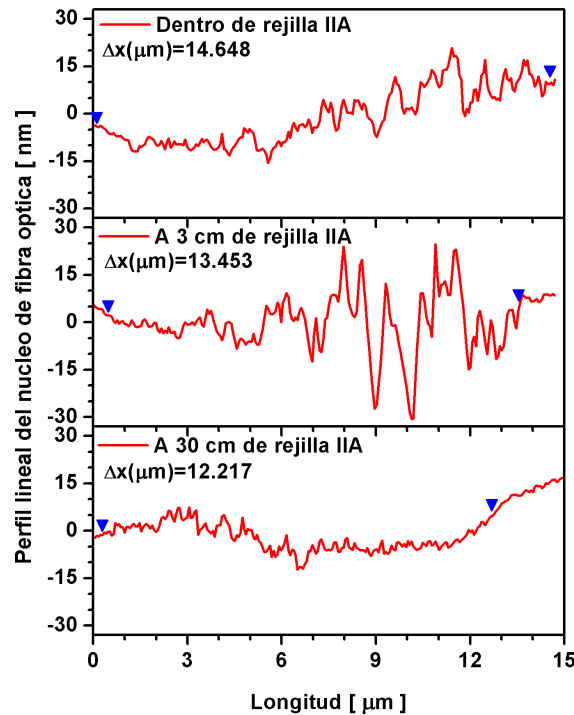


Figura 41: Perfil lineal de la topografía superficial de una rejilla de Bragg en fibra óptica

El perfil lineal de las superficies muestra un decaimiento en la longitud de la cola que acompaña al núcleo. También es fácil observar que la rugosidad de la superficie de la fibra cambia significativamente dependiendo del área de análisis. Sin embargo no hay evidencia clara de nucleación de poros en la superficie de rejillas IIA. Para distinguir la influencia de luz UV en el núcleo de la fibra óptica sobre los efectos de temperatura y tensión aplicados en la fibra óptica durante el grabado de la rejilla de Bragg tipo IIA, se realizaron diferentes experimentos de medición de topografía en fibra fotosensible Fiber-Core PS-1500 con pre-tratamientos de los parámetros antes mencionados. En base a la teoría que predice el efecto de nucleación de poros como resultado del crecimiento de rejillas IIA en fibra óptica ¹, podemos ver que dicha nucleación depende de la temperatura y la tensión aplicada a la fibra óptica (figura 10). Considerando estos parámetros, se realizaron mediciones de topografía en fibra PS-1500 tensionada con $\epsilon = 3000 \mu\text{strains}$ y calentada a 500°C durante 20 minutos. En la figura 42 se muestran los resultados obte-

¹Kukushkin *et al.* (2007)

nidos.

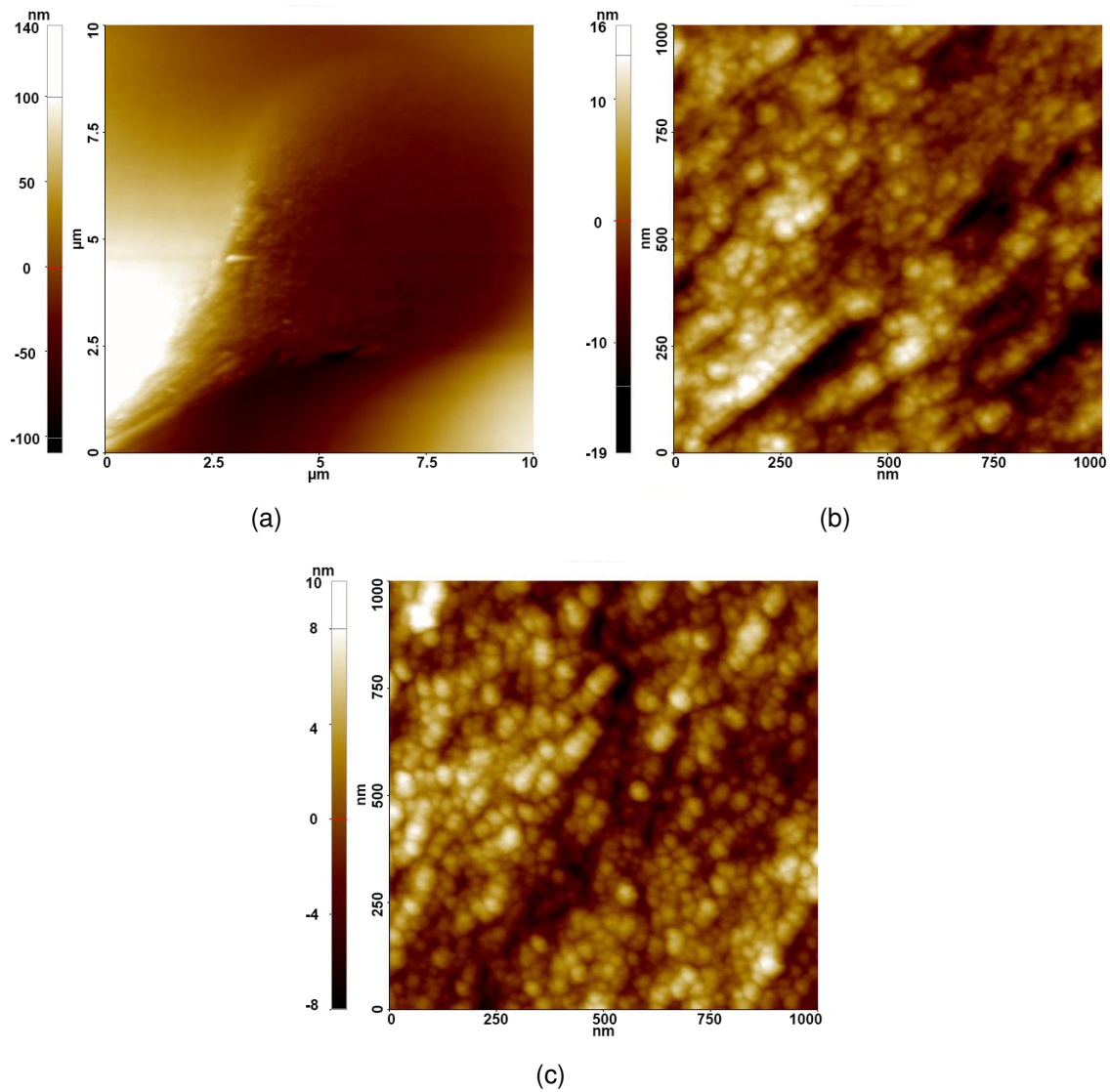


Figura 42: Fibra óptica PS-1500 tensionada $\epsilon=3000\mu\text{s}$ y calentada a $T=500^\circ\text{C}$. a) Núcleo de fibra PS-1500, b) Imagen dentro del núcleo y c) Imagen de la cubierta.

Como se mencionó anteriormente, el grabado de la rejilla tipo IIA se realizó tensionando a la fibra óptica durante su grabado con tensión $\epsilon=3000\mu\text{strains}$ durante casi 2 horas (tiempo que tardó en grabarse la rejilla IIA). Para distinguir el efecto de tensión en la fibra, se realizaron mediciones de topografía de fibra óptica PS-1500 sin recubrimiento tensionada con $\epsilon=3000\mu\text{strains}$ durante ≈ 90 minutos. En la figura 43 se muestran los resultados obtenidos.

Estos resultados muestran la visibilidad del núcleo de la fibra óptica y un ligero efec-

