

Influencia de la inestabilidad modulacional en la generación de un espectro continuo en fibras ópticas con pulsos de nanosegundos

J.G. Gutiérrez, M. Vargas-Treviño, C. Romero-Salazar y O.A. Hernández Flores
Escuela de Ciencias, Universidad Autónoma “Benito Juárez” de Oaxaca,
Av. Universidad S/N, Ex Hacienda Cinco Señores, Oaxaca de Juárez, Oax. 68120, México,
e-mail: jgtz12@hotmail.com

E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla y R. Grajales-Coutiño
Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica,
Apartado Postal 51 y 216, Puebla, 72000, Pue., México,
e-mail: ekuz@inaoep.mx

R. Rojas-Laguna, J.M. Estudillo-Ayala y E. Vargas-Rodríguez
Universidad de Guanajuato, Facultad de Ingeniería Mecánica, Eléctrica y Electrónica,
Apartado Postal 215-A, Salamanca, 36730, Gto., México,
e-mail: rlaguna@salamanca.ugto.mx

F. Gutiérrez-Zainos
Universidad del Papaloapan Campus Tuxtepec,
Calle Circuito Central No. 200 Col. Parque Industrial, Tuxtepec Oaxaca, 68400, México,
e-mail: fzainos@lomabonita.unpa.edu.mx

Recibido el 5 de febrero de 2009; aceptado el 6 de agosto de 2009

En este trabajo se reporta cómo influye la inestabilidad modulacional en la generación de supercontinuo en fibras ópticas estándar en el régimen de dispersión anómala. Se utilizó un pulso de bombeo del orden de 30 ns de duración, con una longitud de onda de 1549 nm proveniente de un diodo láser DFB modulado directamente. Se demostró que el ensanchamiento espectral se debe a la Inestabilidad Modulacional y al auto-desplazamiento en frecuencia. Este ensanchamiento dependió de la longitud de la fibra y la potencia de bombeo.

Descriptor: Fibras ópticas; no linealidades; inestabilidad modulacional; auto-desplazamiento en frecuencia; emisión estimulada Raman.

In this work the influence of modulational instability on the supercontinuum generation in standard optical fibers in the anomalous dispersion regime is reported. A 30 ns pump pulse with wavelength equal to 1549 nm from a directly modulated DFB laser was used. Results show that the spectrum broadening is due to modulational instability and self frequency shift. The spectrum broadening was depending of fiber length and pump power.

Keywords: Optical fibers; nonlinear; instability modulational; self frequency shift; stimulated raman scattering; supercontinuum generation.

PACS: 42.55.Px; 42.65.Dr; 42.81.Dp.

1. Introducción

La generación de Supercontinuo (Supercontinuum Generation, SG), fue observada por vez primera por Alfano y Shapiro en 1970 en una muestra grande de vidrio de silicato de boro [1] y años más tarde en una gran variedad de medios no lineales, incluyendo líquidos y gases [2,3]. La generación de supercontinuo es el resultado de la interacción de múltiples efectos no-lineales tales como la dispersión estimulada Raman (Stimulated Raman Scattering, SRS), mezcla de cuatro ondas (Four wave mixing, FWM), auto-modulación y modulación cruzada de fase (self-phase y cross-phase modulation, SPM and XPM), formación de solitones de alto orden, inestabilidad modulacional (modulation instability, MI) y mezcla paramétrica.

En los últimos años, se ha retomado el estudio tanto teórico como experimental de la SG, debido a sus aplicaciones potenciales en campos tan diversos como las comunicaciones ópticas [4,5], metrología [6], sensores [7] y en tomografía

óptica coherente [8]. El renovado interés en la SG fue gracias al progreso y desarrollo tecnológico en la fabricación de fibras ópticas especiales que tienen una alta no-linealidad. Este es el caso de las fibras estrechadas del núcleo [9] y fibras de cristal fotónico (Photonics Cristal Fibers, PCF) [10,11], con las que se han generado espectros continuos de luz de mas de 700 nm de ancho. Para generar estos espectros anchos, se han utilizado fuentes de bombeo con pulsos del orden de femtosegundos [9] y picosegundos [10-12]. Sin embargo, es posible observar SG empleando fuentes de luz con pulsos de algunos nanosegundos [13,14].

Los factores que determinan que efectos no lineales en fibras ópticas se involucren en la generación de un SC son: el ancho del pulso, la potencia pico de bombeo y el parámetro β_2 . A β_2 se le denomina parámetro de dispersión de la velocidad de grupo (Group Velocity Dispersion, GVD parameter), y es el que gobierna la dispersión, también conocida como dispersión de velocidad de grupo. La GVD puede ser dispersión

