

Estudio experimental sobre la evolución de los efectos no lineales que generan un espectro supercontinuo en fibras de cristal fotónico usando pulsos con duración de ns

J. C. Hernández-García^{a*}, J.M. Estudillo-Ayala^{b**}, R. Rojas-Laguna^b, O. Pottiez^a, R.I. Mata-Chavez^c,
J.M. Delgado-Negrete^b, E. Vargas-Rodríguez^c, y J.A. Andrade-Lucio^b

^aCentro de investigaciones en óptica,

A.C. Loma del bosque 115, Col. Lomas del Campestre, 37150, León, Guanajuato, México,

*e-mail: juancarlos@cio.mx

^bDepartamento de electrónica, División de Ingenierías, Campus Irapuato-Salamanca, Universidad de Guanajuato,

**e-mail: julian@salamanca.ugto.mx

Carretera Salamanca-Valle de Santiago Km. 3.5+1.8 Comunidad de Palo Blanco, Salamanca, Guanajuato, México.

^cDepartamento de Estudios Multidisciplinarios, Sede Yuriria,
Universidad de Guanajuato, México.

Recibido el 24 de junio de 2011; aceptado el 17 de octubre de 2011

Este trabajo presenta el estudio experimental realizado sobre la evolución espectral de un pulso de bombeo propagado dentro de dos distintos tipos de microestructuras con núcleo sólido en fibras de cristal fotónico (PCF, Photonic Crystal Fiber). Nosotros utilizamos como fuente de bombeo un láser Q-Switched Nd:YAG operando en el régimen de pulsos de nanosegundos (6 ns), con una longitud de onda central de 1064 nm, una frecuencia de repetición de 20 Hz y una energía de salida de ~ 180 mJ. La evolución del espectro de supercontinuo es presentado para un rango de variación de la potencia promedio que se encuentra entre los 0.05 mW - 1.86 mW a la entrada de las PCF, conforme se analiza el ensanchamiento del pulso se explican los fenómenos no lineales que intervienen en el proceso de generación de las nuevas frecuencias que aparecen a la salida de la PCF debido al pulso de bombeo. Un aspecto importante se basa en el desarrollo de un esquema óptico capaz de proporcionar un control adecuado sobre el acoplamiento de luz a la entrada de las PCF, lo cual evita dañar las fibras usadas en el trabajo. Los pulsos generados por el láser Q-SWITCH Nd:YAG son muy intensos, pudiendo afectar la PCF utilizada, debido a esto, el desarrollo del esquema óptico fue primordial para la obtención de los espectros de supercontinuo generados en cada una de las PCF (los cuales cuentan con un ancho espectral de ~ 705 nm y ~ 1100 nm, dependiendo del tipo de fibra empleada). Finalmente, en este trabajo se describen las posibles aplicaciones potenciales que pueden implementarse con el tipo de espectro generado en cada fibra estudiada.

Descriptores: Óptica no lineal; fibras de cristal fotónico; fibras ópticas.

This paper presents the experimental study on the spectral evolution of a pump pulse spread into two different types of microstructures with solid core in photonic crystal fiber (PCF). We use as pumping source a laser Q-Switched Nd: YAG operating in the regime of nanosecond pulses (6 ns) with a central wavelength of 1064 nm, a repetition rate of 20 Hz and an energy of ~ 180 mJ. Supercontinuum spectrum evolution is presented for a range of variation of input power between 0.05 mW to 1.86 mW at the input of the PCF. We analyze the pulse broadening explains the nonlinear phenomena involved in the process generation of new frequencies that appear in the input pulse. An important aspect is based on the development of an optical scheme which is capable of providing adequate control over the coupling of light at the input of the PCF and prevents the damage to the fibers used in this work. As it is known, the pulses generated by the laser Q-SWITCH Nd:YAG are very intense and can damage the PCF used, for this reason, the development of optical scheme was essential to obtain the spectra of supercontinuum generated in each of the PCF (spectra that have with a spectral width of ~ 705 nm and ~ 1100 nm). Finally, this paper describes the possible potential applications that can be implemented with the type of spectrum generated in each fiber.

Keywords: Nonlinear optics; photonic crystal fibers; optical fiber.

PACS: 42.65.-k; 42.81-Qb; 42.81.-i.

1. Introducción

La generación de un espectro supercontinuo de luz (SG, Supercontinuum-Generation) se observó por vez primera sobre una muestra de vidrio de silicato de boro [1], tiempo después se realizaron estudios en distintos medios no lineales, obteniendo buenos resultados tanto en líquidos, como en gases [2,3].

El primer trabajo publicado en el que se muestra el fenómeno de SG utilizando como medio de propagación una fibra óptica se presentó en 1976 [4], mostrando experimen-

talmente la generación de una fuente de luz supercontinua formada por pulsos ≤ 10 ns de duración. En 1983, Fork [5] utilizó pulsos más estrechos que los que se utilizaron en la década anterior (~ 80 fs), obteniendo SG en glicerol.