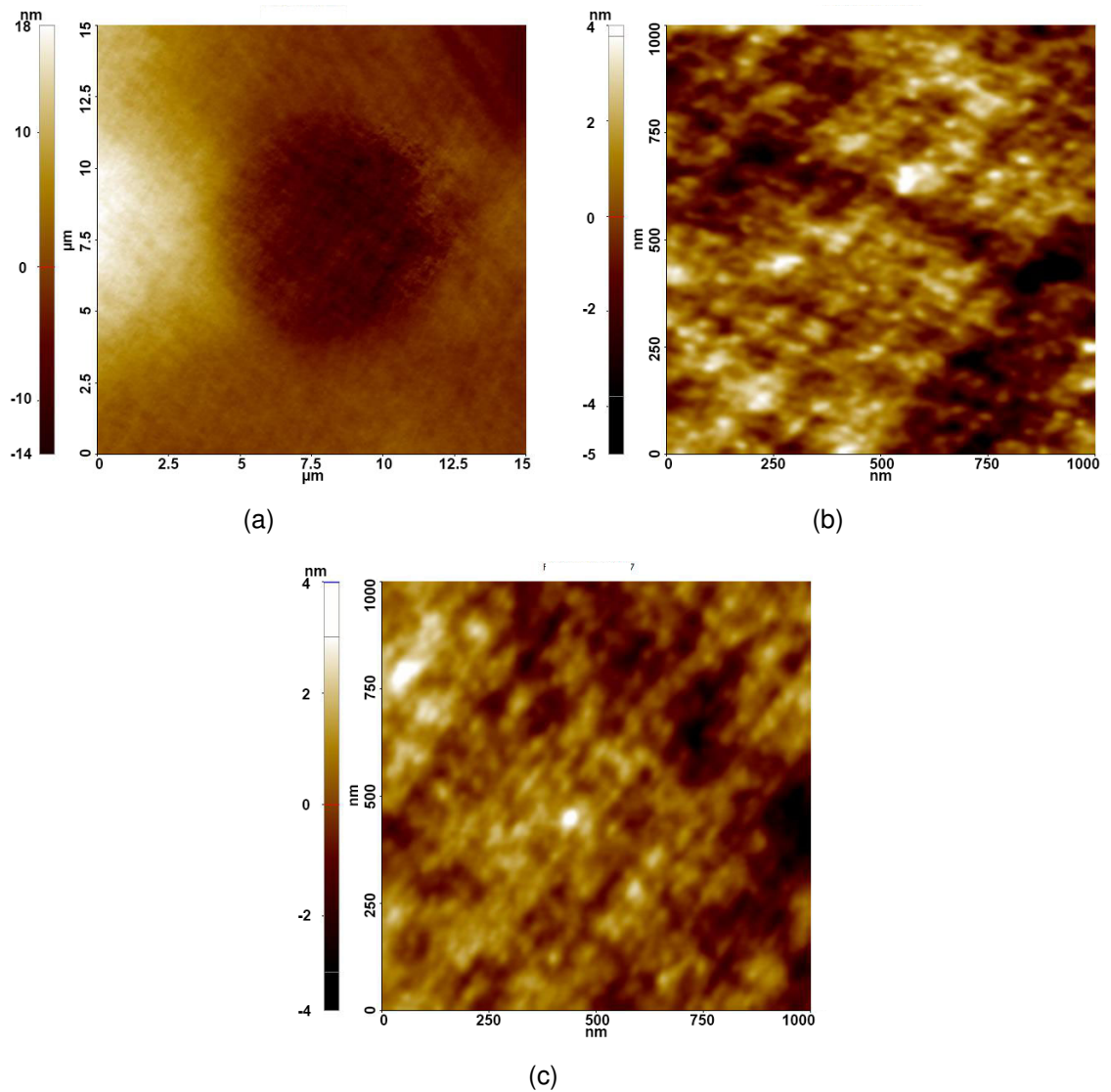


Figura 43: Fibra óptica PS-1500 tensionada con $\epsilon=3000\mu\text{strains}$. a) Núcleo de fibra PS-1500 y b,c) Imágenes dentro del núcleo.

to de cola como en la figura 40c. Sin embargo, la rugosidad de la superficie del núcleo es casi dos veces menor que en la fibra donde se grabó la rejilla IIA (figura 40(c)). Cabe mencionar que la fibra solo se tensionó durante 90 minutos debido a que se rompió después de ese periodo de tiempo, posiblemente debido a que sufrió microfrazuras durante el proceso de remoción de la cubierta, ya que este proceso se realizó mecánicamente utilizando pinzas.

Para minimizar el efecto de tensión en la fibra óptica y evitar su ruptura, se realizó un segundo experimento tensionando la fibra óptica con $\epsilon=2500\mu\text{strains}$ durante 30 minutos (figura 44).

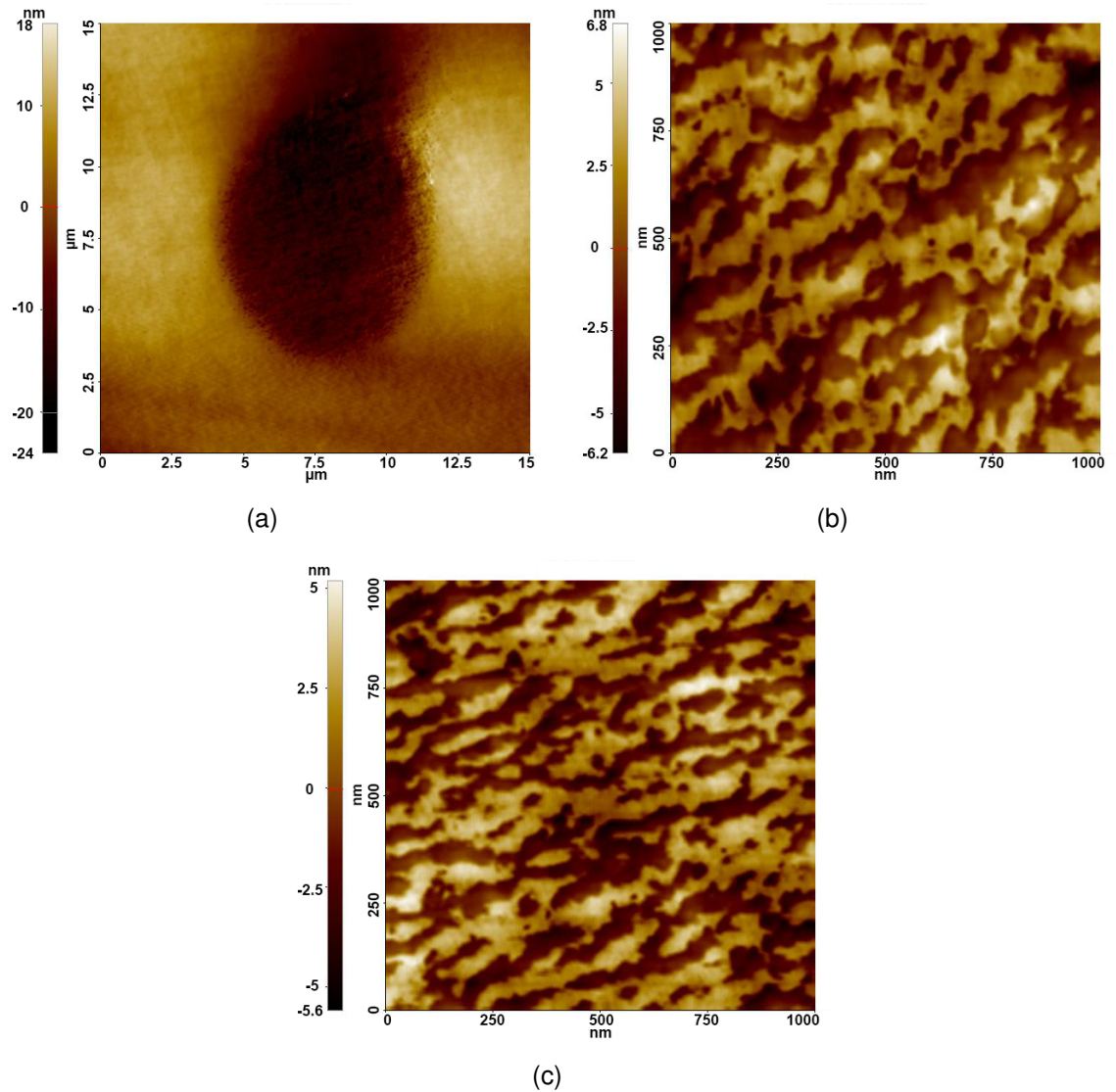


Figura 44: Fibra óptica PS-1500 tensionada con $\epsilon=2500\mu\text{strain}$. a) Núcleo de la fibra PS-1500. b,c) Imágenes obtenidas dentro del núcleo de a)

Se puede observar en la superficie del núcleo de la fibra óptica el efecto de nucleación y evolución de poros. Sin embargo, este efecto es debido solamente a tensión aplicada a la fibra y no a luz ultravioleta. Por otra parte, este efecto de nucleación de poros no es fácil de reproducir debido a que el clivado de la fibra óptica no es un proceso controlable porque la fuerza empleada para cortar la fibra depende de la presión aplicada manualmente al clivador. En la figura 45 se muestran una representación estadística de la topografía del núcleo de la fibra (figura 44) en diferentes zonas para mostrar una mejor idea de la rugosidad de la superficie.

