

Efectos de dispersión a primer orden y SRS sobre un pulso con polarización circular dentro de un NOLM con fibra torcida en lazo

B. A. Villagomez Bernabe^{a,*}, E.A. Kuzin^a, B. Ibarra-Escamilla^a, N. Korneev^a y A. Flores-Rosas^b.

^aInstituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica,

Luis Enrique Erro No.1, Sta. Ma. Tonantzintla, 72840, Puebla, México.

^bUniversidad de Guanajuato, Facultad de Ingeniería, Mecánica, Eléctrica y Electrónica,

Apartado postal 215-A, Salamanca, 36730, Gto., México,

email: bal@inaoep.mx; aguila-81@live.com.mx

Received 18 January 2013; accepted 16 April 2013

Un análisis teórico es llevado a cabo para estudiar la influencia que tienen los fenómenos de dispersión a primer orden (First Order Dispersion) y dispersión Raman estimulada (Stimulated Raman Scattering, SRS) sobre la transmitancia de un espejo de lazo óptico no lineal (Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM) hecho con fibra torcida en lazo de baja birrefringencia. Se resuelve numéricamente el sistema de ecuaciones no lineales de Schrödinger, las cuales fueron modificadas en este trabajo para tomar en cuenta los efectos de dispersión a primer orden y el fenómeno de SRS sobre un pulso con polarización circular dentro de un NOLM basado en el principio de asimetría de polarización. Los resultados de la simulación predicen que el efecto de la dispersión a primer orden es aumentar la transmitancia del NOLM para los pulsos con potencia de entrada menor a la potencia de solitón del pulso. Este efecto disminuye el contraste (razón entre la transmitancia máxima y la transmitancia mínima) de conmutación no lineal. El efecto SRS es significativo para potencias de entrada mayores a la potencia de solitón. Para potencias altas, el fenómeno de SRS inhibe la coherencia de los haces, lo cual destruye el funcionamiento del NOLM.

Descriptores: Solitón; dispersión Raman estimulada; espejo de lazo óptico no lineal.

A theoretical analysis is presented in order to study the influence of both First Order Dispersion, and Stimulated Raman Scattering (SRS) on the transmittance of a Nonlinear Optical Loop Mirror (NOLM) made of twisted fiber with low birefringence. The system NLS equations were modified in order to introduce the FOD and SRS effects, then they were solved numerically take into account the effects of first order dispersion and SRS on a circularly polarized pulse within a NOLM based on the principle of polarization's asymmetry. The simulation results show that the first order dispersion effect is to increase the transmittance of the NOLM for pulses with input power lower than soliton power. This effect results in decrease of the nonlinear switch contrast. For input power higher than soliton power, SRS avoid the coherence between pulses. That destroys the NOLM operation.

Keywords: Soliton; stimulated Raman scattering; nonlinear optical loop mirror.

PACS: 42.65.Dr; 42.81.Gs; 42.65.Es

1. Introducción

El uso del interferómetro Sagnac dentro de la cavidad del láser ha abierto varias aplicaciones prometedoras [1]. A bajas potencias la implementación de un interferómetro de Sagnac hecho a base de fibra óptica es llamado Espejo de Fibra Óptica (Fiber Optical Loop Mirror, FOLM) en cambio a altas potencias recibe el nombre de Espejo de Lazo Óptico no Lineal (Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM) [2]. Debido a su gran estabilidad el FOLM ha encontrado gran cantidad de aplicaciones tales como multiplexor [3], fabricación de filtros ópticos variables [4], medición de bajas birrefringencias [5], etc. Algunos usos del NOLM son en amarre de modos activo y pasivo [6], así como en conmutación [7]. Existen varias maneras de diseñar un NOLM [8,9], una de ellas fue propuesta por Kuzin *et al.* [10], el cual se basa en el principio de asimetría de polarización usando una fibra óptica altamente torcida (6 vueltas/metro) esto para desprestigiar la birrefringencia lineal, y un retardador de un cuarto de onda (quarter-wave retarder, QWR), esta arquitectura fue investigada experimentalmente en [11] con la finalidad de optimizar el funcionamiento del NOLM.

