

Cinética inicial de formación de rejillas de Bragg en fibras ópticas estándar

I. Santiago Nuñez^a, M.G. Shlyagin^a y G. Beltrán-Pérez^b

^aCentro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada,
Carretera Ensenada-Tijuana 3918, Zona Playitas, 22860, Ensenada, B.C., México.

^bBenemérita Universidad Autónoma de Puebla, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas,
Av. San Claudio y 18 Sur, San Manuel, Puebla, México.

Received 25 July 2016; accepted 18 November 2016

Se presentan resultados de un estudio experimental sobre la cinética inicial de formación de rejillas de Bragg en una fibra óptica estándar de telecomunicaciones SMF-28. Se encontró que para un régimen de irradiación de bajo flujo luminoso por pulso, 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 del índice de refracción. Dicho valor de cambio fotoinducido no depende de la intensidad de la luz y se satura rápidamente a $\sim 2 \times 10^{-6}$. 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.

Descriptores: Rejillas de Bragg; fotosensibilidad; centros de color; sensores.

Results on experimental study on kinetics of fiber Bragg gratings formation in the standard telecom optical fiber SMF-28 at initial stage of irradiation are presented. For low fluence per pulse, it was found that the fast formation of color centers Ge(1) is a dominant mechanism of the refractive index change at initial stage for accumulated fluence of below 0.02 J/cm^2 at the wavelength of 266 nm. At low fluence per pulse, the induced change of the refractive index does not depend on UV light intensity and saturates at a level of $\sim 2 \times 10^{-6}$. Dominance of the Ge(1) color center mechanism in the FBG formation at the initial stage makes possible a cost-effective recording of large arrays of weak FBGs for sensors utilizing lasers of low energy per pulse.

Keywords: Bragg gratings; photosensitivity; color centers; sensor.

PACS: 78.40.Fy; 78.40.ha; 42.81.Pa

1. Introducción

Desde sus inicios, el descubrimiento de la fotosensibilidad y la posibilidad de grabar rejillas de Bragg en fibras ópticas [1] han generado gran interés debido a la enorme cantidad de aplicaciones posibles en sistemas de telecomunicaciones ópticas, láseres y sensores. Como resultado de esto se han reportado numerosos desarrollos tecnológicos y estudios de la fotosensibilidad en una amplia variedad de fibras ópticas, iluminadas con láseres de diferentes longitudes de onda, de onda continua o pulsados [2,3], y se han desarrollado fibras fotosensibles especiales, cuyo elevado contenido de germanio y boro en los núcleos, facilita la grabación de rejillas de Bragg de alta reflexión (su atenuación es también alta). Sin embargo, a pesar de los continuos avances tecnológicos, aún no existe claridad 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 no lineales que participan en el cambio fotoinducido en el índice de refracción. La fotosensibilidad en las fibras ópticas depende en gran medida de la composición química del núcleo de la fibra, de los regímenes de fabricación de la fibra óptica y de las condiciones de irradiación de la fibra óptica [1-4]. Hasta el momento, en fibras ópticas se han descubierto cuatro tipos de rejillas de Bragg con diferentes propiedades ópticas, mecánicas y térmicas. La existencia de diferentes tipos de rejillas de Bragg sugiere que deben participar varios mecanismos en la fotosensibilidad de las fibras ópticas. A las rejillas básicas

que aparecen en las fibras ópticas se les denomina tipo I [3,4]. Estas rejillas muestran un crecimiento monótono de amplitud con la dosis de irradiación acumulada, hasta llegar a un nivel de saturación.

La fotosensibilidad en las fibras de vidrio de silicato se ha ligado con la absorción óptica de los defectos puntuales presentes dentro de la estructura del vidrio. Los defectos incluyen vacancias de oxígeno y enlaces directos Ge-Ge, Ge-Si y Si-Si (Ge, germanio y Si, silicio). Estos defectos aparecen en la estructura del material vidrioso principalmente durante el proceso de fabricación de la fibra óptica [5]. En fibras de vidrio de silicato con el núcleo dopado con germanio, la vacancia de oxígeno GODC (GODC, por sus siglas en inglés: Germanium Oxygen Deficient Centers) tiene una fuerte banda de absorción centrada a la longitud de onda de 240 nm [6]. Es ampliamente aceptado, que los GODC sirven como puertas de entrada para la energía óptica en el vidrio del núcleo de la fibra. La luz UV absorbida por los GODC genera tanto excitación y redistribución de electrones, como modificación de enlaces entre átomos, formando centros de color y modificaciones de la estructura vidriosa con cambios inducidos en la densidad del material. Los dos mecanismos físicos: la formación de centros de color y la densificación del material del vidrio son ampliamente aceptados como los principales responsables en la formación de rejillas de Bragg tipo I.