Entonces, para entender el efecto que se produce en la superficie del núcleo debido al

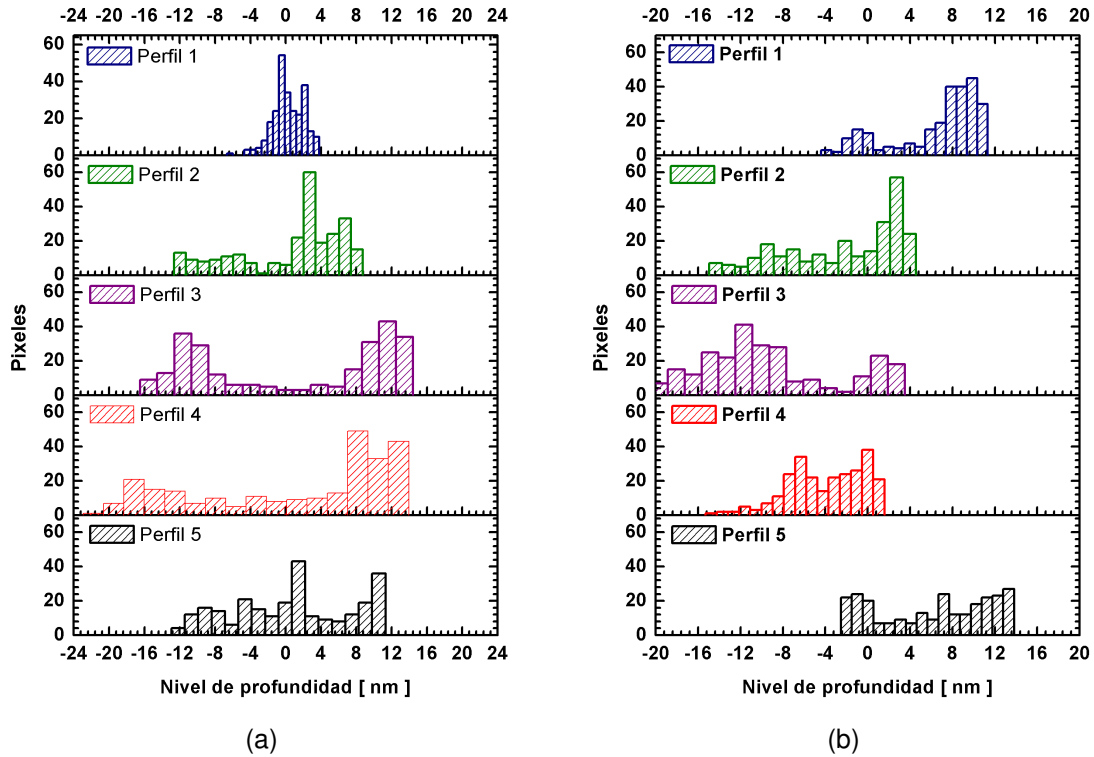


Figura 45: Histograma de la superficie de fibra óptica PS-1500 tensionada con $\epsilon=2500\mu\text{strain}$. a) Histogramas (perfil horizontal), b) Histogramas (perfil horizontal).

clivado de la fibra óptica (es decir sin pre-tratamientos con tensión, temperatura o luz UV), se realizaron mediciones de topografía superficial atómica en diferentes muestras de fibra óptica utilizando dos clivadoras de fibra óptica de diferentes fabricantes (detalles de la clivadora) para cortar la fibra óptica. Los resultados mostraron el mismo comportamiento en todas las superficies analizadas (figura 46).

Estos resultados demuestran que las tensiones producidas en la fibra óptica debido al clivado son suficientemente fuertes para causar un ligero efecto de cola en el núcleo de la fibra y una especie de gránulos con diámetros del orden de 10 a 30 nm. Estos gránulos se observan generalmente en el extremo opuesto al lado donde se inicio el corte de la fibra, sobre la interfaz núcleo-cubierta de la fibra óptica. Cuando el efecto de cola es más pronunciado, como en las muestras de fibra tensionada e irradiada, los gránulos se propagan hacia la cola del núcleo incrementando su diámetro y altura hasta 100 nm aproximadamente. Es evidente que, durante el clivado de la rejilla de Bragg, se produce un efecto de crecimiento de gránulos en la superficie del núcleo que pueden

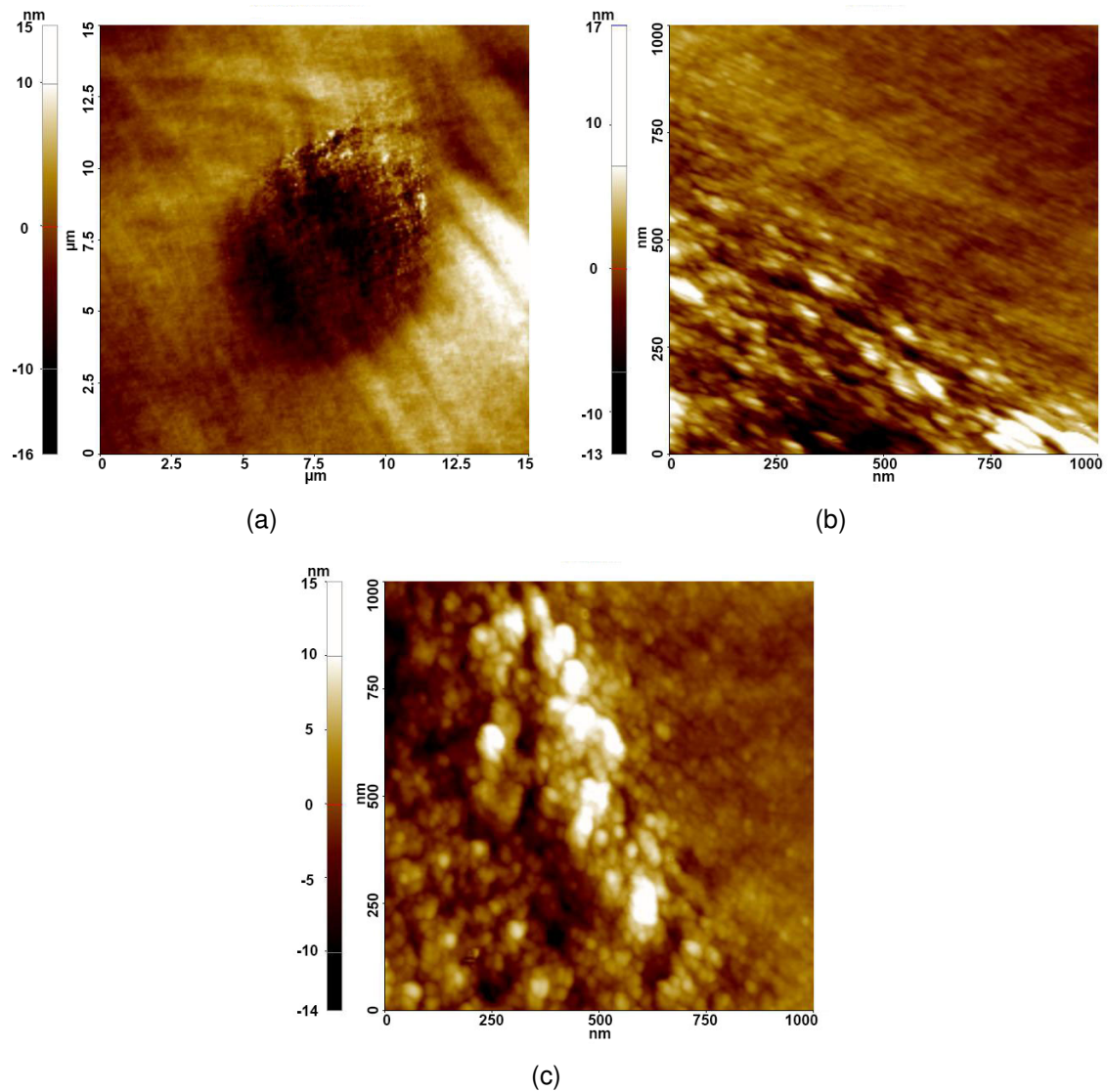


Figura 46: Fibra óptica PS-1500. a) Núcleo de la fibra, b) Interfaz núcleo-cubierta y c) Dentro del núcleo.

sobrepasar cualquier efecto producido por luz UV, tensión o ambos. Este efecto puede explicarse debido a que el corte de la fibra se realiza produciendo una microfractura de la superficie de la fibra, que posteriormente es tensionada hasta su ruptura. Este proceso no es controlable porque el manejo de la clivadora es manual y la fuerza empleada en el clivado no es constante. Para diferenciar los efectos de luz UV, tensión y clivado en la superficie de rejillas de Bragg en fibra óptica empleamos dos tipos de fibra óptica, fibra estándar de telecomunicaciones y fibra fotosensible QPS. A continuación se muestran los resultados obtenidos.