El funcionamiento de NOLM depende de la evolución del pulso dentro del lazo. Diversas técnicas han sido utili-

zadas para el estudio de la evolución del pulso en un NOLM con fibra torcida, tales como la esfera de Poicare [12] y el uso de vectores de Jones [13]. Sin embargo, cabe mencionar que en ambos trabajos los fenómenos no lineales a considerar eran solamente la auto-modulación de fase (Cross-Phase Modulation, XPM). SPM y auto-modulación de fase cruzada (Cross-Phase Modulation, XPM), donde SPM y XPM son manifestaciones de la dependencia del índice de refracción del material con respecto a la potencia, donde el fenómeno de SPM aparece como un cambio de fase del pulso causado por el mismo pulso, mientras que el fenómeno de XPM aparece como un cambio de fase del pulso causado por otro pulso ya sea con polarización ortogonal o con distinta longitud de onda. Sin embargo, existen otros efectos que podrían afectar la evolución de la polarización de un pulso dentro del NOLM, tal como son el fenómeno de dispersión a primer orden y la dispersión Raman estimulada. La dispersión a primer orden ocasiona que las dos componentes ortogonales con polarización circular que viajan en una fibra torcida tengan diferentes velocidades de grupo, esto resulta en la separación de componentes circulares izquierda y derecha [14]. Por su parte el fenómeno de dispersión Raman estimulada (Stimulated Raman scattering, SRS), consiste en la generación de luz con

las longitudes de onda más largas (haz de Stokes) comparando con longitud de onda del pulso introducido a la fibra (haz de bombeo) generando que el pulso de salida tenga un corrimiento hacia el rojo, efecto conocido como “self frequency shift” (SFS), [15].

El presente trabajo es un análisis teórico donde además de considerar los términos de SPM y XPM incluiremos en nuestro sistema de estudio a los fenómenos de SRS y la dispersión a primer y segundo orden, proponemos las ecuaciones de Schrödinger no lineales que incluyen a todos los fenómenos mencionados anteriormente para pulsos con variaciones suaves en amplitud. Las ecuaciones resultantes son resueltas numéricamente mediante la técnica de “split-step” con transformada de Fourier [16].

2. Descripción de la operación del NOLM

El NOLM bajo consideración se muestra en la Fig. 1, el cual consiste de una fibra óptica altamente torcida que se conecta con los puertos de salida de un acoplador simétrico y un retardador de un cuarto de onda (QWR) en el circuito cerca del puerto de salida numero 4. Debido a que el QWR está localizado en una posición asimétrica en el circuito, los pulsos en el sentido de las manecillas del reloj (CW) y en sentido contrario a las manecillas del reloj (CCW) se propagan con diferente polarización. La alta torsión en la fibra es crucial para este proceso debido a que esta genera una precesión rápida de los ejes principales de la fibra, la cual debido a razones geométricas tiende a cancelar el efecto de birrefringencia lineal [17].

La operación del NOLM en este trabajo puede ser descrita de una manera simple cuando el estado de polarización de entrada es circular. Como se observa en la Fig. 1 si el haz de entrada tiene polarización circular, el acoplador simétrico divide el haz en dos pulsos con la misma potencia y polarización, dichos pulsos se propagan en el lazo en las direcciones CW y CCW, respectivamente. Debido a que el QWR se localiza a la salida del puerto 4 del acoplador, el haz en la dirección CW tiene durante su propagación una polarización circular, la cual se mantiene debido a una fuerte actividad óptica en la fibra inducida por la torsión en la fibra [18]. Después de propagarse en el lazo, la polarización circular cambia a una polarización lineal al atravesar el QWR, la cual hará un ángulo de 45° con los ejes principales del QWR. Para el pulso en la dirección del sentido del reloj (clockwise, CW), su polarización circular se cambia a una polarización lineal con un ángulo de 45° respecto a los ejes principales del QWR. Entonces este haz linealmente polarizado será propagado en el lazo. Dentro del lazo de fibra óptica, la polarización del pulso CW será rotada debido a la actividad óptica, pero permanecerá en un estado de polarización lineal. La salida del NOLM es entonces obtenida por la combinación de dos haces linealmente polarizados. Sin embargo, durante su propagación dentro del lazo el haz en la dirección CW esta circularmente polarizado, mientras que el haz en dirección contraria a las manecillas del reloj (counter-clockwise, CCW) esta li-