Un nuevo interés sobre el tema se logró con la aparición de las fibras ópticas especiales (fibras de alta no linealidad y fibras de cristal fotónico) [6-8]. Las fibras de cristal fotónico (PCF, Photonic Cristal Fibers) también llamadas fibras microestructuradas; son fibras con una estructura distinta a la de las fibras ópticas convencionales, su estructura se basa en un núcleo sólido o hueco, rodeado de una matriz de huecos

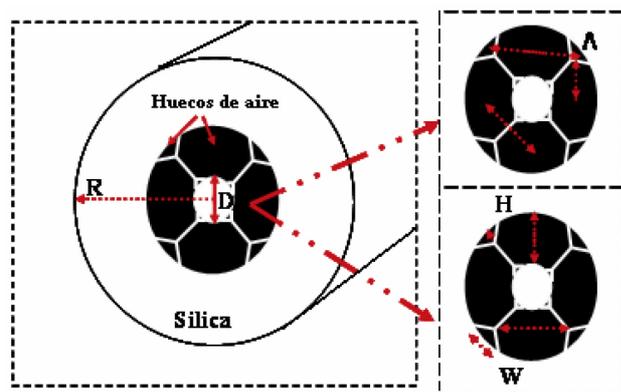


FIGURA 1. Estructura representativa de una PCF, donde: D es el diámetro del núcleo, R es el radio de la fibra, Λ es la distancia entre dos huecos adyacentes, H, W son el alto y el ancho de los huecos respectivamente.

de aire que puede ser periódica o no periódica, la cual se extiende a lo largo de toda la longitud de la fibra, como se muestra en la Fig. 1.

Típicamente las PCF están constituidas de sílice que presenta una distribución transversal y que se extiende a lo largo de toda la fibra óptica. La periodicidad de este tipo de fibras puede ser modificada mediante la ausencia de huecos en su estructura original, o bien, por un hueco de mayor diámetro en el centro de la sección transversal, lo que permite el guiado de la luz en la fibra [8-10].

Los factores de entrada (bombeo) que se encuentran asociados a los efectos no lineales que aparecen durante la SG en fibras ópticas son: el ancho del pulso, la potencia de bombeo y el parámetro de dispersión de la velocidad de grupo β_2 [11]. Por tanto, se puede mencionar que el progreso logrado en el campo de SG se debe en gran medida al notable avance en las características proporcionadas por las nuevas fuentes de bombeo que pueden encontrarse en el mercado, características tales como; anchura espectral y el nivel de potencia proporcionada.

Actualmente, se están desarrollando nuevos métodos basados en técnicas láser que han conseguido pulsos estrechos temporalmente [12-14]. En cuanto a las fuentes de bombeo utilizadas en la SG existe un aumento de trabajos que cuentan con fuentes pulsadas en el régimen de pulsos cortos (orden de picosegundos y femtosegundos) [15-17]. Cuando se utiliza un bombeo en el régimen de fs, el ensanchamiento espectral es iniciado por la automodulación de fase (SPM, Self-Phase Modulation) y amplificado por la dispersión estimulada Raman (SRS, Stimulated Raman Scattering) para esto se requieren altas potencias pico (del orden de > 10 MW) [11]. En el régimen de ps, ns e incluso en onda continua el ensanchamiento espectral es generado por la inestabilidad modulacional (MI, Modulation Instability) en el régimen de dispersión anómala [18-20], generando un espectro ancho al utilizar potencias pico de bombeo del orden de kW.

Actualmente, el estudio teórico y experimental realizado sobre la SG ha demostrado contar con las características requeridas para su aplicación en numerosas áreas como la es-

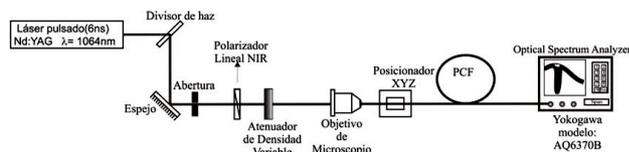


FIGURA 2. Esquema experimental.

pectroscopía, compresión de pulsos, diseño de fuentes láser sintonizables [21], tomografía óptica coherente [22], sensores [23], sistemas de comunicación [24], entre otros.

En este trabajo se presentan los resultados experimentales obtenidos al propagar un pulso proveniente de un láser pulsado de 6ns de ancho, con una longitud de onda central en 1064 nm, a los largo de de dos PCF con microestructuras diferentes. Un aspecto importante, es el esquema óptico implementado, el cual cuenta con la capacidad de tener un adecuado control sobre la potencia obtenida a la salida de la fuente de bombeo, lo que permite analizar a diferentes potencias de entrada la evolución del espectro supercontinuo generado a través de las PCF.

Por otra parte, en el régimen de ns (pulsos anchos desde la entrada a la fibra), a nuestro entender, no se han reportado resultados que estudien la evolución de la SG. Obteniendo ventajas del tipo de fibra utilizada, el ancho del pulso, el control sobre la potencia de salida del láser y la longitud de onda de operación que permiten estimular los efectos no-lineales de una forma relativamente sencilla y controlada.