En el modelo de Centros de Color, los defectos GODC al ser expuestos a irradiación UV presentan un efecto de desco-

loramiento (disminución de absorción) de la banda de absorción de 240 nm, transformándose en defectos GeE', Ge(1) y Ge(2) con bandas de absorción fotoinducidas a las longitudes de onda de 190 nm, 281 nm y 213 nm, respectivamente [7]. Entonces, una modificación inducida en el espectro de absorción óptico en el rango ultravioleta a través de la relación Kramers-Krönig produce un cambio de índice refracción en el núcleo de la fibra en el rango espectral visible-infrarrojo [7].

El modelo de densificación se basa en la modificación de la estructura del vidrio, causada por la ruptura de enlaces entre átomos y la formación de anillos más compactos en la estructura del vidrio (densificación); además se requiere de la absorción simultánea de dos fotones. Este mecanismo es más eficiente para niveles altos de intensidad de la luz [8].

El coeficiente de sensibilidad (razón entre el cambio fotoinducido de índice de refracción y la fluencia acumulada de la luz) depende del tipo de la fibra óptica utilizada, de la longitud de onda y la intensidad de la luz. Valores típicos para fibras estándar de telecomunicación de baja atenuación (prístinas, no tratadas para sensibilizarlas) se ubican entre 10^{-7} cm²/J para la luz láser pulsada con una longitud de onda de 193 nm y 10^{-9} cm²/J para luz láser de onda continua de 244 nm [9]. Los valores fueron calculados para dosis acumuladas muy altas, 10^3 J/cm² y 10^6 J/cm², para un láser pulsado de alta potencia y un láser de onda continua, respectivamente. Se considera que la sensibilidad de las fibras estándar es muy baja. Los tiempos de grabación reportados en [9] son de alrededor de una hora. Es común utilizar tratamientos especiales y láseres de muy alta potencia para grabar rejillas de Bragg útiles para algunas aplicaciones. Las ventajas de las fibras estándar de telecomunicaciones son: su baja atenuación y su bajo costo, comparado con el de fibras fotosensibles especiales. Sin embargo, para grabar rejillas de Bragg en fibras ópticas estándar de telecomunicaciones, es necesario utilizar láseres de muy alta potencia y/o se debe aplicar a las fibras un tratamiento con hidrógeno para incrementar su fotosensibilidad. Todo esto aumenta el costo de fabricación de rejillas de Bragg para sensores de fibra óptica cuando se necesitan grabar redes grandes de rejillas (unos cientos o miles) en una fibra de baja pérdida.

En los últimos años, ha crecido el interés en utilizar rejillas de Bragg de ultrabaja reflectancia grabadas en fibras ópticas para aplicaciones en sensores distribuidos de fibra óptica [10-12]. Utilizando técnicas de interrogación y de multiplicación modernas, es posible utilizar las rejillas de Bragg con una reflectancia de -40 dB o menor. Para fabricar redes extensas de rejillas de Bragg se reporta un método automatizado de grabación en la fibra óptica estándar SMF-28 fotosensibilizada con hidrógeno en el que se utiliza un láser de excímero KrF pulsado, de alta fluencia por pulso (200 mJ/cm²) [10]. También, se aplica la técnica de grabado de rejillas de Bragg dentro de la torre de estirado, para fibras ópticas con una concentración elevada de Ge y B [13-15]. Los métodos reportados utilizan fibras especiales o cargadas con hidrógeno a una presión alta, lo que incrementa mucho

los costos de fabricación y también acrecienta la pérdida de luz (atenuación) por esparcimiento. No se han reportado estudios para optimizar la grabación de rejillas en fibras estándar de telecomunicaciones, prístinas.