5.4.3. Topografía superficial en diferentes fibras ópticas

Se realizaron mediciones de topografía superficial en la superficie de fibra estándar SMF-28 y fibra fotosensible QPS, sin pre-tratamientos con luz UV, tensión ó temperatura (figura 47). Estas mediciones se realizaron para distinguir los efectos del clivado en las fibras ópticas con diferente contenido de germanio. Se puede observar que la superficie

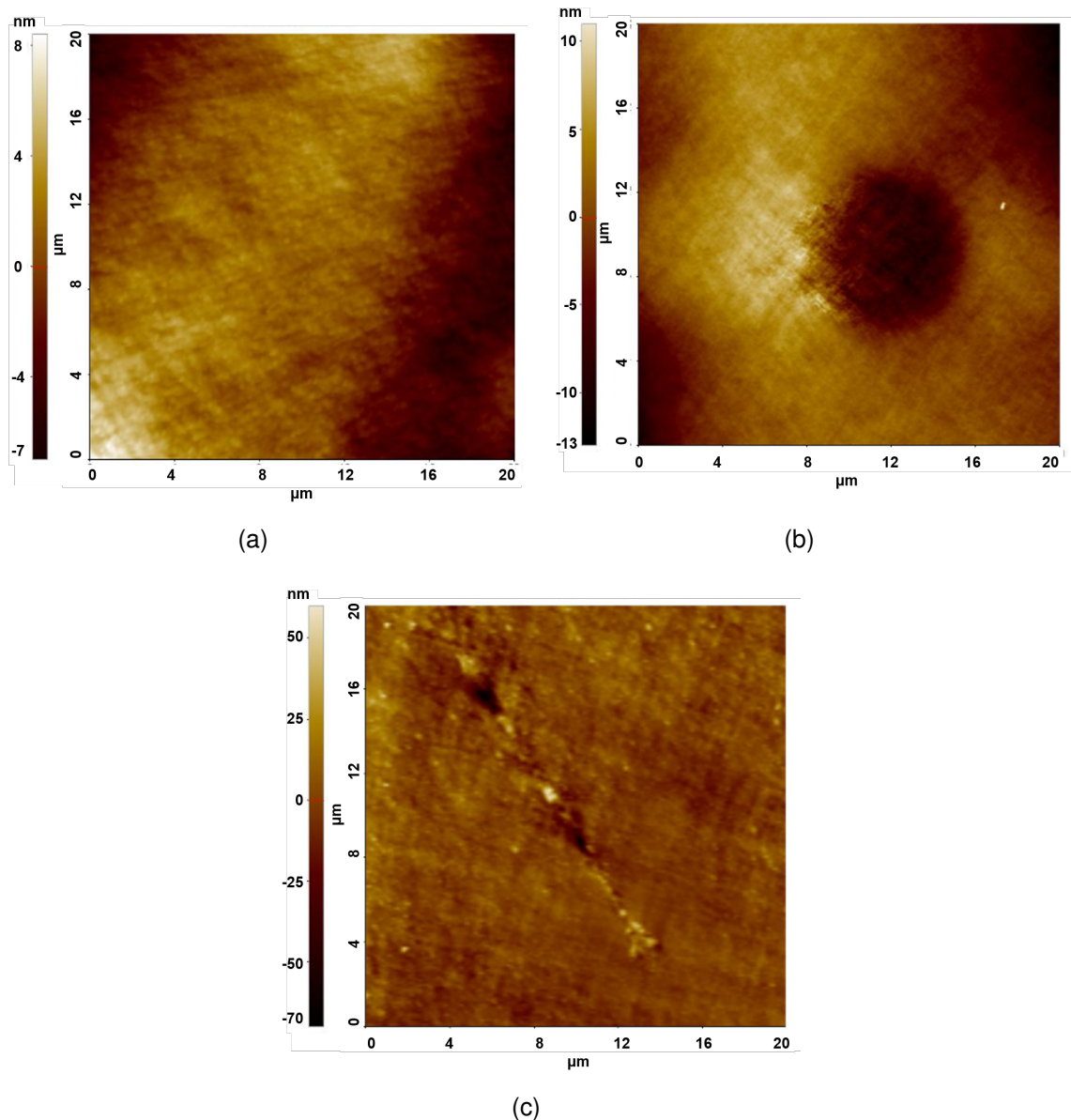


Figura 47: Comparación del efecto de clivado en diferentes fibras ópticas. a) Fibra estándar SMF-28, b) Fibra fotosensible PS-1500 y c) Fibra fotosensible QPS.

de la fibra óptica estándar no muestra evidencia de granulidad como en la superficie de fibras fotosensibles. Además, tampoco el núcleo de la fibra es visible a simple vista como

en las fibras fotosensibles. Este resultado permitiría distinguir los efectos que nos interesan, como son irradiación con luz UV, tensión y temperatura sobre la fibra óptica. Sin embargo, no es práctico buscar en toda la superficie de la fibra (diámetro de la fibra=125 μm) para hallar el núcleo. Se ha demostrado que el ácido fluorhídrico (HF) puede corroer el vidrio, y es mas corrosivo con el germanio que con el silicio. Utilizando vapor HF podemos 'colorear' el núcleo de la fibra óptica y buscar los efectos deseados en esa área. En la Figura 48(a) se muestra el núcleo de una fibra estándar SMF-28. Se observa que

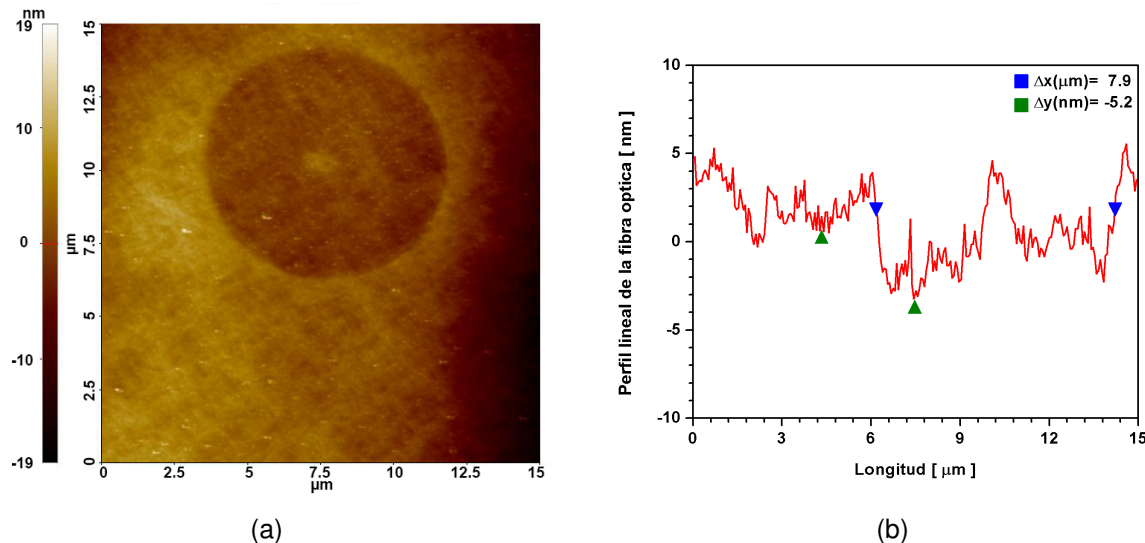


Figura 48: a) Fibra óptica estándar SMF-28 con exposición a vapor de ácido HF y b) Perfil lineal del núcleo de a).

exponiendo la superficie de la fibra óptica con vapor de ácido HF con concentración del ácido del 10 % durante 20 segundos, es posible observar el núcleo de la fibra sin alterar su superficie, solamente produciendo un ligero hundimiento en el núcleo de la fibra óptica menor a 10 nm de profundidad (figura 48(b)).

Para hallar evidencia de nucleación de poros en rejillas de Bragg tipo IIA se realizaron diferentes experimentos en fibra SMF-28. Se empleó irradiación con luz UV y tensión (grabado de rejilla tipo IIA), tensión y temperatura y diferentes niveles de tensión (3000 $\mu\text{strains}$ a 150000 $\mu\text{strains}$) para verificar sus efectos en la fibra óptica. Los resultados encontrados en fibras irradiadas y tensionadas no mostraron cambios significativos en la superficie de la fibra óptica. Sin embargo, en fibras tensionadas muy fuertemente, casi al nivel de fractura de la fibra óptica (150000 $\mu\text{strains}$), se encontraron algunos efectos en toda la superficie de la fibra óptica (figura 49). El núcleo no es visible sin pre-tratamiento