2. Esquema experimental

El arreglo experimental utilizado en el estudio de la evolución de SG es mostrado en la Fig. 2. Como fuente de bombeo a la entrada de las PCF se utilizó un láser pulsado Q-Swich Nd:YAG, el cual cuenta con las siguientes características: longitud de onda central de 1064 nm, la energía del pulso de salida fue de ~ 180 mJ y tiene una duración de 6 ns, mientras que la frecuencia de repetición del láser fue de 20 Hz. Con la finalidad de proporcionar un control adecuado sobre la cantidad de energía presente a la salida del láser, se utilizó un vidrio para atenuar la potencia del láser que sirvió como bombeo a las PCFs, reduciéndola en un factor de 10% para la cantidad de energía utilizada en el esquema experimental.

Posteriormente, el haz del láser se hizo incidir sobre una apertura utilizada para aumentar o disminuir el diámetro del haz, permitiendo elegir la intensidad apropiada para evitar dañar la PCF, con esta parte se implementa un primer control sobre la potencia a la entrada de la fibra. Debido a que el haz de salida del láser tiene una polarización lineal se utilizó un polarizador lineal con respuesta en el infrarrojo cercano (PLNIR, marca Thorlabs) con la finalidad de controlar la potencia al rotar el eje de transmisión de 1 a 360° y lograr obtener variaciones sobre la potencia del haz después de pasar por la apertura del arreglo (obteniendo el segundo control

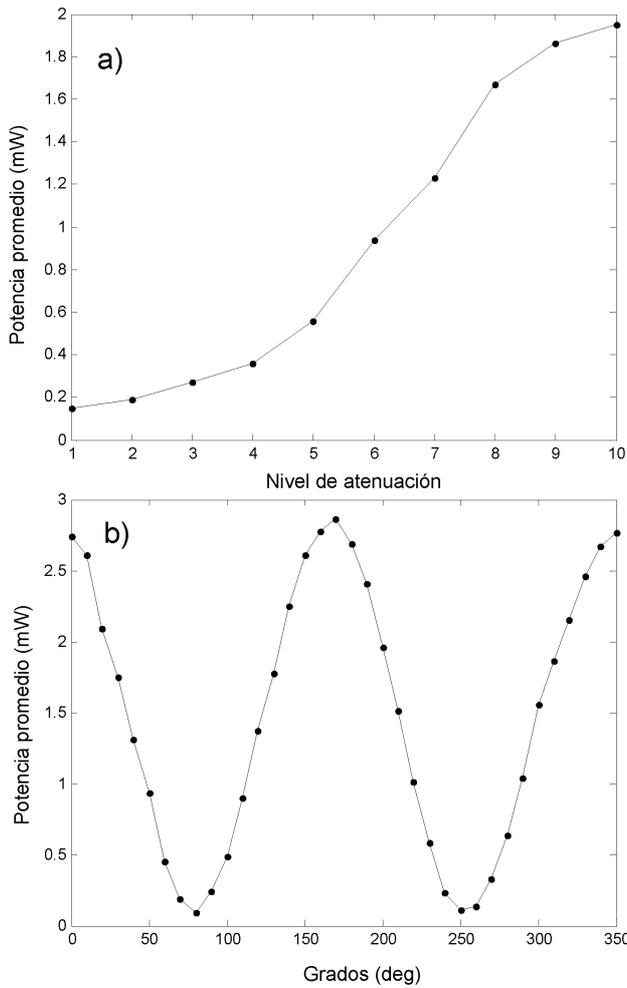


FIGURA 3. Curvas de comportamiento características para el a) atenuador y b) polarizador, ambos utilizados en el esquema experimental.

sobre la potencia en el esquema). El tercer control de potencia se logra insertando un atenuador después del polarizador, logrando seleccionar de una forma más precisa la potencia deseada a la entrada de la PCF.

La apertura, el polarizador y el atenuador del esquema experimental permiten el paso de un haz que cuenta con una potencia pico específica, la cual, está relacionada al tamaño de la apertura y a las curvas características del polarizador y del atenuador mostradas en la Fig. 3.

Mediante el esquema propuesto se logró obtener una potencia promedio de entrada a la PCF, que se manejó en un rango entre 0.05 mW a 1.86 mW, sensada mediante un medidor de potencia, el cual contó con una entrada que puede acoplarse directamente a la fibra óptica. Después de pasar por los elementos ópticos que proporcionan el control de la potencia de la señal, el haz entra a una lente que cuenta con una amplificación de 16X, con la finalidad de obtener un máximo acoplamiento entre el haz de entrada y la PCF sometida a prueba, antes se realizaron varias pruebas con lentes de 10X, 16X y 20X para obtener una mayor eficiencia de acoplamiento resultando un mejor acoplamiento con la lente de 16X. Una

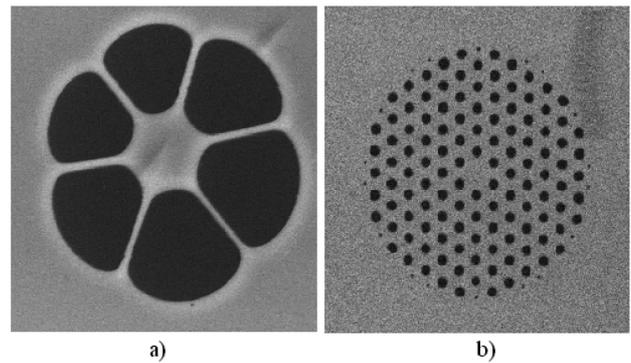


FIGURA 4. Perfiles de las microestructuras de las PCF utilizadas en el trabajo, las cuales son observadas a través de un microscopio electrónico.

base de control manual XYZ permitió sujetar la fibra para realizar la alineación con el haz de entrada para propagar el pulso a través de la PCF. La evolución del espectro de supercontinuo se registró en un analizador de espectros óptico (OSA, Optics Spectrum Analyzer) modelo Yokogawa AQ6370B, el cual utiliza un elemento basado en el reciente desarrollo de un monocromador de alto rendimiento que permitió utilizar una alta resolución (0.02 nm) y una alta sensibilidad sobre las mediciones experimentales presentadas en este trabajo.