normal ($\beta_2 > 0$) o anómala ($\beta_2 < 0$) la cual depende directamente de la longitud de onda del haz de bombeo. La GVD está relacionada con el parámetro de dispersión D por medio de $\beta_2 = -\lambda^2 D / 2\pi c$, donde λ es la longitud de onda de bombeo y c es la velocidad de la luz [15,16]. Cuando se bombean pulsos del orden de femtosegundos, el mecanismo que inicia el ensanchamiento espectral es la SPM y consecuentemente amplificado por la SRS. En la práctica se requiere utilizar pulsos ultracortos del orden de 10-100 fs de muy alta potencia pico (>10 MW). Otros trabajos muestran numéricamente que el ensanchamiento espectral puede ser directamente relacionado con el efecto SPM [17]. Cuando se utilizan pulsos del orden de picosegundos, nanosegundos e incluso onda continua en el régimen de dispersión anómala, el mecanismo que inicia el ensanchamiento espectral del pulso es la MI [18-21]. Cuando el haz de onda continua está sujeto a pequeñas perturbaciones periódicas con frecuencia Ω , la MI genera un rompimiento del haz de onda continua en un tren de pulsos temporales muy angostos, generando así solitones temporales [22,23]. Espectralmente, la MI se presenta con un máximo de potencia a una longitud de onda central (bombeo) y dos lóbulos laterales a aproximadamente $\pm 2nm$. Esto fue demostrado por primera vez en fibras ópticas utilizando una potencia pico de 7.1 W con pulsos de 100 ps en el régimen de dispersión anómala [24]. La MI ha sido reportada como el primer mecanismo para generar un espectro extremadamente ancho [18,19], utilizando pulso de bombeo del orden de picosegundos con potencias picos de kilowatts.

En este trabajo se presentan resultados experimentales del ensanchamiento espectral del pulso de bombeo. Se usó como medio no lineal fibra de dispersión estándar monomodo, pulsos de bombeo del orden nanosegundos provenientes de un diodo láser de retroalimentación distribuida (Distributed Feedback, DFB) modulado directamente. Los pulsos fueron amplificados por un Amplificador de Fibra Dopada con Erbium (Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA), el cual resulta una fuente de bombeo de costo bajo comparado con los láseres de alta potencia comúnmente utilizados. En algunos experimentos son utilizados los EDFA's, pero la señal es proporcionada por láseres de fibra con pulsos cortos del orden de picosegundos [12]. Lo novedoso de nuestro sistema fué la fuente de señal de bombeo y los pulsos relativamente anchos (3-30 ns). Con base en la revisión bibliográfica, no han sido reportados para la generación de efectos no lineales en fibras ópticas. Debido al ancho del pulso, la forma del pulso de salida al modular directamente al diodo láser y la longitud de onda, es relativamente sencillo estimular efectos no lineales en fibras ópticas. Los efectos no lineales involucrados son la MI, la SFS y la SRS, los cuales corresponden al régimen de dispersión anómala.

2. Teoría

En las fibras ópticas los efectos no lineales se general con mayor facilidad debido a que el haz es confinado en un área pequeña y se propaga largas distancias. La reducción del diáme-

tro del núcleo incrementa los efectos no lineales, dada por la relación $\gamma = n_2\omega/cA_{eff}$, donde γ es el coeficiente no lineal, n_2 es el índice de refracción no lineal, ω es la frecuencia, c es la velocidad de la luz y A_{eff} es el área efectiva. Esta alta no linealidad efectiva de las fibras ópticas resulta en una reducción de la potencia de bombeo requerida, comparada con las utilizadas en las muestras de vidrio [15].

La estimación de la longitud de la fibra es importante ya que influye a los efectos no lineales. Varias longitudes relacionadas con la GVD son introducidas para caracterizar las contribuciones del desarrollo de las no linealidades, ya que la GVD afecta directamente la propagación de los pulsos. Para un pulso inicial con ancho τ_0 , la longitud de dispersión puede ser definida como $L_D = \tau_0^2/|\beta_2|$. Otra longitud relevante es la longitud no lineal $L_{NL} = 1/\gamma P_0$, donde P_0 es la potencia de bombeo. La L_D y la L_{NL} definen cuál efecto resulta importante, si el dispersivo o el no lineal. Para los casos particulares, cuando $L_{NL} \gg L$ y $L \geq L_D$ la evolución del pulso es gobernada por la GVD, cuando la longitud de la fibra L es tal que $L_D \gg L$, y $L \geq L_{NL}$; en este caso el término dispersivo es despreciado. Entonces la evolución del pulso es gobernado por la SPM [15].

Cuando un pulso intenso se propaga en un medio no lineal sufre un ensanchamiento espectral. En el caso de dispersión anómala el mecanismo que sirve para excitar un ensanchamiento espectral del pulso es la MI, que surge del ruido en caso de pulsos largos de bombeo, mientras que en el caso de pulsos cortos de bombeo, la SPM induce la MI [15].

El coeficiente de ganancia $g(\Omega)$ de la MI depende de la frecuencia, determinada por,

$$g(\Omega) = |\beta_2\Omega| [\Omega_c^2 - \Omega^2]^{1/2}, \quad (1)$$

donde Ω_c es la frecuencia crítica dada por

$$\Omega_c = \frac{4\gamma P_0 e^{-\alpha z}}{|\beta_2|} = \frac{4e^{-\alpha z}}{|\beta_2| L_{NL}}, \quad (2)$$

donde γ es el coeficiente no lineal, β_2 es la GVD, α es la pérdida de la fibra, z es la distancia de propagación y P_0 es la potencia pico de bombeo. Las perturbaciones en un haz de luz introducen una modulación dinámica del auto-desplazamiento de fase y una modulación en frecuencia periódica (conocida como *chirp*) del haz de onda continua (continuos wave, CW). Bajo la influencia de la GVD, este *chirp* lleva a un rompimiento del haz de CW en un tren de pulsos ultracortos con una razón de repetición igual a Ω .

La MI genera espectralmente dos bandas laterales simétricas posicionadas a ambos lados del pulso de bombeo desplazadas una frecuencia máxima, $\Omega_{m\acute{a}x}$:

$$\Omega_{m\acute{a}x} = \left[\frac{2\gamma P_0 e^{-\alpha z}}{|\beta_2|} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

La MI es el efecto que sólo inicia el ensanchamiento espectral del pulso de bombeo, el espectro continuo final es

generado por la interacción de otros efectos no lineales, como son el auto-desplazamiento en frecuencia (Self Frequency Shift, SFS) y la SRS.