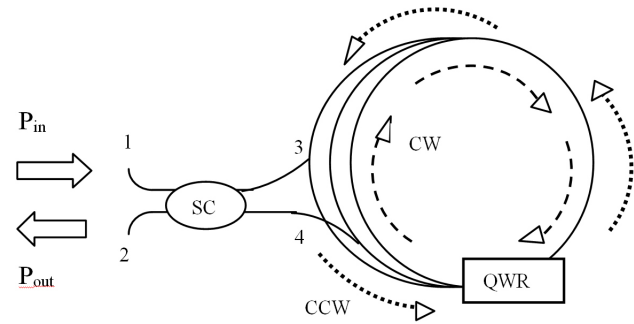


FIGURA 1. Representación esquemática de la evolución de la polarización en el NOLM hecho de fibra óptica torcida, un acoplador simétrico (SC) y un retardador de cuarto de onda (QWR).

nealmente polarizado. Debido a que el cambio de fase no lineal para una polarización lineal es igual a tres medios del cambio de fase no lineal para un pulso con polarización circular, cada haz será influenciado de distinta manera por los efectos no lineales acumulándose una diferencia de fase no lineal ($\Delta\varphi_{NL}$) entre ambos haces [11] $\Delta\varphi_{NL} = \beta PL/2$. Aquí $\beta = 4\pi\tilde{n}_2/(3\lambda A_{eff})$. Donde \tilde{n}_2 es el índice de refracción no lineal, λ es la longitud de onda del haz incidente y A_{eff} es el área efectiva de la fibra

3. Modelo matemático

Las ecuaciones que describen el fenómeno de SFS para un pulso con polarización lineal han sido descritas a detalle por Agrawal [19]. Considerando que los pulsos con polarización ortogonal son independientes, las ecuaciones se pueden escribir en forma siguiente:

$$\partial_z A_x = i\gamma[T_R\partial_T|A_x|^2]A_x' \tag{1}$$

$$\partial_z A_y = i\gamma[T_R\partial_T|A_y|^2]A_y'. \tag{2}$$

Donde A_x y A_y son las envolventes del pulso con polarización lineal en los ejes x y y , respectivamente; γ y T_R son el parámetro no lineal y el tiempo de respuesta del fenómeno de dispersión Raman estimulada, respectivamente. Cabe mencionar que el parámetro temporal T se refiere a un tiempo retardado $T = t - z/v_g$, donde v_g es la velocidad de grupo.

Sin embargo, debido a resultados experimentales [20] se ha demostrado que la ganancia Raman es crucial para cuantificar el fenómeno de dispersión Raman estimulada mostrándose un carácter vectorial de la ganancia Raman, lo cual implica que los pulsos ortogonales A_x y A_y no son independientes y pueden experimentar diferentes ganancias Raman debido a su distinta polarización, debido a esto en este trabajo proponemos expandir las Ecs. (1) y (2) tal que comprendan el carácter vectorial del fenómeno de dispersión Raman estimulada para un pulso con polarización lineal que se propaga dentro de una fibra óptica de la siguiente manera:

$$\partial_z A_x = i\gamma[T_R\partial_T|A_x|^2]A_x + i\alpha\gamma[T_R\partial_T|A_y|^2]A_x, \tag{3}$$

$$\partial_z A_y = i\gamma[T_R\partial_T|A_y|^2]A_y + i\alpha\gamma[T_R\partial_T|A_x|^2]A_y. \tag{4}$$

Aquí $\alpha = \alpha_{\perp}/\alpha_{\parallel}$ donde α_{\perp} y α_{\parallel} son la ganancia Raman de ondas de Stokes con orientación perpendicular y paralela con respecto a un haz de bombeo. Las Ecs. (3) y (4) proponen un nuevo sistema de ecuaciones acopladas, lo cual representa la existencia de una transferencia de energía entre las componentes ortogonales del pulso debido únicamente al fenómeno de SRS.