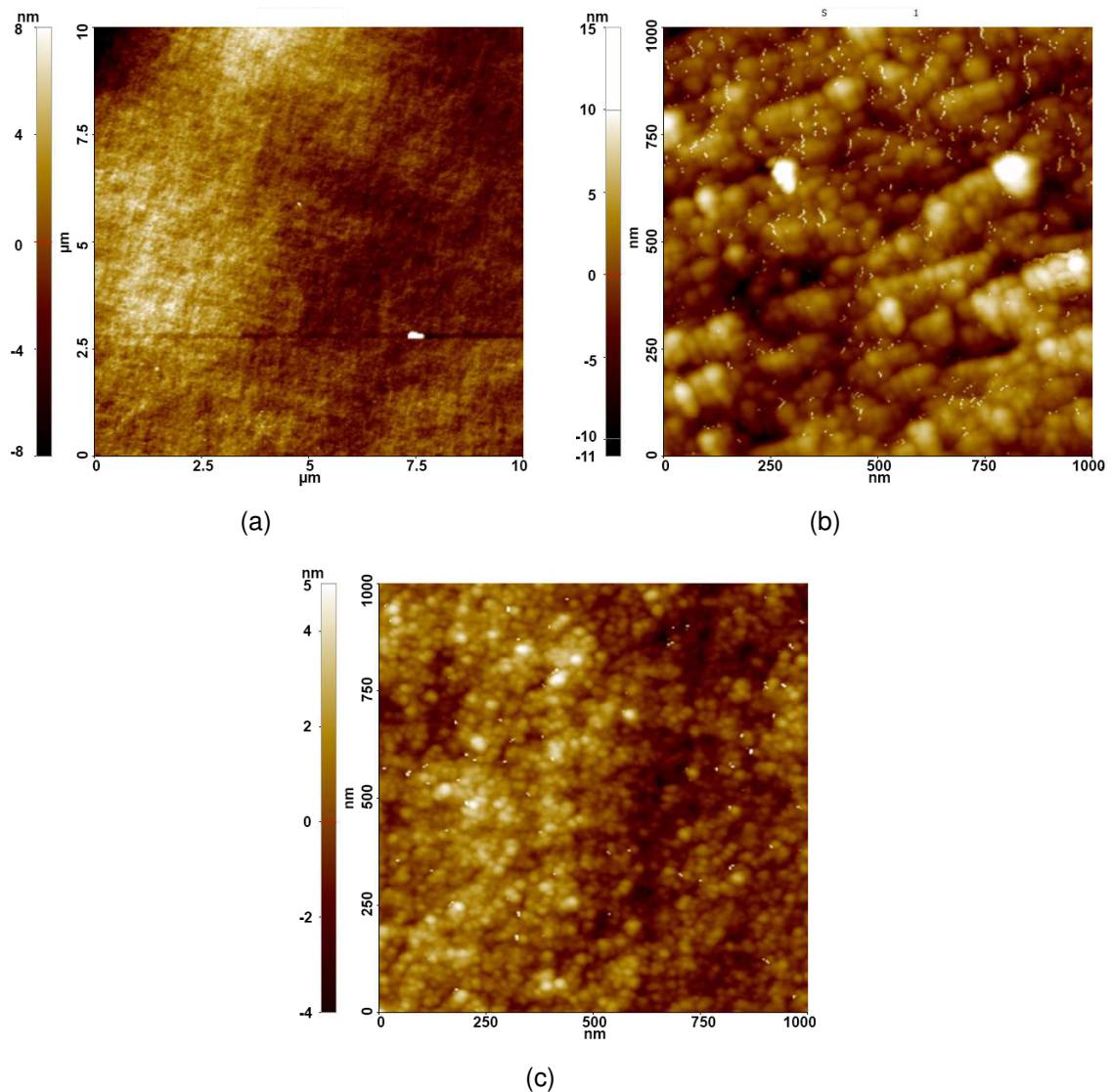


Figura 49: Fibra óptica estándar SMF-28 con tensión 150000 μ strains. a) Imagen del centro de la fibra óptica, b) Acercamiento en el centro de a) y c) Imagen de la cubierta

con ácido HF, por este motivo las mediciones del núcleo se realizaron en el centro de la fibra óptica. Se puede observar en toda la superficie de la fibra cierta granulidad, con tamaños de 15 a 35 nm en el centro de la fibra y 40 a 80 nm en el área de cubierta. No hay evidencia de nucleación de poros en la superficie de fibra tensionada. Además, también se realizaron mediciones utilizando exposición a temperatura y tensión (exposición a temperaturas de $\approx 500^\circ\text{C}$ y tensión $\epsilon = 3000 \mu\text{strains}$), figura 50.

En la superficie de toda la fibra óptica se observan picos con alturas mayores a 60 nm. Para descartar efectos de tensión o temperatura como los responsables de estos picos, se realizó el mismo experimento sin tensionar la fibra óptica. Sin embargo, los

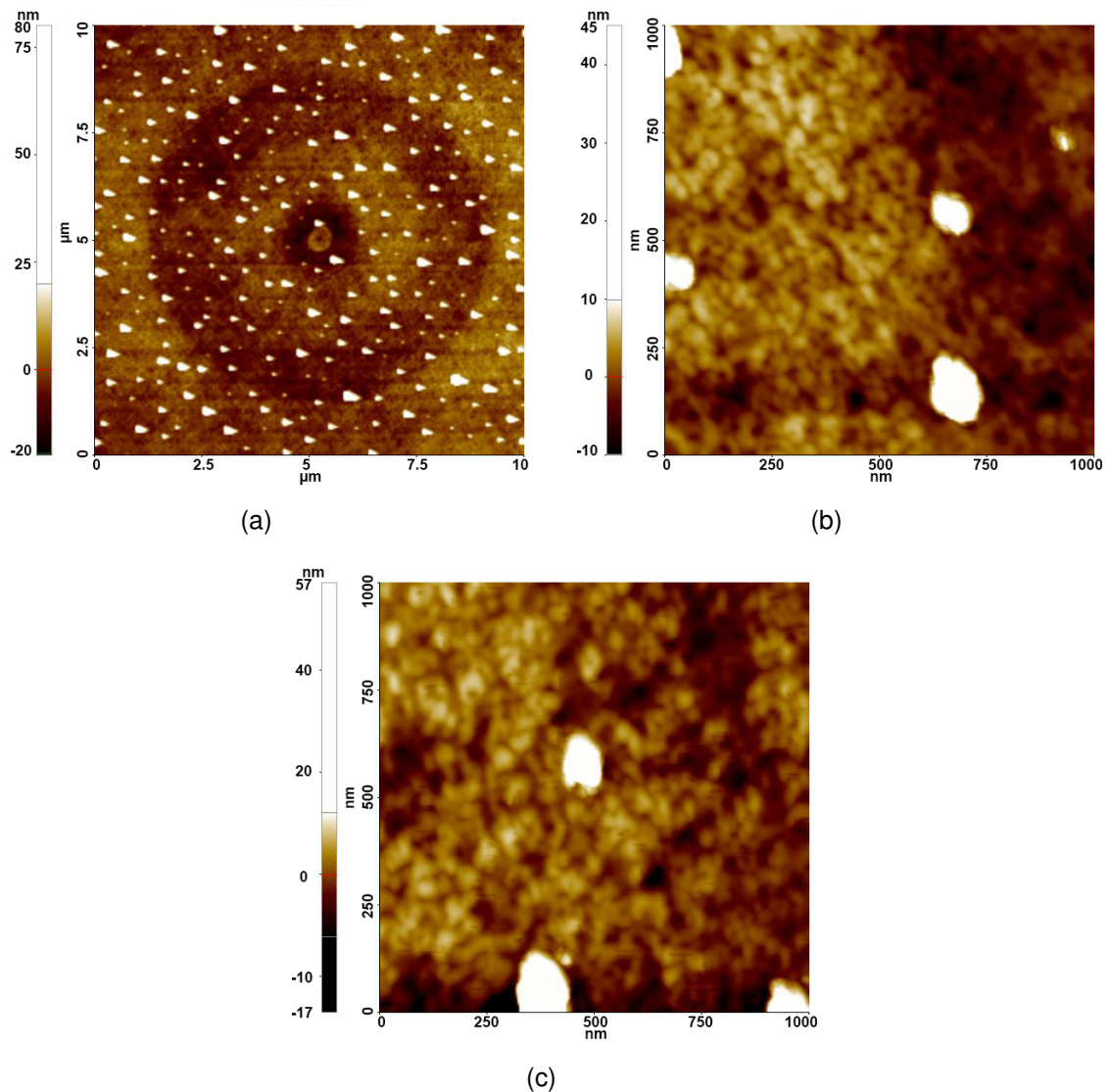


Figura 50: Fibra óptica estándar SMF-28 con temperatura y tensión $-T=500^{\circ}\text{C}$ y $\epsilon = 3000\mu\text{strains}$. a) Núcleo de la fibra óptica, b) Interfaz núcleo-cubierta de a) y c) Imagen de la cubierta de la fibra óptica.

resultados fueron similares. Por tanto, estos picos podrían explicarse como un efecto de depósito de partículas de plástico quemado del recubrimiento de la fibra óptica que se quemó durante el calentamiento de la fibra. La fibra óptica se limpió con acetona después de su calentamiento, sin embargo durante la preparación de muestras de fibra (clivado de la fibra) pudieron esparcirse restos de recubrimiento quemados y depositarse en su superficie.

Con todos estos resultados, se puede concluir que en la superficie de fibra estándar no es posible observar el núcleo sin pre-tratamientos con ácido HF y que los efectos por tensión ó temperatura no son observados, excepto con tensión a nivel de fractura de la

fibra óptica. Por otro lado, en fibras fotosensibles es fácil observar su núcleo con el solo clivado de la fibra. Se hallaron efectos de nucleación de poros en fibras tensionadas sin irradiación UV, aunque este efecto es difícil de reproducir porque el efecto de clivado puede sobrepasar cualquier efecto de tensión, temperatura o irradiación UV.