La SFS es una consecuencia del efecto de dispersión Raman intrapulso (Intrapulse Raman Scattering, IRS). Físicamente es 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 [25]. 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 [26,27]. 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.

3. Esquema experimental

El arreglo experimental que se utilizó para el estudio del efecto Raman y la generación del espectro de banda ancha se muestra en la Fig. 1. En este esquema se utilizó un diodo láser de retroalimentación distribuida (Distributed feedback, DFB) que opera a una longitud de onda de 1549 nm y una potencia de 1 mW. El DFB, se moduló directamente con el generador de pulsos SRS DG535 que proporciona pulsos eléctricos cuadrados con duración de 1 ns hasta varias horas, con una frecuencia de repetición de 1 kHz; estos pulsos se colocaron sobre una señal de corriente continua. La señal modulada que emerge del láser DFB se amplificó con dos amplificadores de fibra dopada con erbio (Erbium Doped Fiber Amplifier) conectados en cascada.

La amplificación máxima que proporcionaron los EDFA fue de 50 dB, que corresponden a pulsos en la salida del EDFA-2 a una potencia pico de 100 W. Estos pulsos se hicieron pasar a través de un acoplador de fibra óptica con una razón de acoplamiento de 0.99/0.01; el 99 % de señal se utilizó como fuente de bombeo del medio no lineal, en este caso, fibra óptica SMF-28. El 1 % restante permitió monitorear la potencia de bombeo que se introdujo a la fibra SMF-28 (usando longitudes: 0.21, 0.6, 4.5 y 10 km). La señal que sale de la fibra SMF-28 fue dirigida a través de un monocromador con una resolución de 0.4 nm con el fin de que se hiciera un barrido en longitud de onda de dicha señal. La señal que emergió del monocromador fue recolectada por un detector de InGaAs-PIN con un ancho de banda de 1 GHz y una respuesta espectral en el rango de 800-1700 nm que se conectó a un osciloscopio con un ancho de banda de 500 MHz.

Las formas del pulso que fueron utilizadas como fuente de bombeo, se presentan en la Fig. 2. Los anchos de estos pulsos fueron de 3 y 30 ns. El pulso de 30 ns se puede ver como dos regímenes distintos: un régimen inicial que presenta un pico transitorio seguido de un régimen que tiene un estado quasi-estacionario. La presencia del estado transitorio en el pulso ha sido reportada como una de las características más

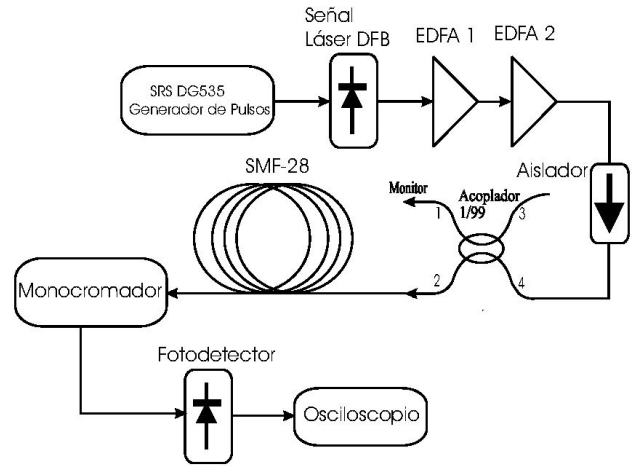


FIGURA 1. Esquema experimental.

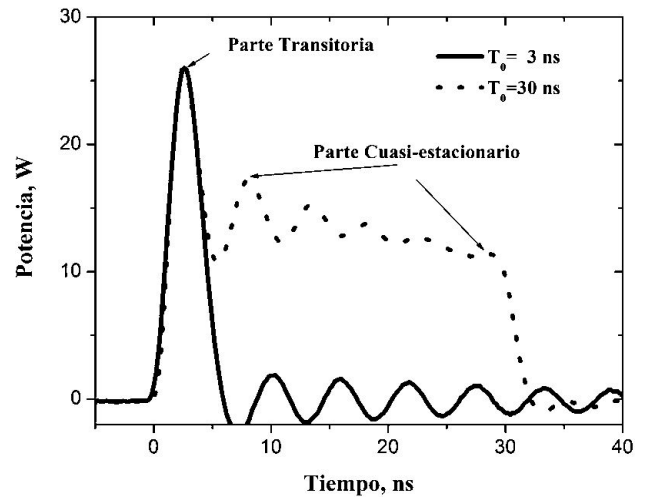


FIGURA 2. Forma de pulso de entrada.

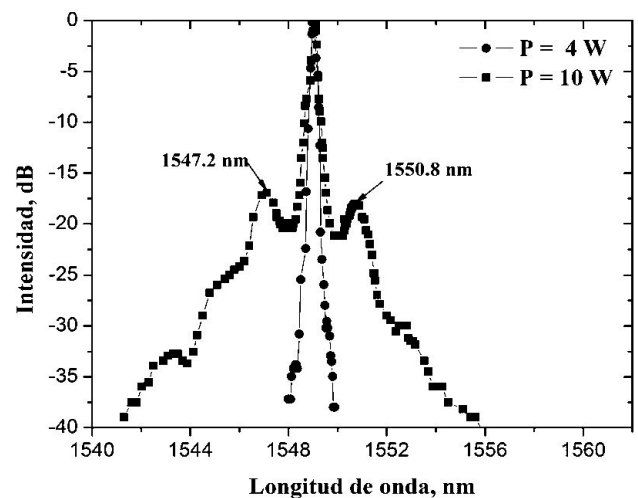


FIGURA 3. Espectro de salida para la fibra de 210 m de longitud (potencia de la parte quasi-estacionario).