Definimos las componentes de polarización circular de la siguiente manera:

$$A_+ = (A_x + iA_y)/\sqrt{2}, \tag{5}$$

$$A_- = (A_x - iA_y)/\sqrt{2}. \tag{6}$$

Aquí A_+ y A_- son las componentes de polarización derecha e izquierda, respectivamente. Escribiendo las Ecs. (3) y (4) en términos de A_+ y A_- y después de simplificar tenemos:

$$\begin{aligned} \partial_z(A_+ + A_-) &= \frac{i\gamma T_R}{2}(A_+ + A_-)\partial_t(|A_+ + A_-|^2) \\ &+ \frac{i\alpha\gamma T_R}{2}(A_+ + A_-)\partial_t(|A_+ - A_-|^2), \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} \partial_z(A_+ - A_-) &= \frac{i\gamma T_R}{2}(A_+ - A_-)\partial_t(|A_+ - A_-|^2) \\ &+ \frac{i\alpha\gamma T_R}{2}(A_+ - A_-)\partial_t(|A_+ + A_-|^2). \end{aligned} \tag{8}$$

Desarrollando y sumando las Ecs. (7) y (8) tenemos la ecuación correspondiente para A_+ como se muestra a continuación:

$$\begin{aligned} \partial_z A_+ &= \frac{i\gamma T_R}{2} \left\{ \frac{1 + \alpha}{2} \partial_t(|A_+|^2 + |A_-|^2) A_+ \right. \\ &\left. + (1 - \alpha) \partial_t[Re(A_+ A_-^*)] A_- \right\}. \end{aligned} \tag{9}$$

Similarmente al restar las Ecs. (7) y (8) obtenemos la ecuación correspondiente para A_- :

$$\begin{aligned} \partial_z A_- &= \frac{i\gamma T_R}{2} \left\{ \frac{1 + \alpha}{2} \partial_t(|A_+|^2 + |A_-|^2) A_- \right. \\ &\left. + (1 - \alpha) \partial_t[Re(A_+ A_-^*)] A_+ \right\}. \end{aligned} \tag{10}$$

Las Ecs. (9) y (10) conforman un sistema de ecuaciones acopladas que corresponden al fenómeno de dispersión Raman estimulada. Adicionando los términos de dispersión a primer y segundo orden además de los términos no lineales de SPM y XPM, pero despreciando el fenómeno de birrefringencia lineal debido a la torsión en la fibra, obtenemos el sistema de ecuaciones no lineales de Schrödinger [21] para el sistema en consideración, representadas por las Ecs. (11) y (12).

$$\begin{aligned} \partial_z A_+ + \beta_1 \partial_t A_+ + \frac{i\beta_2}{2} \partial_t^2 A_+ &= \frac{2i\gamma}{3} (|A_+|^2 + 2|A_-|^2) A_+ \\ &- \frac{i\gamma T_R}{2} \left\{ \frac{1 + \alpha}{2} \partial_t(|A_+|^2 + |A_-|^2) A_+ + (1 - \alpha) \partial_t[Re(A_+ A_-^*)] A_- \right\}, \end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned} \partial_z A_- + \beta_1 \partial_t A_- + \frac{i\beta_2}{2} \partial_t^2 A_- &= \frac{2i\gamma}{3} (|A_-|^2 + 2|A_+|^2) A_- \\ &- \frac{i\gamma T_R}{2} \left\{ \frac{1 + \alpha}{2} \partial_t(|A_+|^2 + |A_-|^2) A_- + (1 - \alpha) \partial_t[Re(A_+ A_-^*)] A_+ \right\}. \end{aligned} \tag{12}$$

Los dos últimos términos del lado izquierdo de las Ecs. (11) y (12) representan la dispersión a primer y segundo orden, respectivamente. Cabe mencionar que el fenómeno de dispersión a primer orden aparece en la ecuación debido a la torsión en la fibra. Los términos entre paréntesis del lado derecho contemplan los fenómenos de SPM y XPM, finalmente los términos entre llaves corresponden al fenómeno de SFS.