Para optimizar el régimen de grabado de rejillas de Bragg en fibras ópticas de bajo contenido de germanio, es necesario investigar su etapa inicial de crecimiento. En un trabajo recién publicado [9] se ha demostrado la existencia de cuatro diferentes componentes que participan en el cambio de índice de refracción fotoinducido de una fibra estándar SMF-28, prístina, expuesta a dosis de irradiación acumulada muy altas (hasta 1730 kJ/cm²). Por otra parte, estudios realizados con el proceso de recocido de rejillas grabadas, indicaron el factor de rendimiento relativo de cada mecanismo contribuyente; solamente, de 1 a 2 % del cambio de índice de refracción total fotoinducido fue atribuido a la formación de centros de color. Sin embargo, el peso relativo de cada mecanismo puede cambiar durante el proceso de crecimiento de una rejilla de Bragg. Con base en los estudios de centros de color en vidrios de sílice por métodos de espectroscopia de resonancia paramagnética y de luminiscencia [16-18], es posible suponer que en la etapa inicial de irradiación puede ser mucho más alta la contribución relativa de los centros de color en el cambio de índice de refracción, cuando la concentración de centros Ge(1) crece muy rápido.

En este trabajo se presenta la caracterización experimental del cambio de índice de refracción fotoinducido en dos fibras de vidrio de silicato dopado: con un bajo contenido de germanio (Corning SMF-28) y con un alto contenido de germanio (Fibra GF3), en regímenes de muy baja fluencia por pulso de luz UV, a la longitud de onda de 266 nm.

2. Arreglo experimental

Para determinar el cambio de índice de refracción fotoinducido en la etapa inicial de irradiación se empleó una modificación de la técnica interferométrica reportada en [19]. El esquema del arreglo experimental se muestra en la Fig. 1. En lugar de utilizar un láser sintonizable en longitud de onda, en el arreglo se utilizó un analizador de espectros ópticos y una fuente de luz de espectro amplio. La resolución espectral del analizador fue suficiente para detectar las franjas interferométricas producidas por los interferómetros del sistema de medición. Esta técnica de medición es de alta sensibilidad y permite cuantificar directamente cambios de índice de refracción fotoinducidos con bajas fluencias por pulso.

El sistema de medición emplea dos interferómetros Fabry-Perot formados por tres rejillas de Bragg de igual longitud de onda central y baja reflectancia, grabados en el núcleo de una fibra óptica. Las rejillas están separadas por las distancias: L_{12} (longitud entre la rejilla 1 y 2) y L_{23} (longitud entre la rejilla 2 y 3), donde $L_{23} > L_{12}$, formando tres cavidades Fabry-Perot. Mientras una de las cavidades es expuesta a irradiación con un haz uniforme de luz UV (L_{23}), la otra cavidad (L_{12}) se utiliza para generar señales de referencia y compensar la influencia de los cambios en los resultados

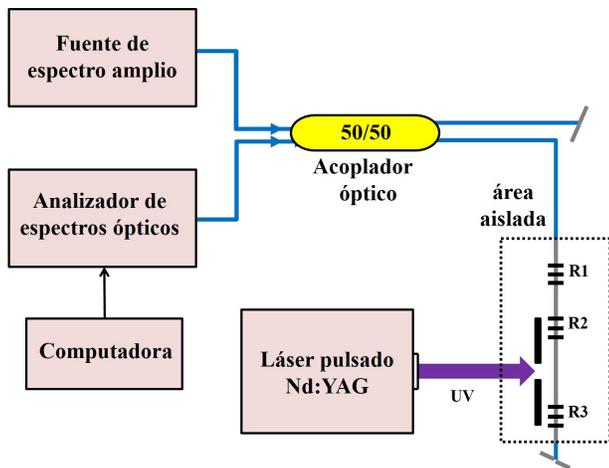


FIGURA 1. Esquema del arreglo experimental para medir fotosensibilidad en fibras ópticas.

de medición del índice de refracción, producidos tanto por la temperatura, como por inestabilidades del analizador de espectros ópticos.