Los perfiles de las microestructuras de las PCF utilizadas en las pruebas realizadas son presentados en la Fig. 4. Ambas PCF son clasificadas como fibras de núcleo sólido.

En la Tabla I se presentan los parámetros físicos de las PCF mostradas en la Fig. 4, los cuales fueron obtenidos con el uso de un microscopio electrónico.

3. Resultados y discusión

El proceso de generación de una fuente con amplio espectro, consistió en el ensanchamiento del pulso de entrada (bombeo de un láser Q:SWITCH Nd:YAG). Este ensanchamiento fue

TABLA I. Parámetros físicos de las PFC* utilizadas en este trabajo

Parámetros de las PCF	(Microestructura de la Fig. 4(a))	(Microestructura de la Fig. 4(b))
Diámetro del núcleo	4.61 μm	5.00 μm
Pitch	3.08 μm	6.22 μm
Diámetro de los huecos	1.32 μm (mayor) 0.4395 μm (menor)	6.50 μm
Diámetro de la fibra	118.13 μm	114.44 μm
Longitud de la fibra	1.87 m	6.3 m

* Fibras de Cristal Fotónico proporcionadas por la Universidad de Bath.

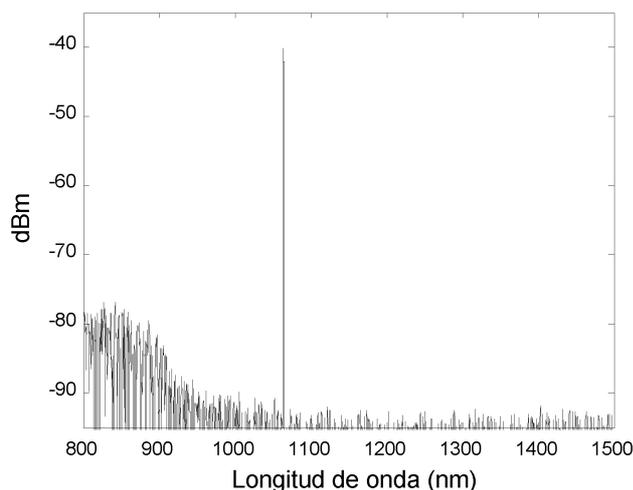


FIGURA 5. Espectro del pulso del láser Q-SWITCH Nd:YAG.

la consecuencia de la combinación de diferentes efectos lineales y no lineales que se presentan al propagarse un haz de luz por el interior de la PCF. Es importante mencionar que la descripción de los fenómenos lineales y no-lineales presentes en la SG pueden ser estudiados mediante la ecuación no-lineal generalizada de Schrödinger (GNLSE, General Nonlinear Schrödinger Equation) para más detalle ver la Ref. 25. La Fig. 5 muestra el espectro de entrada, siendo este la señal de referencia que servirá para observar la evolución de SG al incrementar la potencia de entrada en las fibras.

Los espectros de SG presentados muestran la forma en la que el pulso a la salida del láser Q-SWITCH (ver Fig. 5), sufre un ensanchamiento al incrementarse la potencia en la entrada de la PCF y propagarse por la misma fibra, este ensanchamiento se debe a las no-linealidades presentes en las fibras, las cuales aprovechan la energía proporcionada por el bombeo para aparecer durante la evolución del espectro de supercontinuo.

Estudios numéricos presentados en diversos trabajos [18-20], mencionan que al utilizar pulsos en el régimen de ns, ps e incluso en onda continua, el mecanismo inicial que genera el ensanchamiento espectral del pulso es la inestabilidad modulacional. Como se puede observar de forma experimental en la Fig. 6, al incrementar la potencia a la entrada de la PCF aparece la inestabilidad modulacional, esto se puede comprobar con los lóbulos laterales que aparecen alrededor del bombeo. Las dos bandas laterales generadas (lóbulos) son simétricas y se ubican a ambos lados del pulso de bombeo desplazadas una frecuencia máxima, $\Omega_{m\acute{a}x}$.