4. Resultados

Se resolvió numéricamente el sistema de ecuaciones no lineales de Schrödinger (11) y (12), usando el método numérico “split-step” con transformada de Fourier mediante un código escrito por los autores usando el lenguaje de programación Matlab. Algunos valores de los parámetros usados en la simulación son: longitud de onda del pulso incidente es de

1550 μm . De acuerdo a resultados experimentales [20] el valor del parámetro α es igual a 0.3. La dispersión a segundo orden (GVD) se iguala a $-25 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, el parámetro no lineal (γ) se fijo a un valor de $1.6 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, se uso un tiempo de respuesta de Raman (T_R) de 3 fs, estos valores corresponden a los valores típicos para una fibra estándar [19]. Cabe mencionar que en todas las simulaciones se utilizó un pulso de entrada con polarización circular.

La influencia de la dispersión de primer orden (β_1) sobre la potencia de salida del pulso se puede observar en la Fig. 2, la cual compara la potencia de salida normalizada simulada para cuando se usa el parámetro de dispersión a primer orden igual a 1 ps/km, lo que equivale a 6 vueltas/metro (línea azul), 0.5 ps/km, equivalente a 3 vueltas/metro (línea verde) y para cuando no hay torsión en la fibra, para lo cual el parámetro de dispersión es igual a 0 (línea roja). Las Figs. 2a) y 2b) son

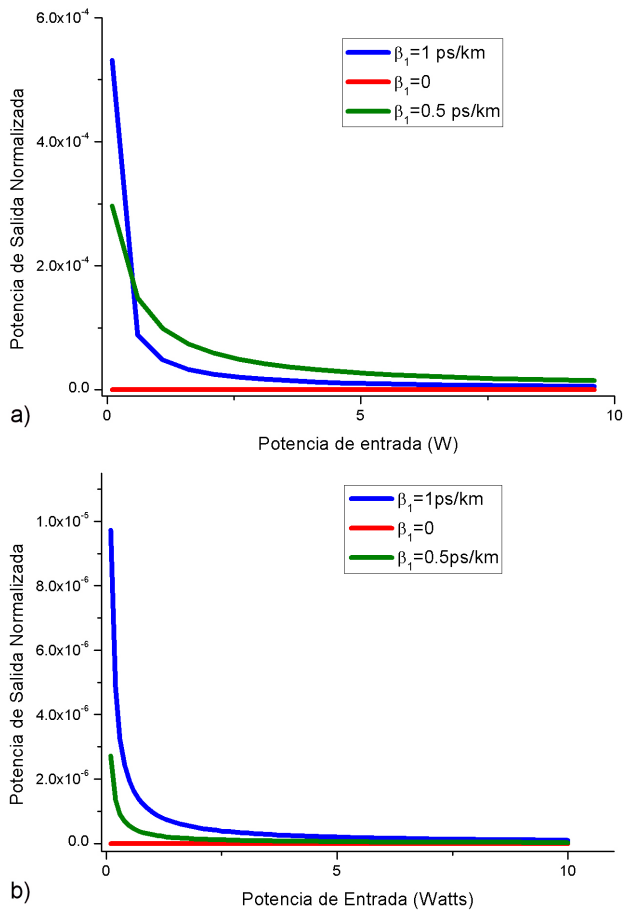


FIGURA 2. Potencia de salida normalizada vs potencia de entrada de un NOLM de 50 m de longitud. a) $T_0=1$ ps. b) $T_0=10$ ps. Línea azul considera dispersión a primer orden ($\beta_1=1$ ps/km). La línea verde es para $\beta_1=0.5$ ps/km. Línea roja no considera dispersión a primer orden ($\beta_1=0$).

para un ancho de pulso de 1 ps y 10 ps respectivamente. Se observa que conforme el parámetro de dispersión a primer orden (β_1) crece de 0 a 1 ps/km, se aumenta la potencia de salida del NOLM varios órdenes de magnitud cuando el pulso inicial tiene una potencia cercana a 0 W (línea roja es de orden 10^{-21} W). Cuando no se toma en cuenta la torsión en la fibra ($\beta_1=0$) la potencia de salida es prácticamente nula a potencias bajas, sin embargo todas las curvas (roja, verde y azul) se empalman conforme aumenta la potencia de entrada.