Las señales de los tres interferómetros están mezcladas en el espectro óptico de reflexión y pueden ser separadas en el dominio de frecuencia mediante la transformada de Fourier. En el espacio de Fourier, la señal de cada cavidad aparece como un pico que puede ser localizado a su propia frecuencia, $\nu = 4n_0L_m/\lambda_B^2$, donde L_m es la longitud del m-ésimo interferómetro, n_0 es el índice de refracción efectivo de la fibra y λ_B es la longitud de onda de Bragg de las rejillas. La transformada de Fourier proporciona información sobre la fase de las franjas interferométricas espectrales de cada interferómetro. La fase de la señal del interferómetro de referencia es $\phi_r = 4\pi n_0 L_{12}/\lambda$ y la fase de la señal del interferómetro con la fibra expuesta a la luz UV es $\phi_{uv} = 4\pi(n_0 L_{23} + \delta n_{uv} L_{uv})/\lambda$, donde L_{uv} es la longitud del segmento de la fibra irradiada en la cavidad L_{23} y δn_{uv} es el cambio de índice de refracción fotoinducido en la fibra. La diferencia entre las fases determinadas antes y después de la irradiación UV proporciona el cambio de índice de refracción fotoinducido δn_{uv} . La resolución obtenida fue del orden de $\sim 10^{-6}$ en términos de unidades de índice de refracción.

Se prepararon diferentes muestras en dos tipos de fibra óptica: fibra monomodo estándar SMF-28 y fibra fotosensible GF3. Las cavidades Fabry-Perot fueron construidas con tres rejillas de Bragg de baja reflectancia (0.05 %) y las longitudes de las cavidades fueron: $L_{12} = 20$ mm y $L_{23} = 35$ mm. Para grabar los interferómetros e irradiar la fibra se usó el cuarto armónico de un láser de estado sólido Nd:YAG (Mini Lite II) con longitud de onda a 266 nm. Para variar la fluencia por pulso se usó una lente, y una rendija para limitar a 2 mm la longitud de fibra irradiada. Las energías de los pulsos UV se midieron con un detector de energía (Newport 818J-25B). Las mediciones de los espectros de reflexión del arreglo de interferómetros se realizaron usando un analizador de espectros ópticos (ADVANTEST Q8384) y para capturar en la computadora los datos arrojados por el analizador, un con-

trolador GPIB-USB-HS (National Instruments). Los espectros ópticos grabados fueron procesados usando un algoritmo basado en la transformada de Fourier. Las mediciones de índice de refracción fotoinducido se realizaron con diferentes niveles de fluencia por pulso (densidad de energía luminosa), modificando el número de pulsos irradiados en la fibra para tener la misma dosis de irradiación acumulada.

3. Resultados

Para verificar el funcionamiento del arreglo de medición, realizamos experimentos con una fibra óptica fotosensible marca GF3 con alto contenido de germanio (~ 8 % mol de Ge). Los cambios de índice de refracción fotoinducidos en la fibra fotosensible GF3 con diferentes niveles de fluencia por pulso se muestran en la Fig. 2. En la etapa inicial de irradiación UV (a niveles de dosis de irradiación acumulada menores a 0.5 J/cm²), el cambio inducido casi no depende de la intensidad de la luz (de la fluencia por pulso) pero si depende de la dosis de irradiación acumulada. Entonces, se puede intercambiar energía del pulso, por número de pulsos irradiados a la fibra (el producto nos da dosis acumulada), logrando el mismo resultado en el cambio de índice de refracción fotoinducido. Como se muestra la Fig. 2, cuando la dosis de irradiación acumulada es mayor a 1.0 J/cm², el cambio de índice refractivo con la dosis de irradiación acumulada depende de la fluencia por pulso (de la intensidad de la luz UV). La dependencia del cambio de índice de refracción fotoinducido con respecto a la intensidad de la luz UV, para dosis acumuladas mayores a 1 J/cm², es un indicador de que otros mecanismos empiezan a jugar un papel importante en el cambio de índice de refracción fotoinducido en la fibra fotosensible GF3. Se puede suponer que la formación de defectos GeE' y la densificación del vidrio por absorción de dos fotones [8,9],