La dispersión cromática del modo fundamental juega un importante rol en la SG porque esta determina la extensión a la cuál diferentes componentes espectrales de un pulso se propagan a diferentes velocidades de fase en la fibra óptica [21]. Sin embargo, cuando hay interacción con otros efectos lineales y no lineales, una amplia variedad de procesos intervienen en el ensanchamiento del pulso propagado por las PCF (estructuras altamente no lineales). Los factores que determinan los efectos lineales que intervienen en la SG invo-

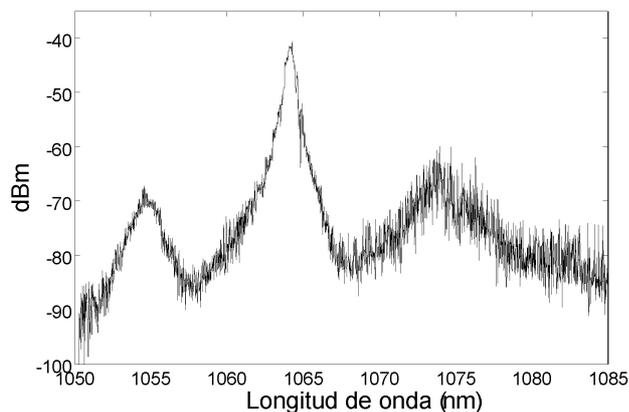


FIGURA 6. Fenómeno de Inestabilidad modulacional (MI) presente en las PCF bombeadas en el régimen de nanosegundos.

lucran parámetros como β_2 , que es el parámetro de la dispersión de la velocidad de grupo (GVD, Group Velocity Dispersion) y es el que gobierna la dispersión. La GVD puede ser dispersión normal, si $\beta_2 > 0$, o bien anormal, si $\beta_2 < 0$, la cual depende directamente de la longitud de onda del haz de bombeo, otro factor lineal recae sobre las pérdidas propias de la fibra óptica y el índice de refracción lineal. Factores del bombeo que determinan las no linealidades de los pulsos en la fibra son el ancho del pulso de entrada, la potencia pico del pulso de entrada, la no linealidad de la fibra óptica, generando fenómenos no lineales, tales como: la dispersión estimulada Raman, mezcla de cuatro ondas, auto-modulación y modulación cruzada de fase, formación de solitones de alto orden, inestabilidad modulacional y mezcla paramétrica [11].

En la Fig. 7 se observa la evolución del espectro de supercontinuo generado sobre la microestructura de la PCF de la Fig. 4a). Después de comenzar a apreciar la inestabilidad modulacional para una potencia promedio de 0.27 mW (ver Fig. 7b)), se incrementa la potencia de entrada y se muestra que el fenómeno de inestabilidad modulacional genera un rompimiento en pulsos muy angostos, mostrando de esta manera solitones temporales [26,27] para una potencia promedio entre los 0.36 mW y 0.56 mW (como se muestra en las Fig. 7c) y 7d)). Posteriormente, para potencias mayores se observó que el fenómeno predominante fue debido a los efectos SRS y autodesplazamiento en frecuencia (SFS, Self-Frequency Shift), lo cual puede ser apreciado mediante el traspaso de energía hacia frecuencias más bajas de la señal (Fig. 7d)) [28]. Otro de los fenómenos que pueden apreciarse en la evolución del espectro, es el denominado mezcla de cuatro ondas (FWM, Four Wave Mixing) mediante en el cuál la señal comienza a extenderse hacia valores de frecuencias más altas (Fig. 7e)), esto debido a potencias del orden de los 1.23 mW y a las características proporcionadas por la fuente de bombeo usada en la PCF. Para potencias promedio de 1.86 mW se presenta el espectro final de SG (Fig. 7f)), pudiendo observar un espectro amplio que se extiende de los 980 nm a 1685 nm para el caso de la primer PCF (microestructura presentada en la Fig. 4a)).