La Fig. 3 muestra la forma del pulso a la salida del NOLM para un ancho de pulso de 1 ps cuando la potencia de entrada es una fracción de sus respectivas potencias de solitón con polarización circular. En la Fig. 3a) se usa una potencia para el pulso de entrada igual a la cuarta parte de su respectiva potencia de solitón circular (P_{sc}), la cual se define como la potencia necesaria para generar un solitón dentro de la fibra cuando se introduce un pulso con polarización circular y depende del ancho de pulso (T_0) como $P_{sc} = (2/3)(|\beta_2/\gamma T_0^2|)$ para el solitón fundamental [22], en esta figura el fenómeno de dispersión a primer orden hace que el pulso de salida (curva roja) se retrase respecto al pulso donde el efecto de dispersión a primer orden no fue considerado (curva azul),

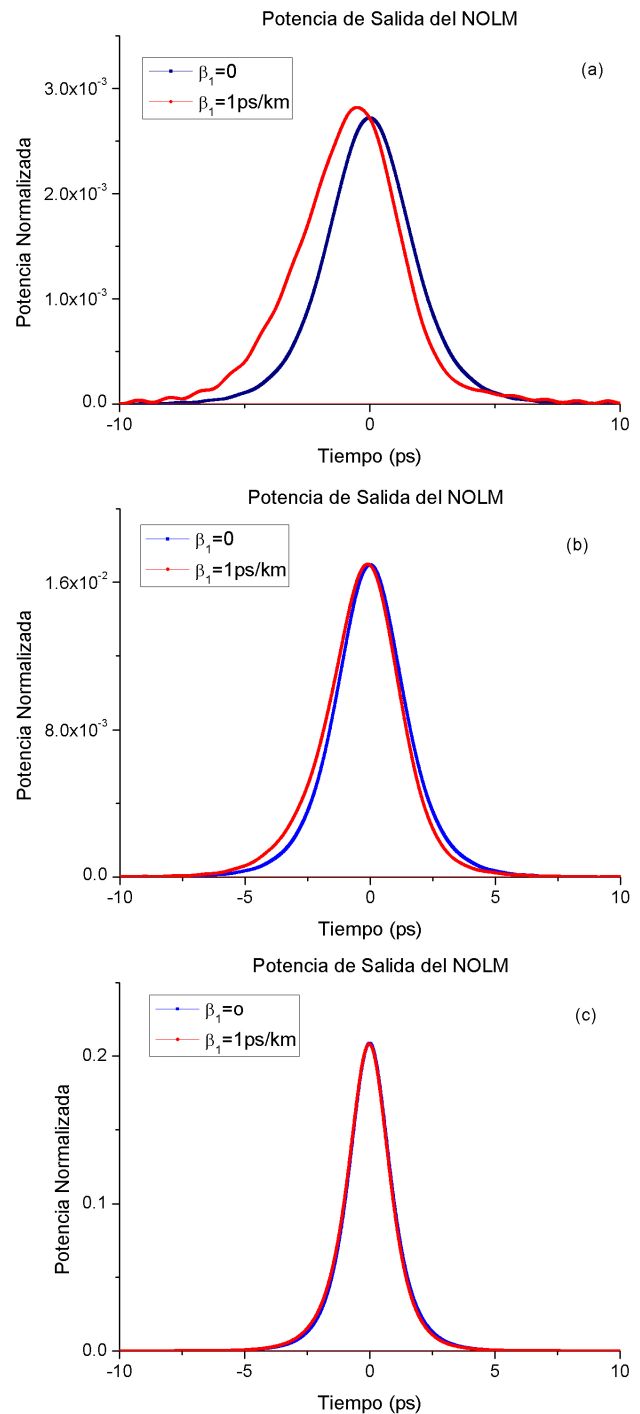


FIGURA 3. Forma de pulso en salida de NOLM de 50 m de longitud para un ancho de pulso de 1 ps. (a) $P_{in} = P_{sc}/4$. b) $P_{in} = P_{sc}/2$. c) $P_{in} = P_{sc}$. Línea roja considera dispersión a primer orden ($\beta_1=1$ ps/km). La línea azul no ($\beta_1=0$).