TABLE I. Ancho espectral a -25 dB. (ND, No Detectado)

Longitud de la fibra (km)	0.21 km		0.6 km	
Potencia pico bombeo (W)	10	30	6.5	11.6
Ancho espectral debido a la parte cuasi-estacionaria (nm)	5.7	ND	6.8	10.73
Ancho espectral debido a la parte transitoria (nm)	4.8	15.3	3.1	10.1

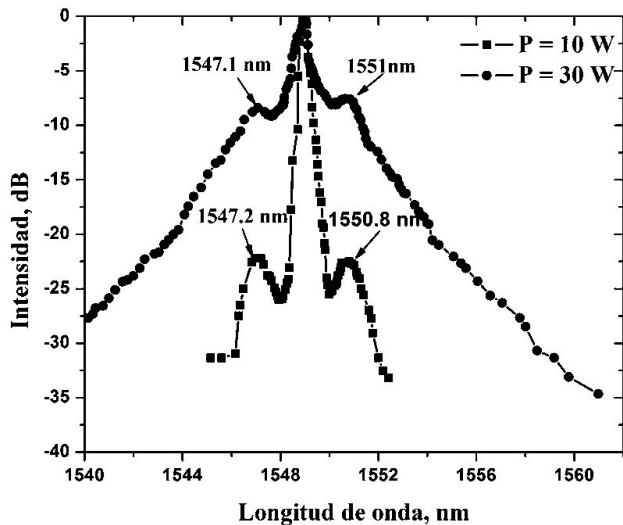


FIGURA 4. Espectro de salida para la fibra de 210 m de longitud (potencia de la parte transitoria).

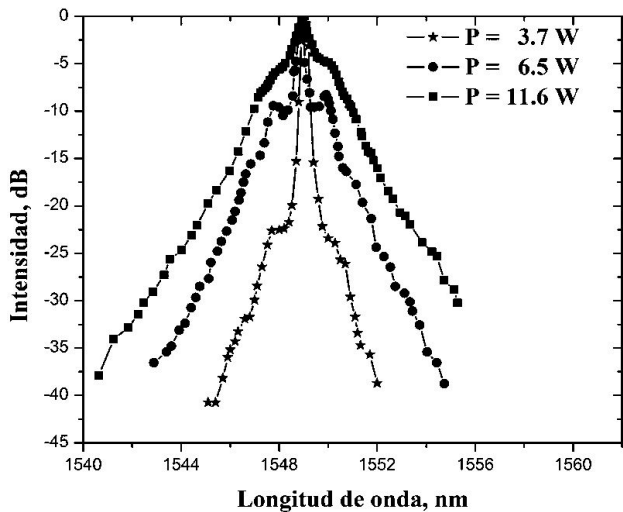


FIGURA 5. Espectro a la salida de la fibra de 0.6 km (potencia de la parte cuasi-estacionaria).

importantes que se presentan cuando se modula directamente un láser DFB [28], a este estado transitorio, también se le conoce como oscilaciones de relajación. Dichas oscilaciones, pueden activar numerosos efectos no-lineales, principalmente en el campo de los pulsos ultracortos.

Para el estudio experimental de la MI se hizo un barrido en longitud de onda con un monocromador a la salida de la fibra de prueba. El comportamiento de la parte transitoria y cuasi-estacionaria del pulso en este barrido se siguió por medio de un osciloscopio, es decir, se tomó lectura de la amplitud del pulso (parte transitoria y cuasi-estacionaria) en el rango de 1538 a 1562 nm. De esta manera, se apreció independientemente la evolución de ambas partes que conforman el pulso a diferentes longitudes de onda. Al final, se evaluaron los datos obtenidos y se obtuvo la curva en espectro para los diferentes casos.

4. Resultados y discusión

La Fig. 3 muestra el espectro del pulso observado a la salida de la fibra SMF-28 de 210 m de longitud para dos valores de potencia de bombeo de la parte cuasi-estacionaria. Para potencias de 4 W a la salida de la fibra se observó un espectro con un ancho medio FWHM (Full-Width at Half-Maximum FWHM) de 0.4 nm que corresponde a la resolución del monocromador. Para la potencia de bombeo de 10 W se observaron dos bandas laterales simétricas. Los lóbulos laterales se localizaron a ± 1.75 nm de la longitud de onda central. La presencia de estos lóbulos laterales es una evidencia directa de MI.

La Fig. 4 muestra los espectros para la parte transitoria del pulso. Se observa que para 30 W, el espectro de salida se ensancha, sin embargo, los lóbulos laterales debido a la MI pierden su simetría y el pulso se ensancha hacia longitudes de onda más largas, debido a que el efecto SFS empieza a surgir generando un espectro ancho y continuo. Además, se observó que a 10 W la parte cuasi-estacionaria produce un ensanchamiento del 50% mayor que el espectro producido por la parte transitoria.