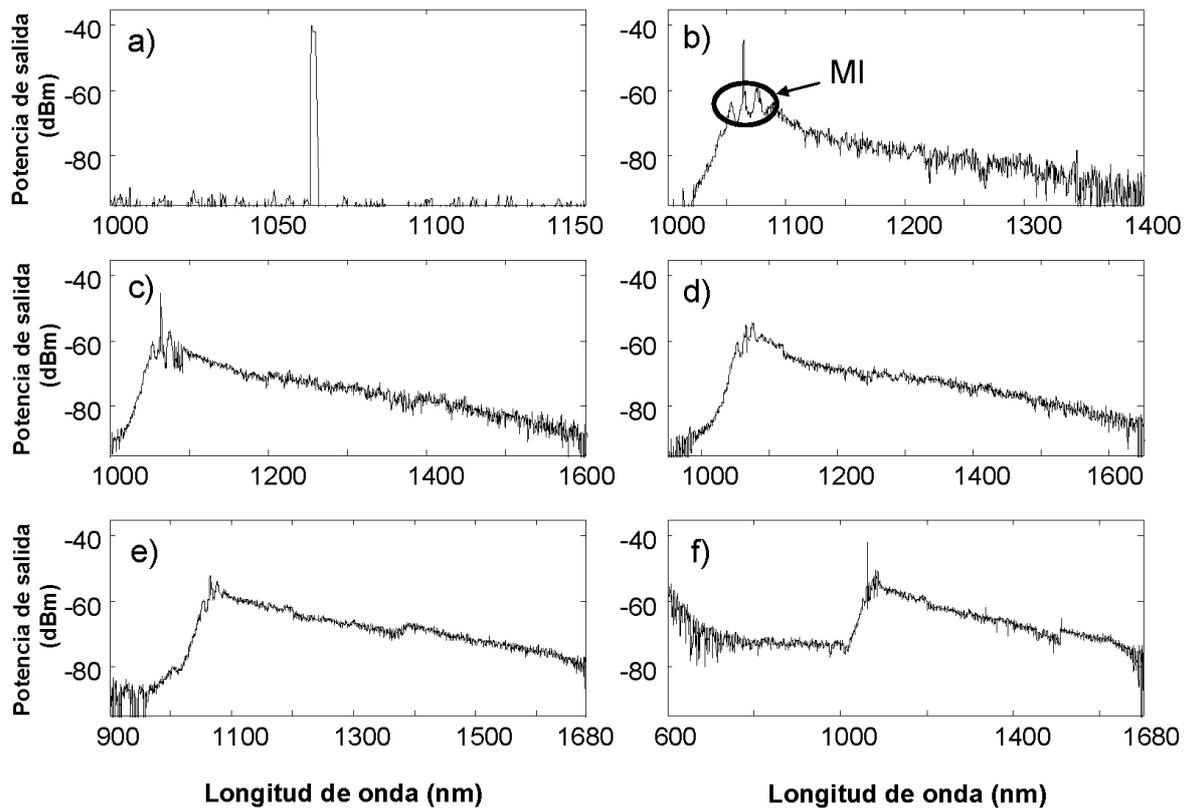


FIGURA 7. Evolución del espectro de supercontinuo para la PCF presentada en la Fig. 4(a). Las potencias registradas fueron: a) 0.15 mW, b) 0.27 mW, c) 0.36 mW, d) 0.56 mW, e) 1.23 mW y f) 1.86 mW.

La evolución del espectro generado por la microestructura de la segunda PCF (ver Fig. 4b)) es presentada en la Fig. 8. El proceso de evolución de la señal de supercontinuo sigue un comportamiento semejante al de presentado en la Fig. 7, sin embargo, las diferencias entre los perfiles de los espectros de ambas SG (Fig. 7 y Fig. 8) radican en la distribución de los huecos en las PCF. Por lo tanto, en la Fig. 8 se aprecia como primer paso el bombeo proveniente del láser Q-SWITCH para una potencia promedio de 0.05 mW, posteriormente a una potencia promedio de 0.27 mW se aprecia la aparición del fenómeno de inestabilidad modulacional (Fig. 8b)). Después del rompimiento de la inestabilidad modulacional se aprecian solitones temporales (Fig. 8c) y 8d), para potencias entre 0.36 mW - 0.56 mW). A partir de potencias promedio superiores a los 0.56 mW se observa el traspaso de energía hacia frecuencias más bajas de la señal (Fig. 8d)). Finalmente, al contar con un bombeo de entre 1.23 mW y 1.86 mW se obtiene un espectro uniforme que se extiende hacia ambos lados (frecuencias altas y bajas) de la longitud de onda de bombeo (Fig. 8e) y 8f)). El espectro final de la PCF analizada en esta parte (Fig. 8f)) se extiende entre los 600 nm a más allá de los 1700 nm para el caso de la microestructura de la Fig. 4b).

En base a los resultados presentados en esta sección, se puede hacer notar que los efectos no lineales se generan con mayor facilidad en fibras ópticas, en especial para el tipo de fibras estudiadas (PCF). Cuando un pulso intenso se propaga en un medio no lineal (en este caso la PCF sirve como un ex-

celente medio para este propósito) sufre un ensanchamiento espectral. En el caso de dispersión anómala el mecanismo que sirve para excitar un ensanchamiento espectral del pulso es la inestabilidad modulacional que surge con el ruido en caso de pulsos largos de bombeo [29]. La inestabilidad modulacional es el efecto que solamente inicia el ensanchamiento espectral del pulso de bombeo (como se mostró en las Fig. 7b), 8b) para una potencia específica), el espectro continuo final se genera por la interacción del auto-desplazamiento en frecuencia y la dispersión estimulada Raman.

El auto-desplazamiento en frecuencia es por lo tanto una consecuencia del efecto de dispersión Raman intra-pulso (IRS, Intrapulse Raman Scattering) y físicamente consiste en un fenómeno en el cual las componentes de alta frecuencia de un pulso óptico bombean a las componentes de baja frecuencia del mismo pulso, por lo tanto, transfieren su energía hacia frecuencias más bajas a través de la ganancia Raman [29]. Como consecuencia, el espectro del pulso puede desplazarse a longitudes de onda más largas cuando el pulso se propaga en el régimen de dispersión anómala. Resumiendo, la MI genera un ensanchamiento del pulso que sirve como mecanismo para generar el efecto SFS y por medio de la ganancia Raman amplifica las componentes en frecuencia del pulso, generando un ensanchamiento espectral.