Capítulo 6. Conclusiones

En este trabajo se realizaron estudios de fotosensibilidad en la etapa muy inicial de crecimiento de rejillas de Bragg que no han sido reportados hasta el momento, con fluencias por pulso menores a 10^{-3} J/cm² en fibras de bajo contenido de germanio. Los resultados observados sugieren que este tipo de rejillas de Bragg grabadas en fibra estándar sin fotosensibilización son apropiadas para su uso en aplicaciones de sensores distribuidos donde es necesario emplear rejillas de muy baja reflectancia.

Los resultados encontrados con la técnica de interferómetros Fabry-Perot sugieren que el mecanismo físico dominante en la etapa inicial de fotosensibilidad en fibras de bajo contenido de germanio (fibra estándar smf-28) es la formación de centros de color y que su activación no depende ni se incrementa con procesos comunes de fotosensibilización, como la hidrogenación del núcleo de la fibra óptica. Este resultado concuerda con resultados experimentales reportados por otros autores, que han empleado otras técnicas de medición de centros de color como resonancia paramagnética y absorción óptica.

Las mediciones de fotosensibilidad realizadas con la técnica de reflectometría coherente COFDR se realizaron usando dos niveles de energía por pulso que difieren entre sí, aproximadamente, por un factor de diez. Para este estudio utilizamos tres fibras ópticas con diferente contenido de germanio. Los resultados observados muestran dos procesos de crecimiento en las rejillas de Bragg con diferente dinámica. El primero se satura rápidamente, mientras que el segundo se acerca mas lentamente hasta su nivel de saturación. Estos resultados los atribuimos a los centros de color Ge(1) y Ge(2) respectivamente. Nuestras mediciones de resistencia térmica en rejillas de Bragg grabadas con dos niveles de crecimiento lineal confirman la relación con los centros Ge(1) y Ge(2) respectivamente.

Se mostró el grabado de rejillas de Bragg de muy alta reflectancia en fibra estándar SMF-28 con luz UV enfocada muy fuertemente, cercano al nivel de resistencia de la fibra óptica (fluencia por pulso $\phi = 1$ J/cm²) y fluencia acumulada de 20 KJ/cm², produciendo cambios de índice de refracción fotinducidos del orden 10^{-5} que corresponde a una reflectancia de la rejilla de Bragg del 80 %. Cabe mencionar que el grabado de esta rejilla

de Bragg se realizó sin tensión aplicada a la fibra óptica y por tanto no hay efectos de crecimiento no monotónico como en rejillas tipo IIA.

Varios autores han reportado el grabado de rejillas tipo IIA con y sin tensión aplicada a la fibra óptica durante su formación, utilizando diferentes tipos de fibras ópticas fotosensibles, pero no con fibra estándar SMF-28. Sin embargo, en nuestro grupo de investigación se reportó el grabado de rejillas de Bragg IIA en fibra estándar SMF-28 tensionadas muy fuertemente (tensión $\approx 4000 \mu\epsilon$) e irradiadas con fuertes niveles de fluencia por pulso ($\phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$). En base en esto, podemos concluir que en la fibra SMF-28 se pueden presentar todas las etapas de fotosensibilidad de rejillas de Bragg sin necesidad de pre-tratamientos para aumentar su fotosensibilidad.

En este trabajo se realizaron experimentos para confirmar la hipótesis de nucleación y evolución de poros en rejillas tipo IIA grabadas en fibra fotosensible FiberCore PS-1500. Los resultados mostraron que el método de clivado de la fibra óptica produce una rugosidad diferente en el área del núcleo y cubierta de la fibra óptica.

En este trabajo se presentaron resultados experimentales que demuestran que la temperatura y la tensión aplicada a la fibra óptica son parámetros importantes para el proceso de nucleación de poros durante el crecimiento de la rejilla II.

Se observó evidencia de un tipo de defectos 'poros' en la superficie transversal de fibra tensionada sin irradiación UV. Este efecto fue cuantificado. Los poros hallados presentan tamaños de $\approx 4 \text{ nm}$ de radio y mayores, resultados que coinciden con la estimación teórica desarrollada por Kukushkin (Kukushkin *et al.*, 2006) del radio crítico de los poros.

Lista de referencias bibliográficas

(1997). *Lightwave Technology, Journal of*, **15**(8).

Albert, J., Malo, B., Hill, K., Bilodeau, F., Johnson, D., and Theriault, S. (1995). Comparison of one-photon and two-photon effects in the photosensitivity of germanium-doped silica optical fibers exposed to intense arf excimer laser pulses. *Applied physics letters*, **67**(24): 3529–3531.

Anoikin, E., Guryanov, A., Gusovsky, D., Dianov, E., Mashinsky, V., Miroshnichenko, S., Neustruev, V., Tikhomirov, V., and Zverev, Y. B. (1992). Uv and gamma radiation damage in silica glass and fibres doped with germanium and cerium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **65**(1): 392–396.

Archambault, J., Reekie, L., and Russell, P. S. J. (1993). 100 % reflectivity bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses. *Electronics Letters*, **29**(5): 453–455.

Atkins, R., Mizrahi, V., and Erdogan, T. (1993). 248 nm induced vacuum uv spectral changes in optical fibre preform cores: support for a colour centre model of photosensitivity. *Electronics Letters*, **29**(4): 385–387.

Bandyopadhyay, S., Canning, J., Stevenson, M., and Cook, K. (2008). Ultrahigh-temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm. *Optics letters*, **33**(16): 1917–1919.

Bilodeau, F., Hibino, Y., Abe, M., Malo, B., Albert, J., Kawachi, M., Johnson, D., and Hill, K. (1993). Photosensitization of optical fiber and silica-on-silicon/silica waveguides. *Optics letters*, **18**(12): 953–955.

Boero, M., Pasquarello, A., Sarnthein, J., and Car, R. (1997). Structure and hyperfine parameters of e 1' centers in α -quartz and in vitreous sio 2. *Physical review letters*, **78**(5): 887.

Brambilla, G., Pruneri, V., Reekie, L., and Payne, D. (1999). Enhanced photosensitivity in germanosilicate fibers exposed to co2 laser radiation. *Optics letters*, **24**(15): 1023–1025.

Canning, J. and Åslund, M. (1999). Correlation of ultraviolet-induced stress changes and negative index growth in type iia germanosilicate waveguide gratings. *Optics letters*, **24**(7): 463–465.

Canning, J. and Carter, A. (1997). Modal interferometer for in situ measurements of induced core index change in optical fibers. *Optics letters*, **22**(8): 561–563.

Célarié, F., Prades, S., Bonamy, D., Ferrero, L., Bouchaud, E., Guillot, C., and Marliere, C. (2003). Glass breaks like metal, but at the nanometer scale. *Physical Review Letters*, **90**(7): 075504.

Dennis, T., Gill, E. M., and Gilbert, S. L. (2001). Interferometric measurement of refractive-index change in photosensitive glass. *Applied optics*, **40**(10): 1663–1667.

- Dianov, E., Vasiliev, S., Kurkov, A., Medvedkov, O., and Protopopov, V. (1996). In-fiber mach-zehnder interferometer based on a pair of long-period gratings. En: *Optical Communication, 1996. ECOC'96. 22nd European Conference on*. IEEE, Vol. 1, pp. 65–68.
- Dong, L., Archambault, J.-L., Reekie, L., Russell, P. S. J., and Payne, D. N. (1993). Single pulse bragg gratings written during fibre drawing. *Electronics Letters*, **29**(17): 1577–1578.
- Dong, L., Pinkstone, J., Russell, P. S. J., and Payne, D. N. (1994). Ultraviolet absorption in modified chemical vapor deposition preforms. *JOSA B*, **11**(10): 2106–2111.
- Douay, M., Xie, W., Taunay, T., Bernage, P., Niay, P., Cordier, P., Poumellec, B., Dong, L., Bayon, J., Poignant, H., *et al.* (1997). Densification involved in the uv-based photosensitivity of silica glasses and optical fibers: Fiber gratings, photosensitivity, and poling. *Journal of lightwave technology*, **15**(8): 1329–1342.
- Eickhoff, W. and Ulrich, R. (1981). Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber. *Applied Physics Letters*, **39**(9): 693–695.
- Flockhart, G. M., Cranch, G. A., and Kirkendall, C. K. (2007). Rapid characterization of the ultraviolet induced fiber bragg grating complex coupling coefficient as a function of irradiance and exposure time. *Applied optics*, **46**(34): 8237–8243.
- Fokine, M. (2002). Photosensitivity, chemical composition gratings and optical fiber based components.
- Fokine, M. and Margulis, W. (2000). Large increase in photosensitivity through massive hydroxyl formation. *Optics letters*, **25**(5): 302–304.
- Fonjallaz, P., Cochet, F., Leuenberger, B., Limberger, H., and Salathé, R. (1995). Tension increase correlated to refractive-index change in fibers containing uv-written bragg gratings. *Optics letters*, **20**(11): 1346–1348.
- Friebele, E. and Griscom, D. (1985). Color centers in glass optical fiber waveguides. En: *MRS Proceedings*. Cambridge Univ Press, Vol. 61.
- Friebele, E., Griscom, D., and Sigel, G. (1974). Defect centers in a germanium-doped silica-core optical fiber. *Journal of Applied Physics*, **45**: 3424–3428.
- Froggatt, M. (1996). Distributed measurement of the complex modulation of a photoinduced bragg grating in an optical fiber. *Applied Optics*, **35**(25): 5162–5164.
- Fujimaki, M., Yagi, K., Ohki, Y., Nishikawa, H., and Awazu, K. (1996). Laser-power dependence of absorption changes in ge-doped sio 2 glass induced by a krf excimer laser. *Physical Review B*, **53**(15): 9859.
- Giles, C. *et al.* (1997). Lightwave applications of fiber bragg gratings. *Journal of Lightwave Technology*, **15**(8): 1391–1404.
- Griffiths JHE, Owen J, W. I. (1954). Paramagnetic resonance in neutron-irradiated diamond and smoky quartz. *Nature*, **173**: 439–442.