Utilizando los parámetros de la fibra SMF-28 a una longitud de onda de bombeo de 1549 nm en la Ec. (2), con $\beta_2 = -20\text{ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 2\text{W}^{-1}/\text{km}$ se hizo el análisis para determinar el desplazamiento de los lóbulos debido a la MI. Con una longitud de fibra de 210 m y con una potencia de 10 W, se determinó que los lóbulos deben aparecer a una longitud de onda de 1547.3 y 1550.7 nm, mientras que para una potencia 30 W, los lóbulos deben aparecer en 1547.1 nm y 1551.2 nm. Experimentalmente, en la Fig. 4 se observa que los lóbulos aparecen en 1547.2 nm y 1550.8 nm para 10 W, en 1547.1 nm y 1551 nm para 30 W, que coincide con el cálculo numérico previamente hecho.

La Fig. 5 muestra los espectros medidos a la salida de la fibra de 0.6 km de longitud. En estos casos se utilizó la potencia de la parte cuasi-estacionaria del pulso. A 3.7 W apareció un ensanchamiento espectral, el cual se incrementó conforme la potencia de bombeo aumentó. Para una potencia de 6.5 W el espectro presentó los lóbulos simétricos debido a la MI. Sin embargo, para esta longitud de fibra y potencias probadas, los lóbulos laterales no fueron bien definidos.

La Fig. 6 muestra los espectros a la salida de la fibra de 0.6 km con potencias de la parte transitoria como entrada.

TABLE II. Ancho espectral del pulso para la fibra de 4.5 km en-25 dB.

Potencia pico bombeo (W)	2.4	7	15
Ancho espectral debido a la parte cuasi-estacionaria (nm)	5.1	7.9	19
Ancho espectral debido a la parte transitoria (nm)	4.9	17.7	ND

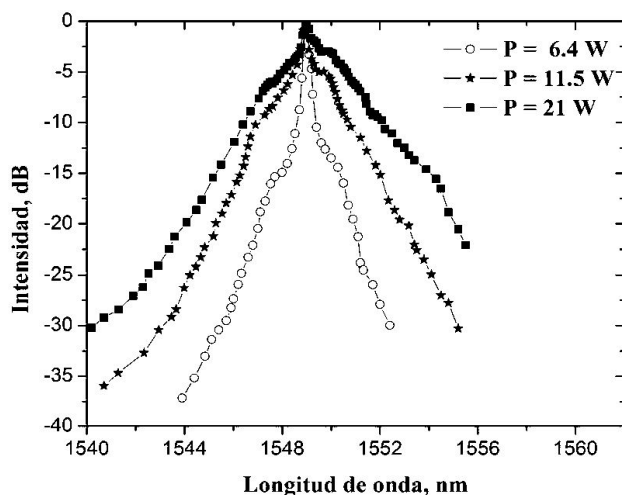


FIGURA 6. Muestra el espectro a la salida de la fibra de 0.6 km (potencia de la parte transitoria).

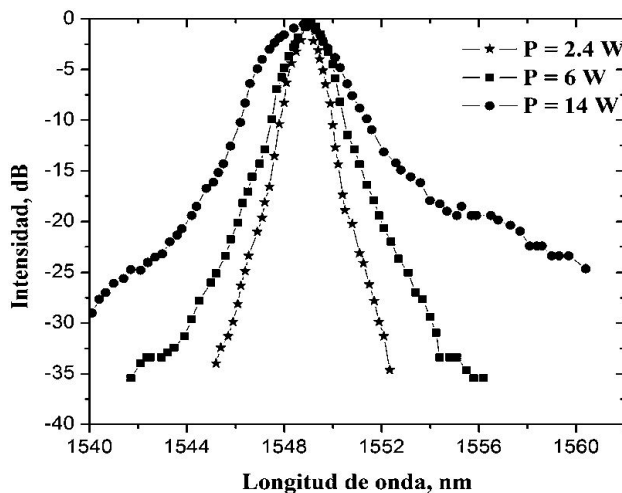


FIGURA 7. Muestra el espectro a la salida de la fibra de 4.5 km (potencia de la parte cuasi-estacionaria).

Los espectros de la parte transitoria del pulso fueron esencialmente iguales que los espectros de la parte cuasi-estacionaria. Sin embargo, los espectros para 11.5 W y 21 W presentaron una asimetría baja que muestra el mismo efecto de auto-desplazamiento de frecuencia del pulso.

Utilizando la Ec. (3) y considerando un longitud de la fibra de 0.6 km y una potencia de bombeo de 11.5 W se encontró que los lóbulos deben aparecer a 1547.3 nm y 1550.3 nm.

En forma similar, para una potencia de 21 W, los lóbulos deben de parecer en 1547 y 1551 nm. Experimentalmente en la Fig. 6 se observa un ensanchamiento asimétrico del pulso (debido a que el efecto SFS empieza a ser significativo), por ésta razón únicamente pueden apreciarse los lóbulos que surgen por arriba de la longitud de onda de bombeo, para 11.5 W se obtiene los lóbulos 1549.7 nm, y para 21 W se observa en 1550.4 nm.

Para determinar el desplazamiento de los lóbulos debido a la MI, se encontró cierta discrepancia entre los resultados obtenidos utilizando la Ec. (3), y los experimentales: para la fibra de 210 m de longitud, la máxima diferencia fue 0.2 nm; para la fibra de 0.6 km, la máxima diferencia fue de 0.6 nm. Esto fue atribuido primeramente a la resolución del monocromador (0.4 nm) y segundo, que en la fibra las perturbaciones aleatorias del pulso puede influir, observando que a mayor longitud de la fibra, se incrementa la diferencia entre ambos resultados.