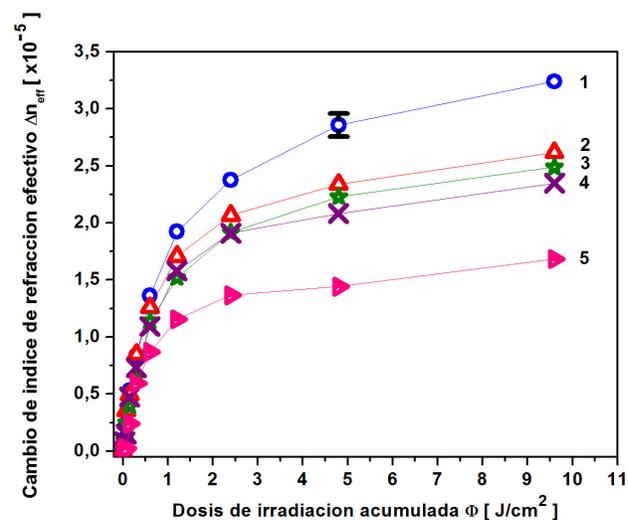


FIGURA 2. Cambio de índice de refracción en una fibra fotosensible GF3 con diferentes niveles de fluencia por pulso. 1: $\phi=0.038$ J/cm², 2: $\phi=0.025$ J/cm², 3: $\phi=0.019$ J/cm², 4: $\phi=0.009$ J/cm², 5: $\phi=0.005$ J/cm². Las líneas que conectan los puntos sólo son guías para su visualización.

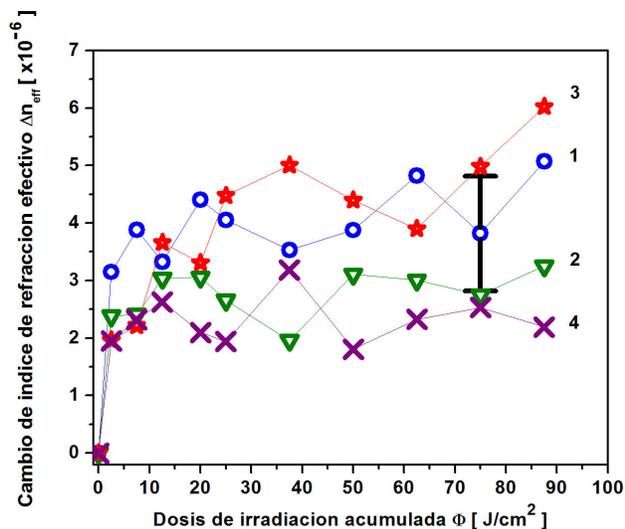


FIGURA 3. Cambio de índice de refracción en una fibra SMF-28 para diferentes fluencias por pulso: 1: $\varphi=0.025 \text{ J/cm}^2$, 2: $\varphi=0.0125 \text{ J/cm}^2$, 3: $\varphi=0.0062 \text{ J/cm}^2$ y 4: $\varphi=0.0031 \text{ J/cm}^2$. (El intervalo de incertidumbre es 10^{-6}). Las líneas que conectan los puntos solo son guías para su visualización.

son procesos dominantes para dosis acumuladas altas. Como fue mostrado en el trabajo [9], cuando la dosis de irradiación es muy alta, la contribución de los mecanismos relacionados a la densificación del vidrio del núcleo de la fibra óptica y la formación de defectos de alta resistencia térmica (centros Ge^{\cdot}) puede ser en su totalidad mayor de 95-98 %.

En la Fig. 3 se presentan resultados de la medición del cambio de índice de refracción fotoinducido en la fibra SMF-28 con bajo contenido de germanio ($\sim 3\%$ mol de Ge), como función de la dosis de irradiación acumulada. En la fibra SMF-28 se observa saturación del cambio del índice de refracción fotoinducido a niveles de dosis de irradiación acumulada aproximada de 2 J/cm^2 . Conforme continúa la irradiación a la fibra óptica no se observan mayores contribuciones en el cambio del índice de refracción, respecto a la dosis de irradiación acumulada menor a 50 J/cm^2 , usando fluencias por pulso de hasta 0.025 J/cm^2 . Este resultado parece indicar que para la fibra óptica SMF-28, el mecanismo de fotosensibilidad dominante es la formación de centros de color $\text{Ge}(1)$ y $\text{Ge}(2)$, para dosis de irradiación acumulada menores a 90 J/cm^2 . El modelo de formación de centros de color tipo $\text{Ge}(1)$ y $\text{Ge}(2)$ sugiere que tales centros son producidos por absorción lineal de luz UV y su concentración depende de la dosis de irradiación acumulada hasta llegar a un nivel de saturación [17]. El nivel de saturación en el índice de refracción fotoinducido en la fibra SMF-28 es en promedio del orden de 3×10^{-6} y el nivel de saturación depende de la concentración de germanio (Ge) en el núcleo de la fibra óptica y no depende de la intensidad (fluencia por pulso) de la luz UV, al menos para las fluencias por pulso utilizadas en los experimentos.