Finalmente, es importante hacer notar las diferencias presentadas entre los espectros generados para ambas PCF (dife-

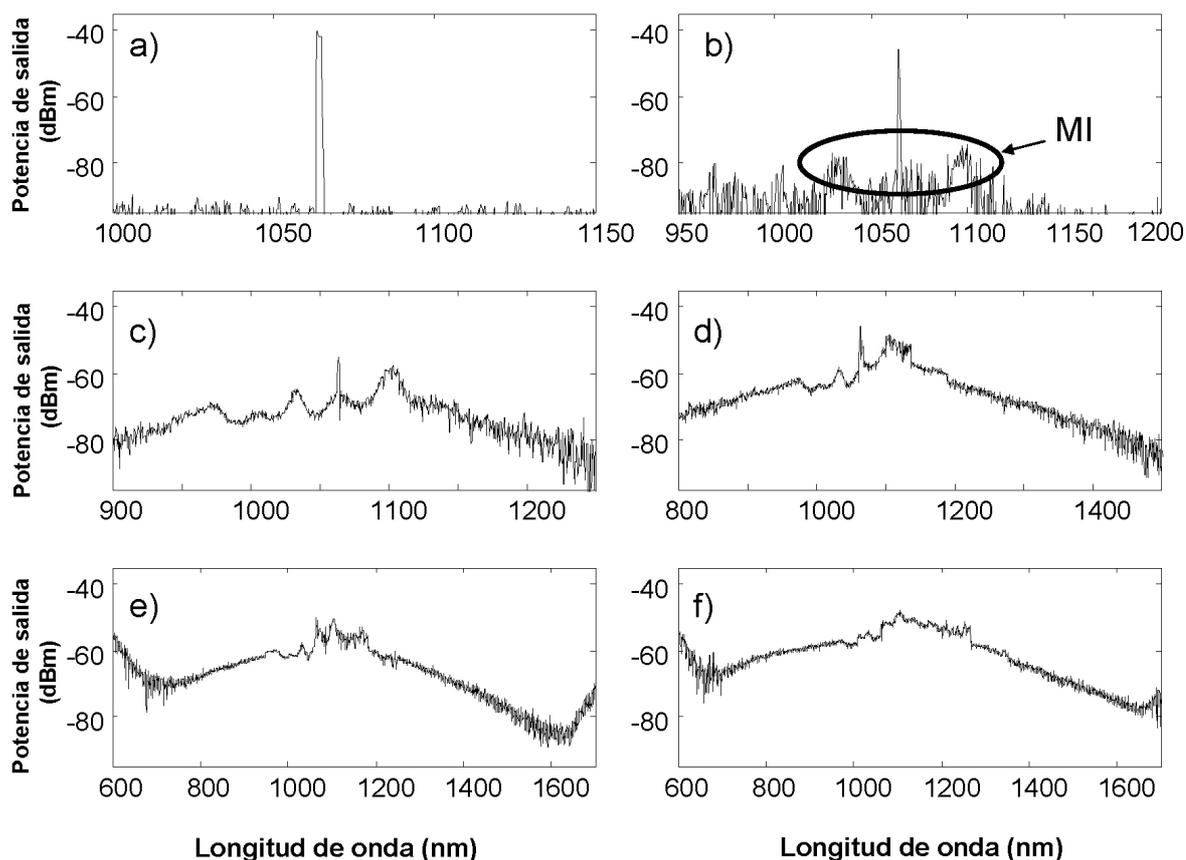


FIGURA 8. Evolución del espectro de supercontinuo para la PCF presentada en la Fig. 4(b). Las potencias registradas fueron: a) 0.15 mW, b) 0.27 mW, c) 0.36 mW, d) 0.56 mW, e) 1.23 mW y f) 1.86 mW.

rencias que principalmente se deben a la forma y dimensiones que poseen la microestructura de cada una de las fibras). Como puede observarse en la Fig. 7f) muestra una extensión que es predominante solamente hacía frecuencias bajas, mientras que el espectro de la Fig. 8f) el espectro obtenido presenta una simetría que se extiende desde las altas frecuencias hasta bajas frecuencias de la señal. El análisis del tipo de microestructura en cada una de las PCF permitirá continuar con un estudio sobre el espectro generado, pudiendo implementar aplicaciones que aprovechen las ventajas de las señales resultantes. En un trabajo futuro se buscará obtener un espectro con mayor planicidad que cubra parte del espectro visible e IR. Algunas de las aplicaciones que se buscaran implementar con el espectro amplio se centran en la obtención de sensores de gas, además de aplicaciones en espectroscopia, láseres sintonizables, caracterización de materiales y tomografía de coherencia óptica. Para esto se han presentado propuestas que por el momento se encuentran en discusión y que han comenzado a arrojar resultados satisfactorios.