Los resultados obtenidos muestran que, a la misma potencia pico, el ensanchamiento espectral producido por la parte cuasi-estacionaria es mayor que el producido por la parte transitoria del pulso. La tabla 1 muestra este hecho para longitudes de fibra de 0.21 y 0.6 km.

Siguiendo con la misma metodología, se utilizó una fibra de 4.5 km de longitud. En la Fig. 7 se muestran los espectros producidos por la parte cuasi-estacionaria. Para 6 W, el pulso tiene un ensanchamiento de 8 nm en -25 dB conservando aún la simetría, sin embargo, para 14 W la simetría se pierde, el pulso se ensancha hacia longitudes de ondas más grandes, debido a que el efecto de SFS empieza a ser significativo a esta potencia.

En la Fig. 8 se muestran los espectros a la salida de la fibra de 4.5 km para potencias de la parte transitoria utilizando 2.4 W. La parte transitoria presenta un espectro similar al producido por la parte cuasi-estacionaria, mientras que a 7 W

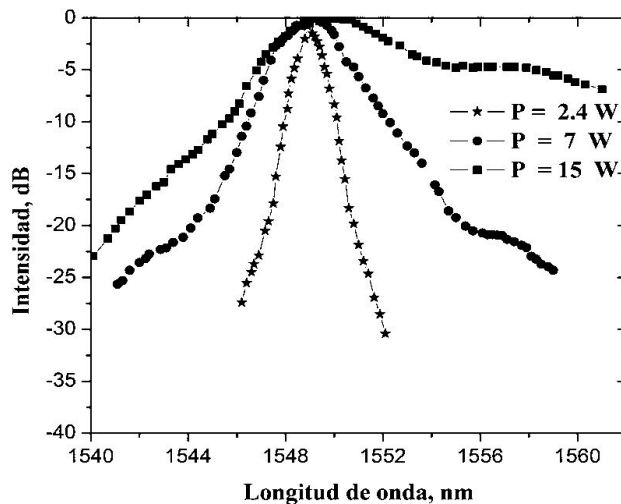


FIGURA 8. Muestra el espectro a la salida de la fibra de 4.5 km (potencia de la parte transitoria).

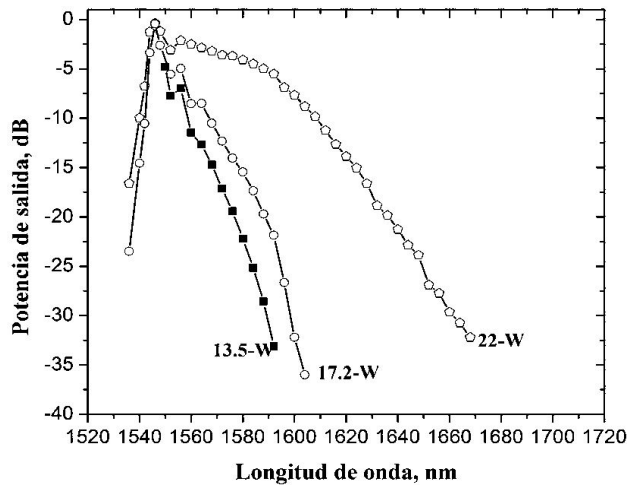


FIGURA 9. Espectro de salida para pulsos de 3 ns.

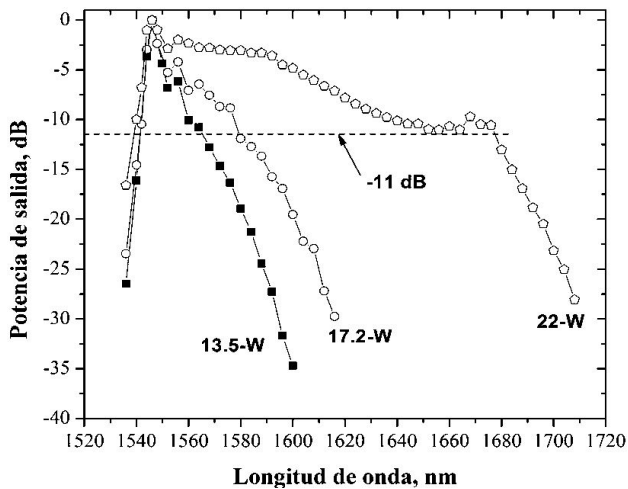


FIGURA 10. Espectro de salida para pulsos de 30 ns.

el espectro se muestra asimétrico. Para la potencia de 15 W, el espectro del pulso presenta un comportamiento muy diferente al generado por la parte cuasi-estacionaria, lo que significa que a este nivel de potencia, el efecto de SFS auto-desplaza las componentes en frecuencias del pulso hacia longitudes de onda más grandes.

Para confirmar y ampliar lo dicho anteriormente de las Figs. 7 y 8, la Tabla II muestra la comparación de los anchos espectrales del pulso a -25 dB. En este caso, el espectro del pulso se ensanchó más al utilizar la parte transitoria que con la parte cuasi-estacionaria del pulso, conforme se aumentó la potencia de bombeo.