La técnica de medición de fotosensibilidad basada en interferómetros de tipo Fabry-Perot ha demostrado ser de alta sensibilidad permitiendo cuantificar cambios de índice de

refracción efectivos con una resolución del orden 10^{-6} . El proceso de medición para obtener cada punto experimental tomaba unos minutos. No obstante, cualquier variación de temperatura en el sistema de medición y/o inestabilidad del analizador, afecta proporcionalmente al cambio de índice de refracción efectivo fotoinducido, produciendo un grado de incertidumbre del orden de la resolución del sistema. Para evitar errores de medición por temperatura se empleó una técnica interferométrica alternativa basada en reflectometría óptica coherente [21]. Esta técnica de medición permite medir directamente el perfil de amplitud de modulación de índice de refracción fotoinducido a lo largo de la fibra óptica durante el crecimiento de la rejilla de Bragg. En la Fig. 4 se presentan resultados de medición de la amplitud de modulación del índice de refracción fotoinducido en dos rejillas de Bragg grabadas en fibra SMF-28, con dos niveles de fluencia por pulso de $\varphi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$ y $\varphi = 8 \text{ mJ/cm}^2$, incrementando el número de pulsos irradiados a la fibra óptica para obtener la misma dosis de irradiación acumulada.

En la Fig. 4 se observa que esta técnica de medición es altamente sensible, permitiendo cuantificar modulaciones de índice de refracción del orden 10^{-7} , fotoinducidas hasta con un solo pulso de fluencia de $\varphi = 0.8 \text{ mJ/cm}^2$. El nivel de saturación de la modulación de índice de refracción fotoinducido es en promedio del orden de 1.5×10^{-6} . Para la rejilla de Bragg 1, el nivel de saturación de la amplitud es alcanzado con un solo pulso de fluencia de $\varphi = 8 \text{ mJ/cm}^2$. El coeficiente de fotosensibilidad en la etapa inicial tiene un valor de $10^{-5} \text{ cm}^2/\text{J}$ que es dos órdenes más alto que el calculado para la rejilla de densificación con base en los datos presentados en [9].

Se han publicado muchos estudios de centros de color en vidrios. Para entender la cinética de concentración de centros de color de diferentes tipos y la relación que existe entre los

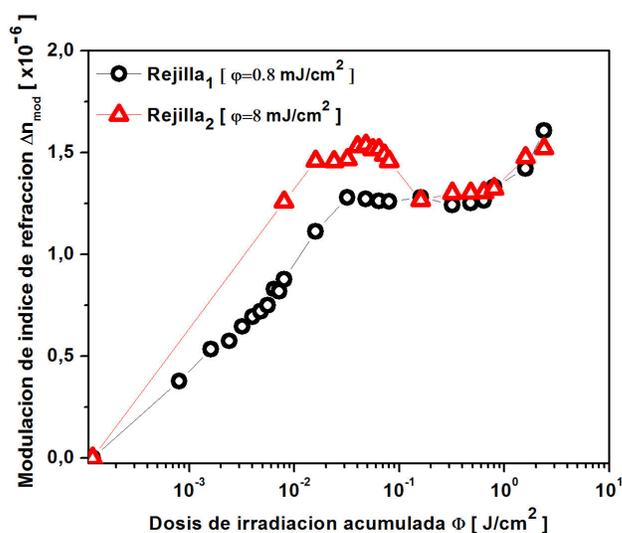


FIGURA 4. Cambio de amplitud de modulación de índice de refracción en una fibra SMF-28 para dos niveles de fluencia por pulso: 1: $\varphi=0.8 \text{ mJ/cm}^2$ y 2: $\varphi=8 \text{ mJ/cm}^2$. Las líneas que conectan los puntos solo son guías para su visualización.