4. Conclusiones

El arreglo óptico desarrollado en este trabajo permitió un adecuado control sobre la potencia de entrada a las PCF estudiadas, logrando presentar la evolución del espectro de super-

continuo generado en dos distintas microestructuras de PCF. Los espectros de SG se obtuvieron a partir de un pulso proveniente de un láser de Nd:YAG, que genera pulsos de duración de 6 ns (régimen de pulsos largos), utilizando solamente unos cuantos mW de potencia promedio en la entrada de la fibra y aprovechando las características de los pulsos de entrada. Los espectros reportados tienen una extensión de ~ 710 nm para la PCF mostrada en la Fig. 4a) y de más de ~ 1100 nm para la microestructura presentada en la Fig. 4b). Se demostró que con pulsos de 6 ns se pueden generar efectos no-lineales que combinados pueden generar el efecto de supercontinuo y por lo tanto una gran gama de longitudes de onda, debido a que este efecto se obtiene con mayor facilidad para el régimen de pulsos de fs. Mediante el análisis de la evolución de los espectros presentados se pudieron estudiar y observar los fenómenos lineales y no lineales que se describen en trabajos numéricos previos, fenómenos tales como: dispersión cromática, inestabilidad modulacional, dispersión estimulada Raman, mezcla de cuatro ondas, automodulación de fase y modulación de fase cruzada y los cuáles generan el espectro amplio mostrado en los resultados finales de este trabajo. En adición, se puede mencionar que la inestabilidad modulacional genera un ensanchamiento del pulso de referencia, posteriormente este mecanismo sirve como medio para generar otros fenómenos no lineales.

Agradecimientos

Los autores que participaron en este trabajo, reconocen el soporte económico otorgado por el CONACYT mediante el

proyecto número 93398, DAIP 2010 “Propagación de Pulsos de Alta Energía en Fibras de Cristal fotonico de núcleo Hueco”, así como el apoyo otorgado a J. C. Hernández-García a través de la beca de doctorado con número 217385.

1. R.R. Alfano y S.L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 584-588.
2. P B. Corkum, C. Rollandy T. Srinivasan-Rao, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2268-2271.
3. W. Werncke, A. Lau, M. Pfeiffer, K. Lenz, H.J. Weigmann, C.D. Thuy, *Opt. Commun.* **4** (1972) 413-415.
4. C. Lin, R. Stolen, *Appl. Phys. Lett.* **28** (1976) 216-218.
5. R. Fork, C. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, W.J. Tomlinson *Opt. Lett.* **8** (1983) 1-3.
6. T.A. Birks, W.J. Wadsworth, P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25** (2000) 1415-1417.
7. V. A. Arkhireev, A. E. Korolev, D. A. Nolan, V. V. Solo'ev, *Opt. Spectrosc.* **94** (2003) 632-637.
8. T.A. Birks, J.C. Knight, y P. St. Russell, *Opt. Lett.* **22** (1997) 961-963.
9. J.C. Knight, T.A. Birks, R.F. Cregan, P.S.J. Russell, J.P. Sandro, *Opt. Mat.* **11** (1999) 143-151.
10. J.C. Knight, T.A. Birks, P.S.J. Russell, D.M. Atkin, *Opt. Lett.* **21** (1996) 1547-1549.
11. J. Gutierrez-Gutierrez *et al.*, *Rev. Mex. Fís.* **55** (2009) 359-366.
12. J.C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E.A. Kuzin, J.M. Estudillo-Ayala, J. Gutierrez-Gutierrez, *Laser Phys.* **21** (2011, in press).
13. K. Tamura, E.P. Ippen, H.A. Haus, L.E. Nelson, *Opt. Lett.* **18** (1993) 1080-1082.
14. Z.C. Luo, A.P. Luo, W.C. Xu, C.X. Song, Y.X. Gao, W.C. Chen, *Laser Phys. Lett.* **6** (2009) 582-585.
15. E. Rääkkönen, G. Genty, O. Kimmelma, M. Kaivola, K.P. Hansen, S.C. Buchter, *Opt. Express* **14** (2006) 7912-7923.
16. J.-H. Lin, K.-H. Lin, C.-C. Hsu, W.H. Yang, W.-F. Hsieh, *Laser Phys. Lett.* **4** (2007) 413-417.
17. J.W. Nicholson, A.K. Abeeluck, C. Headley, M.F. Yan, C.G. Jorgensen, *Appl. Phys. B* **77** (2003) 211-218.
18. A. Demircan, U. Bandelow, *Opt. Commun.* **244** (2005) 181-185.
19. A.K. Abeeluck y C. Headley, *Opt. Lett.* **30** (2005) 61-63.
20. M. Gonzalez-Herraez, S. Martin-Lopez, P. Corredera, M.L. Hernanz, P.R. Horche, *Opt. Commun.* **226** (2003) 323-328.
21. J. M. Dudley, G. Genty, y S. Coen, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 1135-1184.
22. D.L. Marks, A.L. Oldenburg, J.J. Reynolds, S.A. Boppart, *Opt. Lett.* **27** (2002) 2010-2012.
23. T.M. Monro, W. Belardi, K. Furusawa, J.C. Baggett, N.G.R. Broderick, D.J. Richardson, *Meas. Sci. Technol.* **12** (2001) 854-858.
24. C.X. Yu, H.A. Haus, E.P. Ippen, W.S. Wong, A. Sysoliatin, *Opt. Lett.* **25** (2000) 1418-1420.
25. J. Hult, *J. Lightwave Technol.* **25** (2007) 3770-3775.
26. W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, A.M. Jhonson, *Opt. Lett.* **10** (1985) 457-459.
27. A. Kasegawa, *Opt. Lett.* **9** (1984) 288-290.
28. F.M. Mitschke, L.F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11** (1986) 659-661.
29. G.P. Agrawal, N.K. Dutta, “*Semiconductor laser*”, Second Edition (International Thompson Publishing, 1993).