Es interesante observar que la parte transitoria y la parte cuasi-estacionaria que forman al pulso de bombeo pueden provocar diferentes comportamientos al introducirse en la fibra. Estas respuestas se atribuyen a que la parte transitoria del pulso presenta perturbaciones del orden de picosegundos que sirven como mecanismo para generar la MI con más eficiencia que la parte cuasi-estacionaria, debido a que esta última parte no presenta tales perturbaciones. Para la fibra de 4.5 km

este comportamiento es más notorio que para fibras con longitudes más cortas, debido a que es mayor la longitud de interacción del pulso que se propaga en la fibra. Con anterioridad se han reportado tales características del pulso [29], donde se observó que el pico genera un auto-desplazamiento espectral hacia longitudes de onda más largas. Por otro lado, la parte cuasi-estacionaria del pulso no contiene perturbaciones, generando un efecto Raman convencional, es decir, se tiene el espectro del pulso de bombeo a 1549 nm y la onda Stokes en 1660 nm [29].

Las gráficas presentadas en las Figs. 3-8, se obtuvieron utilizando pulsos de 30 ns, midiendo en forma simultánea la potencia de la parte transitoria y la potencia de parte cuasi-estacionaria. En estos experimentos, se conservó una razón entre la potencia de parte transitoria y la potencia de la parte cuasi-estacionaria, que fue aproximadamente 2:1.

Para demostrar que las mediciones hechas en las Figs. 3-8 fueron correctas, se utilizó un pulso de 3 ns y una fibra de 10 km de longitud. En este experimento, no se observaron diferencias significativas entre el espectro de salida generado por la parte transitoria de un pulso de 30 ns y el espectro generado por un pulso de 3 ns. La Fig. 9 muestra el espectro de salida para un pulso 3 ns de ancho a potencias picos de 13.5, 17.2, 22 W de potencia de entrada. Para 13.5 W se observó un espectro con un ancho de 30 nm, y conforme se aumentó la potencia de entrada, el espectro se fue ensanchando. A 22 W se tiene un espectro continuo de 110 nm. Este ensanchamiento espectral fue iniciado debido a la MI y consecuentemente, se extiende a longitudes de onda más largas debido al fenómeno de SFS.

En la Fig. 10 se observan los espectros de salida para el pulso de 30 ns. Para la potencia de 13.5 W el espectro de salida tiene un ancho de 40 nm, igual al producido por el pulso de 3 ns, porque la parte cuasi-estacionaria tiene un 50% de la amplitud de la parte transitoria y empieza a interactuar con el medio (ver Fig. 7). Para la potencia de 17.2 W, el espectro producido es ligeramente más ancho que el anterior, únicamente por 10 nm. Esto indica que la parte cuasi-estacionaria empieza a interactuar con el medio y generar la onda Stokes y por lo tanto, a influir en la amplificación del pulso desplazado. Para la potencia de 22 W, el espectro producido tiene un ancho de 150 nm a 30 dB, mientras que el espectro generado por el pulso de 3 ns tiene 100 nm de ancho a -30 dB. Conforme se aumenta la potencia de bombeo, el espectro de salida generado por el pulso de 30 ns se va haciendo más plano. En el rango de 1550 nm a 1660 nm se tiene un espectro con una caída de -12 dB para 22 W, por otra parte, el pulso de 3 ns a 22 W de potencia, el espectro de salida empieza a decrecer a partir de los 1600 nm, teniendo una caída de la potencia constante hasta 1660 nm.

Por lo tanto, para un pulso de 30 ns, el ensanchamiento espectral es mayor y va de 1550 a 1700 nm, dado que la parte transitoria genera la MI, la cual sirve como mecanismo para iniciar el auto-desplazamiento en frecuencia del pulso, y consecuentemente amplificado por la dispersión Raman producida por la parte cuasi-estacionaria del pulso.

El ensanchamiento del pulso está limitado por el efecto dispersivo, es decir, directamente por la longitud de dispersión. Para el caso de pulsos con anchos de 3 y 30 ns, considerando un parámetro $\beta_2 = -20\text{ps}^2/\text{km}$, un parámetro no lineal $\gamma = 2\text{W}^{-1}/\text{km}$ y un coeficiente de atenuación $\alpha = 0.0461/\text{km}$, se calcularon, las longitudes de absorción $L_{abs} \approx 1/\alpha$, dispersión L_D , y no lineal L_{NL} . Para una fibra óptica SMF $L_{abs} \approx 20\text{ km}$, por lo que: si un pulso se propaga a través de una fibra de longitud L y $L \gg L_{abs}$ experimentará efectos no lineales en los primeros 20 km, es decir, mientras la potencia del pulso sea grande. Si $L \ll L_{abs}$, los efectos no lineales serán importantes a lo largo de toda la longitud de la fibra. Todos los casos que se estudiaron (0.21, 0.6, 4.5 y 10 km de longitud de fibra óptica) se encuentran comprendidos en el rango $L \ll L_{abs}$, por lo que, podemos decir que los efectos no lineales son importantes a lo largo de todas las longitudes de fibra utilizadas en este trabajo. Realizando el cálculo para la longitud de dispersión, se obtuvo que $L_D = 450 \times 10^5\text{ km}$ para un pulso de ancho de 30 ns, y $L_D = 450 \times 10^3\text{ km}$ para un pulso de ancho de 3 ns. Con estos valores de L_D , se cumple $L \ll L_D$, por lo que se pueden despreciar los efectos de la dispersión. Finalmente, se hizo el cálculo para la longitud no lineal, para este cálculo se tomaron en consideración dos casos particulares de potencia de bombeo: $P_0 = 2.4\text{ W}$, que corresponde a la potencia mínima que se empleó en todos los experimentos, y $P_0 = 30\text{ W}$ que fue la potencia máxima. Para estas potencias de bombeo se obtuvo que $L_{LN} = 208\text{ m}$ y $L_{LN} = 16.6\text{ m}$ respectivamente. Para todos los casos discutidos en este trabajo $L \geq L_{NL}$, por lo que, los efectos no lineales son importantes en todas las longitudes de fibra utilizadas. Los pulsos del láser de bombeo utilizado en este trabajo, presentan una serie de perturbaciones temporales aleatorias en intensidad en los primeros 3 ns reportado en [29]. Estas perturbaciones se amplifican debido a la MI, hasta romper en un tren de pulsos, por efecto de la SFS estos pulsos sufren un desplazamiento en sus frecuencias centrales hacia frecuencias menores, y finalmente son

amplificados por SRS. La interacción de todos estos efectos dieron como resultado un ensanchamiento espectral.