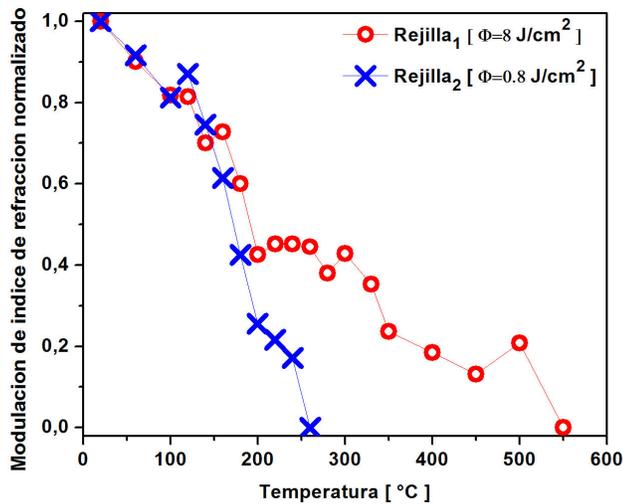


FIGURA 5. Dependencia del índice fotoinducido con la temperatura para la fibra estándar SMF-28 irradiada con dos niveles de dosis de irradiación acumulada: $\varphi = 0.8 \text{ J/cm}^2$ y $\varphi = 8 \text{ J/cm}^2$. Las líneas que conectan los puntos sólo son guías para su visualización.

cambios fotoinducidos en las propiedades ópticas de los materiales y en los centros de color, se han realizado estudios utilizando diferentes técnicas experimentales. Una de ellas es la espectroscopia de resonancia paramagnética que permite distinguir las señales y medir por separado las concentraciones de los defectos Ge(1), Ge(2) y GeE' [16,17], realizar mediciones de absorción óptica fotoinducida [16,18] y mediciones del cambio de índice de refracción durante el proceso de recocido [9,16,17]. Analizando los cambios durante el proceso de recocido se encontró que los centros de color Ge(1), Ge(2) y GeE' tienen diferentes temperaturas críticas, 200°C para Ge(1), 400-500°C para GeE' [22,23] y 500-600°C para rejillas a base de efecto de densificación [9]. Para la etapa inicial de irradiación con luz UV, se ha reportado [17] un incremento rápido en la concentración de centros Ge(1) y el incremento de absorción fotoinducida para una longitud de onda de prueba de 400 nm, con cinética similar a la cinética de concentración de centros Ge(1). Las dependencias de concentración de Ge(1) y de absorción a irradiación UV acumulada, son muy similares a nuestros resultados presentados en la Fig. 4 para la amplitud de la rejilla de índice de refracción.

En este trabajo se utilizó la técnica de recocido de las rejillas, para verificar la hipótesis de que los cambios de índice

de refracción fotoinducidos en la fibra óptica SMF-28 en la etapa inicial, están relacionados con centros de color Ge(1). Se grabaron en la fibra óptica estándar de telecomunicaciones, rejillas de Bragg con dos niveles de dosis de irradiación acumulada y fueron expuestas a cambios de temperatura. Se monitorizó la modificación del índice de refracción de cada rejilla hasta niveles de 500°C. En la Fig. 5 se puede observar que las dos rejillas muestran comportamientos diferentes al variar la temperatura. La rejilla grabada con dosis de irradiación acumulada de $\Phi = 8 \text{ J/cm}^2$ puede resistir una temperatura hasta de 500°C, mientras que la rejilla grabada con dosis de irradiación acumulada de $\Phi = 0.8 \text{ J/cm}^2$ es borrada completamente a $\sim 250^\circ\text{C}$.

Los resultados experimentales demuestran que los centros de color Ge(1) son inducidos en ambas rejillas de Bragg, grabadas con las dos dosis de irradiación. También es posible observar la formación de centros GeE' a niveles de dosis de irradiación acumulada de 8 J/cm^2 , que prevalecen después de los 300°C [22]. Estos centros GeE' están probablemente asociados con el inicio del mecanismo de densificación, donde se sabe es más fácil inducirlos en fibras ópticas con alto contenido de germanio y con altas fluencias por pulso.