- Guin, J.-P. and Wiederhorn, S. M. (2004). Fracture of silicate glasses: ductile or brittle? *Physical review letters*, **92**(21): 215502.
- Hand, D. and Russell, P. S. J. (1990). Photoinduced refractive-index changes in germano-silicate fibers. *Optics letters*, **15**(2): 102–104.
- Herman, P., Beckley, K., and Ness, S. (1998). 157-nm photosensitivity in germanosilicate and fused-silica glasses. En: *Lasers and Electro-Optics, 1998. CLEO 98. Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on*. IEEE, p. 513.
- Hill, K., Fujii, Y., Johnson, D., and Kawasaki, B. (1978). Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Applied Physics Letters*, **32**: 647.
- Hill, K., Malo, B., Bilodeau, F., and Johnson, D. (1993). Photosensitivity in optical fibers. *Annual Review of Materials Science*, **23**(1): 125–157.
- Hill, K. O. and Meltz, G. (1997). Fiber bragg grating technology fundamentals and overview. *Journal of lightwave technology*, **15**(8): 1263–1276.
- Hill, P., Atkins, G., Canning, J., Cox, G., and Sceats, M. (1995). Writing and visualization of low-threshold type ii bragg gratings in stressed optical fibers. *Applied optics*, **34**(33): 7689–7694.
- Holden, E. F. (1925). The cause of color in smoky quartz and amethyst. *Am. Min.*, **9**: 203–252.
- Hosono, H., Abe, Y., Kinser, D. L., Weeks, R. A., Muta, K., and Kawazoe, H. (1992). Nature and origin of the 5-ev band in sio 2: Geo 2 glasses. *Physical Review B*, **46**(18): 11445.
- Hosono, H., Mizuguchi, M., Kawazoe, H., and Nishii, J. (1996). Correlation between gee centers and optical absorption bands in sio2: Geo2 glasses. *Japanese journal of applied physics*, **35**(2B): L234.
- Kashyap, R. (1999). *Fiber Bragg Gratings*. Electronics & Electrical. Academic Press.
- Kawazoe, H. (1985). Effect of modes of glass-formation on structure of intrinsic or photon induced defects centered on iii, iv or v cations in oxide glasses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **71**(1): 231–243.
- Kukushkin, S., Osipov, A., and Shlyagin, M. (2006). Formation of pores in the optical fiber exposed to intense pulsed uv radiation. *Technical physics*, **51**(8): 1035–1045.
- Kukushkin, S., Shlyagin, M., Swart, P., Chtcherbakov, A., and Osipov, A. (2007). Type iia photosensitivity and formation of pores in optical fibers under intense ultraviolet irradiation. *Journal of Applied Physics*, **102**(5): 053502.
- Kukushkin, S. A. (2005). Nucleation of pores in brittle solids under load. *Journal of applied physics*, **98**(3): 033503.
- Lam, D. and Garside, B. K. (1981). Characterization of single-mode optical fiber filters. *Applied Optics*, **20**(3): 440–445.

- Lemaire, P. J., Atkins, R., Mizrahi, V., and Reed, W. (1993). High pressure h₂ loading as a technique for achieving ultrahigh uv photosensitivity and thermal sensitivity in ge₂ doped optical fibres. *Electronics Letters*, **29**(13): 1191–1193.
- Limberger, H. G., Ban, C., SalathÚ, R. P., Slattery, S. A., and Nikogosyan, D. N. (2007). Absence of uv-induced stress in bragg gratings recorded by high-intensity 264 nm laser pulses in a hydrogenated standard telecom fiber. *Optics express*, **15**(9): 5610–5615.
- Liu, Y., Williams, J., Zhang, L., and Bennion, I. (2002). Abnormal spectral evolution of fiber bragg gratings in hydrogenated fibers. *Optics letters*, **27**(8): 586–588.
- Martinez, A., Dubov, M., Khrushchev, I., and Bennion, I. (2004). Direct writing of fibre bragg gratings by femtosecond laser. *Electronics Letters*, **40**(19): 1170–1172.
- McClelland, J. D. and Donoghue, J. J. (1953). The effect of neutron bombardment upon the magnetic susceptibility of several pure oxides. *Journal of Applied Physics*, **24**(7): 963–963.
- Médjahdi, K., Goutaland, F., Boukenter, A., and Ouerdane, Y. (2005). Ultraviolet-induced absorption during very short continuous exposure in ge-doped optical fiber. *Journal of non-crystalline solids*, **351**(21): 1835–1839.
- Meltz, G., Morey, W., and Glenn, W. (1989). Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics letters*, **14**(15): 823–825.
- Miridonov, S., Shlyagin, M., and Tentori, D. (2001). Twin-grating fiber optic sensor demodulation. *Optics communications*, **191**(3): 253–262.
- Mizunami, T., Itoh, T., Gupta, S., and Shimomura, T. (1996). Interferometric measurement of krf-laser-induced refractive index changes in germanosilicate fibers. *Optics communications*, **125**(4): 226–230.
- Neustruev, V., Dianov, E., Kim, V., Mashinsky, V., Romonov, M., Guryanov, A., Khopin, V., and Tikhomirov, V. (1989). Ultraviolet radiation-and γ radiation-induced color centers in germanium-doped silica glass and fibers. *Fiber & Integrated Optics*, **8**(2): 143–156.
- O'Brien, M. C. (1955). The structure of the colour centres in smoky quartz. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, **231**(1186): 404–414.
- Othonos, A. and Kalli, K. (1999). *Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing*. Artech House optoelectronics library. Artech House.
- Patrick, H. and Gilbert, S. L. (1993). Growth of bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber. *Optics letters*, **18**(18): 1484–1486.
- Patrick, H., Gilbert, S. L., Lidgard, A., and Gallagher, M. (1995). Annealing of bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber. *Journal of applied physics*, **78**(5): 2940–2945.
- Potter Jr, B. and Simmons-Potter, K. (2000). Photosensitive point defects in optical glasses: science and applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **166**: 771–781.

- Poumellec, B., Riant, I., Niay, P., Bernage, P., and Bayon, J. (1995). Uv induced densification during bragg grating inscription in ge: SiO_2 preforms: interferometric microscopy investigations. *Optical Materials*, **4**(2): 404–409.
- Poyntz-Wright, L., Fermann, M. E., and Russell, P. S. J. (1988). Nonlinear transmission and color-center dynamics in germanosilicate fibers at 420–540 nm. *Optics letters*, **13**(11): 1023–1025.
- Salik, E., Starodubov, D., and Feinberg, J. (2000). Increase of photosensitivity in ge-doped fibers under strain. *Optics letters*, **25**(16): 1147–1149.
- Sceats, M., Atkins, G., and Poole, S. (1993). Photolytic index changes in optical fibers. *Annual Review of Materials Science*, **23**(1): 381–410.
- Starodubov, D., Grubsky, V., Feinberg, J., Kobrin, B., and Juma, S. (1997). Bragg grating fabrication in germanosilicate fibers by use of near-uv light: a new pathway for refractive-index changes. *Optics letters*, **22**(14): 1086–1088.
- Swart, P., Shlyagin, M., Chtcherbakov, A., and Spirin, V. (2002). Photosensitivity measurement in optical fibre with bragg grating interferometers. *Electronics Letters*, **38**(24): 1508–1510.
- Taunay, T., Niay, P., Bernage, P., Douay, M., Xie, W., Pureur, D., Cordier, P., Bayon, J., Poignant, H., Delevaque, E., *et al.* (1997). Bragg grating inscriptions within strained monomode high na germania-doped fibres: part i. experimentation. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **30**(1): 40.
- Tsai, T., Saifi, M. A., Friebele, E. J., Österberg, U., and Griscom, D. (1989). Correlation of defect centers with second-harmonic generation in ge-doped and ge-p-doped silica-core single-mode fibers. *Optics letters*, **14**(18): 1023–1025.
- Tsai, T.-E., Williams, G. M., and Friebele, E. J. (1997). Index structure of fiber bragg gratings in ge-SiO_2 fibers. *Optics letters*, **22**(4): 224–226.
- Vasil'ev, S. A., Medvedkov, O. I., Korolev, I. G., Bozhkov, A. S., Kurkov, A. S., and Dianov, E. M. (2005). Fibre gratings and their applications. *Quantum Electronics*, **35**(12): 1085–1103.
- Violakis, G. and Limberger, H. G. (2014). Annealing of uv ar⁺ and arf excimer laser fabricated bragg gratings: Smf-28e fiber. *Optical Materials Express*, **4**(3): 499–508.
- Violakis, G., Aggarwal, N., and Limberger, H. G. (2012). Stress changes in h₂-loaded smf optical fibers induced by cw-ar⁺ 244 nm irradiation. *Optical Materials Express*, **2**(11): 1490–1495.
- Watanabe, Y., Moriwaki, H., Furuhashi, G., and Nishii, J. (1997). Permanent refractive-index changes in pure ge₂ glass slabs induced by irradiation with below-gap light. En: *OSA TECHNICAL DIGEST SERIES*. OSA, Vol. 17 de *OSA TECHNICAL DIGEST SERIES*, pp. 77–79.
- Watkins, G. and Corbett, J. (1961). Defects in irradiated silicon. i. electron spin resonance of the si-a center. *Physical Review*, **121**(4): 1001.