El ensanchamiento espectral causada por la propagación de un pulso con ancho del orden de nanosegundos en una fibra óptica estándar, se puede demostrarse numéricamente, pero requiere de un análisis más profundo, como en [19,30], donde hacen uso de la ecuación no lineal de Schrödinger para analizar el comportamiento de los efectos, como la MI, SFS y SRS.

5. Conclusiones

Es posible generar la MI y obtener un ensanchamiento espectral continuo del pulso de bombeo utilizando como fuente de bombeo un diodo láser modulado directamente, amplificando su señal con un EDFA.

Utilizando fibras ópticas de dispersión estándar de 210 m de longitud, se encontró que el espectro de banda ancha se debe al conjunto de efectos no lineales como son: el SFS (que inició con la MI) y la SRS (que amplificó al SFS). Se obtuvo un espectro con una ganancia de -11 dB en el rango de 1550 nm y 1660 nm, cuando se usaron pulsos de bombeo de 30 ns.

La técnica utilizada en este trabajo fue mejor que utilizar un analizador de espectro óptico, ya que con el monocromador, se puede medir el comportamiento de cualquier parte del pulso de bombeo y así también eliminar el ruido que se genera en el proceso de medición. Por medio del analizador de espectros ópticos sólo se mide el comportamiento total del pulso a la salida de la fibra de prueba.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por CONACyT por medio del proyecto No. 84154, PROMEP UABJO-PTC-026 y parcialmente por la Universidad de Guanajuato a través del proyecto UGTO-E20086.

1. R.R. Alfano y S.L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 584.
2. W. Werncke *et al.*, *Opt. Commun.* **4** (1972) 413.
3. P.B. Corkum, C. Rolland y T. Srinivasan-Rao, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2268.
4. T. Morioka, K. Mori y M. Saruwatari, *Electron. Lett.* **29** (1993) 862.
5. H. Takara, T. Ohara y K. Sato, *Electron. Lett.* **39** (2003) 1078.
6. K. Kim *et al.*, *Opt. Lett.* **30** (2005) 608.
7. T.M. Monro *et al.*, *Meas. Sci. Technol.* **12** (2001) 854.
8. D.L. Marks, A.L. Oldenburg, J.J. Reynolds y S.A. Boppart, *Opt. Lett.* **27** (2002) 2010.
9. T.A. Birks, W.J. Wadsworth y P.St.J. Russell, *Opt. Lett.* **25** (2000) 1415.
10. J.K. Ranka, R.S. Windeler y A.J. Stentz, *Opt. Lett.* **25** (2000) 25.
11. S. Coen *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (2002) 753.
12. Ju Han Lee y K. Kikuchi, "Continuous-wave supercontinuum generation from an erbium-doped fiber ring laser incorporating a highly nonlinear optical fiber", Optical Fiber Communication Conference, 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference. 5-10 March 2006.
13. G.E. Town, T. Funaba, T. Ryan y K. Lyytikainen, *Appl. Phys. B.* (2003) 235.
14. W.J. Wadsworth *et al.*, *Opt. Express* **12** (2004) 299.
15. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Third Edition (Academic Press, San Diego, 2001).

16. K.M. Hilligsoe, H.N. Paulsen, J. Thogersen, S.R. Keiding y J.J. Larsen, *J. Opt. Soc. Amer. B* **20**(2003) 1887.
17. C. Lin y R.H. Stolen, *Phys. Rev. A* **17** (1978) 1448.
18. K.R. Tamura, H. Kubota y M. Nakazawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **36** (2000) 773.
19. Ayhan Demircan y Uwe Bandelow, *Opt. Commun.* **244** (2005) 181.
20. M. González-Herráez, S. Martín-López, P. Corredera, M.L. Hernanz y P.R. Horche, *Opt. Commun.* **226** (2003) 323.
21. A.K. Abeeluck y C. Headley, *Opt. Lett.* **30** (2005) 61.
22. J. Tomlinson, R.H. Stolen y A.M. Johnson, *Opt. Lett.* **10** (1985) 457.
23. A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **10** (1984) 288.
24. K. Tai, A. Hasegawa y A. Tomita, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 135.
25. J. Santhanam y G.P. Agrawal, *Opt. Commun.* **222** (2003) 413.
26. F.M. Mitschke y L.F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11** (1986) 659.
27. J.P. Gordon, *Opt. Lett.* **11** (1986) 662-664.
28. G.P. Agrawal y N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Second Edition (International Thompson Publishing, 1993).
29. E.A. Kuzin *et al.*, *Opt. Express* **13** (2005) 3388.
30. N. Korneev, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, M. Bello-Jiménez y A. Flores-Rosas, *Opt. Express* **16** (2008) 2636.