4. Conclusiones

En este trabajo se ha presentado un estudio experimental de la cinética inicial de crecimiento del índice de refracción fotoinducido por luz ultravioleta en fibras ópticas de bajo contenido de germanio. En la fibra estándar de telecomunicaciones tipo Corning SMF-28 se encontraron cambios de índice de refracción muy rápidos para una dosis acumulada de 0.01 J/cm^2 . El cambio fotoinducido del índice de refracción se atribuye a la formación de centros de color Ge(1). El nivel de saturación del cambio (del orden 3×10^{-6}) inducido por el mecanismo de formación de centros de color tipo Ge(1) es suficiente para grabar rejillas de Bragg en las fibras ópticas estándar de telecomunicaciones SMF-28 prístinas, para aplicaciones en sensores de fibra óptica.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología a través del proyecto de doctorado No. 209501 (ISN)

1. K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson and B.S. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.* **32** (1978) 647649.
2. J. Stone, *J. of Appl. Phys.* **62** (1987) 4371-4374.
3. A. Othonos, K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and applications in telecommunications and sensing* (Artech House, Boston, London, 1999).
4. S.A. Vasil'ev, O.I. Medvedkov, I.G. Korolev, A.S. Bozhkov, A.S. Kurkov, and E.M. Dianov, *Quant. Electronics* **35** (2005) 1085-1103.
5. Jr. B.G. Potter, K. Simmons-Potter, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **166-167** (2000) 771-781.
6. R.M. Atkins, *Optics Lett.* **17** (1992) 469-471.

7. R.M. Atkins, V.Mizrahi, and T.Erdogan, *Electron. Lett.* **29** (1993) 385-387.
8. M. Douay, W.X. Xie, T Taunay, P. Bernage, P. Niay, *J. of Lightwave Technol.* **15** (1997) 1329-1342.
9. H.G. Limberger and G. Violakis, *Opt. Mat. Express* **4** (2014) 499-508.
10. Y.M. Wang, J.M. Gong, D.Y. Wang, T.J. Shilig, and A. Wang, *J. Lightwave Technol.* **30** (2012) 2751-2756.
11. Chen Wang, Ying Shang, Xiao-Hui Liu, Chang Wang, Hai-Hu Yu, De-Sheng Jiang, and Gang-Ding Peng, *Opt. Express.* **2** (2015) 29038-29046.
12. Z. Luo, H. Wen, H. Guo, and M. Yang, *Opt. Express* **21** (2013) 22799-22807.
13. H. Guo, F. Liu, Y. Yuan, H. Yu, and M. Yang, *Opt. Express* **23** (2015) 4829-4838.
14. H.Y. Guo, J.G. Tang, X.F. Li, Y. Zheng, and H.F. Yu, *Chinese Opt. Lett.* **11** (2013) 030602.
15. H. Yu, Y. Wu, X. Li, Y. Zheng, and J.Tang, *Physics Procedia.* **48** (2013) 184-190.
16. K. Médjahdi, A. Boukenter, Y. Ouerdane, F. Messina and M. Cannas, *Opt. Express* **14** (2006) 5885-5894.
17. T.E. Tsai, G.M. Williams, and E.J. Friebele, *Optics Lett.* **22** (1997) 224-226.
18. K. Médjahdi, F.Goutaland, A. Boukenter, Y. Ouerdane, *J. of non-crystalline solids* **351** (2005) 1835-1839.
19. P.L. Swart, M.G. Shlyagin, A.A. Chtcherbakov, and V.V. Spirin, *Electron. Lett.* **38** (2002) 1508-1510.
20. C.L. Janer, A. Carballar, L. Navarro, J.L. Galo, R.M. Rubio, *IEEE Photonics J.* **5** (2013) 6100511.
21. G.M. Flockhart, G.A. Cranch, and C.K. Kirkendall, *Applied optics* **46** (2007) 8237-8243.
22. E.V. Anoikin *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **65** (1992) 392-396.
23. V.B. Neustruev *et al.*, *Fiber and Integrated Optics* **8** (1989) 143-156.