- Weeks, R. (1956). Paramagnetic resonance of lattice defects in irradiated quartz. *Journal of Applied Physics (US)*, **27**.
- Weeks, R. and Purcell, T. (1965). Electron spin resonance and optical absorption in geo2. *The Journal of Chemical Physics*, **43**(2): 483–491.
- Williams, D., Ainslie, B., Armitage, J., Kashyap, R., and Campbell, R. (1993). Enhanced uv photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibres. *Electronics Letters*, **29**(1): 45–47.
- Xie, W., Niay, P., Bernage, P., Douay, M., Bayon, J., Georges, T., Monerie, M., and Poumeillec, B. (1993). Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of bragg gratings within germanosilicate fibres. *Optics communications*, **104**(1): 185–195.
- Yariv, A. (1973). Coupled-mode theory for guided-wave optics. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, **9**(9): 919–933.
- Yariv, A. (1989). *Quantum electronics*. Wiley.
- Yin, S. and Yu, F. (2002). *Fiber Optic Sensors*. Optical Science and Engineering. Taylor & Francis.
- Yuen, M. J. (1982). Ultraviolet absorption studies of germanium silicate glasses. *Applied Optics*, **21**(1): 136–140.

Apéndice A. Apendice

A.1. Introducción

En esta sección se presenta el programa realizado en matlab, usado para corregir cambios de fase durante el barrido espectral producidos por el láser sintonizable.

A.1.1. Programa en matlab

El código en matlab es el siguiente:

```
%Programa para corregir cambios de fase debido a inestabilidades del
%sistema de medicion y calculr cambio de indice refractivo fotoinducido .

clear all
clf
lambda0 = 1534e-9;           %Longitud de onda de rejillas
Lint = 200e-3;               %Longitud del Interferometro de referencia
refrIndex = 1.45;            %Indice refractivo

scan_speed = 2e-9;           %Velocidad de barrido del laser sintonizable
p1=0:1:10; p2=20:20:100; p3=200:100:1000; p4=1500:500:3000;
pulses= [p1,p2,p3,p4];

datadir = fullfile('180112','H1','2');
for fnum = 1:147;
    fname = sprintf('20120118-0001_%03d.txt', fnum);
    [t, A, B] = readDatos3(fullfile(datadir,fname));
    ti(:,fnum)=t;
    Ai(:,fnum)=B;
    Bi(:,fnum)=A;
end
t = t - t(1);
dwl = scan_speed * t;
N = size(Ai,1);               %Se suma de referencia
Fs = (N - 1)/(t(end) - t(1)); %Frecuencia de muestreo
dt = 1/Fs;
```

```

plots1 = 3;
figure(1), clf
plot(t, [Bi(:,145)]);
set(gca, 'XLim', [t(1) t(end)])
xlabel('Tiempo [ segundos ]'); ylabel('Potencia reflejada [ a.u. ]');
%Transformada de Fourier
sA = fft(Ai);
sB = fft(Bi);
f = [0:N-1]' * Fs/N;
figure(2)
plot(f(2:floor(N/2)), [abs(sA(2:floor(N/2),:)) abs(sB(2:floor(N/2),:))])
grid on
% Compensacion de fase
[~, mxidx] = max(abs(sA(2:floor(N/2),:)));
mxidx = mxidx(1,1) + 1;
T0 = 1/f(mxidx);
Np = round(T0 * Fs);
F0i = Fs / Np;
sd_ref = exp(-2*pi*1i*t*F0i);
sd = repmat(sd_ref, [1 size(Ai,2)]) .* Ai;
sd_conv = conv2(sd, ones(Np,1), 'same')/Np * 2;
sd_conv(1:Np,:) = 0;
sd_conv(end-Np+1:end,:) = 0;
ampl = sqrt(real(sd_conv).^2 + imag(sd_conv).^2);

%Encuentra limites de escaneo: Oscilacion c/amplitud > mitad del maximo.
sorted_ampl = sort(ampl);
medamp = mean(sorted_ampl(end-63:end,:))/2;
limits = nan(2, size(ampl,2));
for kk = 1:size(ampl,2)
    limits(1, kk) = find(ampl(:, kk) > medamp(kk), 1, 'first');
    limits(2, kk) = find(ampl(:, kk) > medamp(kk), 1, 'last');
end
scanlim = [max(limits(1,:), [], 2) min(limits(2,:), [], 2)];
scan = [scanlim(1):scanlim(2)]';
middle = round(size(scan,1)/2);

```

```

%Calcula fase en unidades de 2*pi
phi = unwrap(angle(sd_conv(scan,:)))/(2*pi);
idx0 = find(t(scan) > 0, 1, 'first');
%Fase de la señal
phi = phi - repmat(round(phi(idx0,:)), [size(phi,1) 1]) + repmat(F0i*t(scan)
,[1 size(phi,2)]);
% Selecciona parte del escaneo con velocidad mas estable
stabllimits = round(length(scan) * [ 1/4 7/8 ]);
stab = [stabllimits(1):stabllimits(2)]';
x = 2 * refrIndex * dwl(scan) ./ ((lambda0 + dwl(scan)) * lambda0);
%Obtiene los coeficientes de una funcion lineal
pp = zeros(size(phi,2),2);
for kk = 1:size(phi,2)
    pp(kk, :) = polyfit(x(stab), phi(stab,kk), 1);
end
%Calcula la longitud real del interferometro de referencia
Lreal = mean(pp(:,1));
% Remueve fase que corresponde a escaneo uniforme
phi_ref = Lreal * x;
phi = phi - repmat(phi_ref, [1 size(phi,2)]);
% Calcula correcciones de longitud de onda
cphi = (lambda0 + dwl(scan)).^2 / (2 * refrIndex * Lreal);
ddwl = phi .* repmat(cphi, [1 size(phi,2)]);
% Muestra la reconstruccion de fase
lambda = lambda0 + repmat(dwl(scan), [1 size(phi,2)]) + ddwl;
rwl1 = 1 ./ lambda; % Eje "x" reconstuido
Nr = 2^(ceil(log2(length(scan))));
rwl_start = max(rwl1(end,:));
rwl_end = min(rwl1(idx0,:));
periods = 2 * Lreal * refrIndex * (rwl_end - rwl_start);
adj = (periods - floor(periods)) / (2 * Lreal * refrIndex);
rwl = linspace(rwl_start + adj/2, rwl_end - adj/2, Nr)';
A = [Ai];
Ar = zeros(Nr, size(A,2));
for kk = 1:size(A,2)
    Ar(:,kk) = interp1(rwl1(:,kk), A(scan,kk), rwl);
end
B = [ Bi];

```

```

Br = zeros(Nr, size(B,2));
for kk = 1:size(B,2)
    Br(:,kk) = interp1(rwl(:,kk), B(scan, kk), rwl);
end

A=[Ar, Br];
sAr = fft(A,[],1);
% Distancia del espejo de referencia a la rejilla (mm)
z = 1000 * 1/diff(rwl(1:2))/Nr * [0:Nr-1]' / (2 * refrIndex);
% FFT de las señales de referencia y medida
figure(3)
plot(z(2:Nr/2), abs(sAr(2:Nr/2,:)))
grid on
%Magnitud de FFT de señal medida "[rejilla]
MGrating=abs(sAr(2:Nr/2,[(size(A,2)/2)+1:size(A,2)]));

```