esto se debe a que la dispersión a primer orden genera que el pulso viaje a una velocidad menor dentro del NOLM. En la Fig. 3b) aumentamos la potencia de entrada tal que sea igual a la mitad de la potencia de solitón del respectivo pulso, se observa que ambas curvas (roja y azul) están muy próximas entre sí; finalmente al aumentar la potencia de entrada tal que

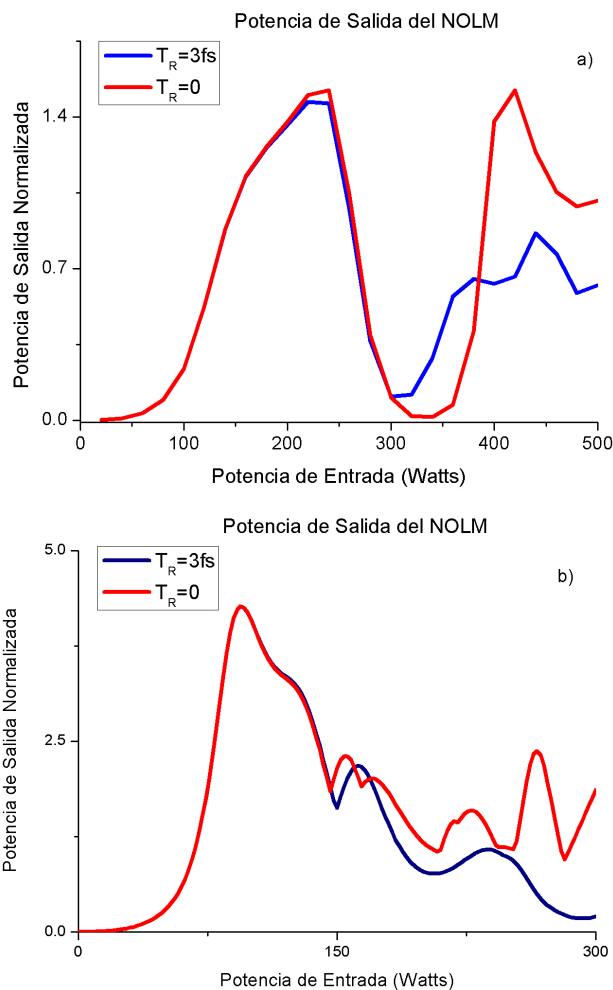


FIGURA 4. Potencia de salida normalizada respecto a la potencia de entrada vs Potencia de entrada. Influencia del fenómeno de SRS para distintos anchos del pulso (T_0) y potencias iniciales (P_{in}). (a) $T_0=1$ ps, $P_{SC}=72.8$ W. (b) $T_0=3.5$ ps, $P_{SC}=5.9$ W. Línea azul considera la SRS ($T_R=3$ fs), la línea roja no ($T_R=0$).

sea igual a la potencia de soliton, de la Fig. 3c) podemos observar un empalme de las curvas, así, la dispersión a primer orden no afecta al pulso cuando la potencia inicial es igual o mayor a la potencia de solitón circular. Este efecto se le conoce como “velocity locking” y consiste en que los pulsos con polarización ortogonal se atrapan uno con otro debido a los fenómenos no lineales, viajando por consecuencia a la misma velocidad [23].

La Fig. 4 es una comparación entre las potencias pico de salida normalizadas respecto a la potencia de entrada cuando el parámetro que representa al fenómeno de SRS es diferente de cero ($T_R=3$ ps) y cuando dicho parámetro es igual a cero ($T_R=0$), esto para distintos anchos del pulso (T_0) y un NOLM de 50 m de longitud. La potencia inicial del pulso varía desde 0 hasta 500 W para la Fig. 4a) y de 0 hasta 300 W para la Fig. 4b), estos rangos son suficientes para concluir que el fenómeno de dispersión Raman estimulada (SRS) no afecta la potencia de salida del NOLM para pulsos con bajas potencias, sin embargo su influencia aumenta a potencias

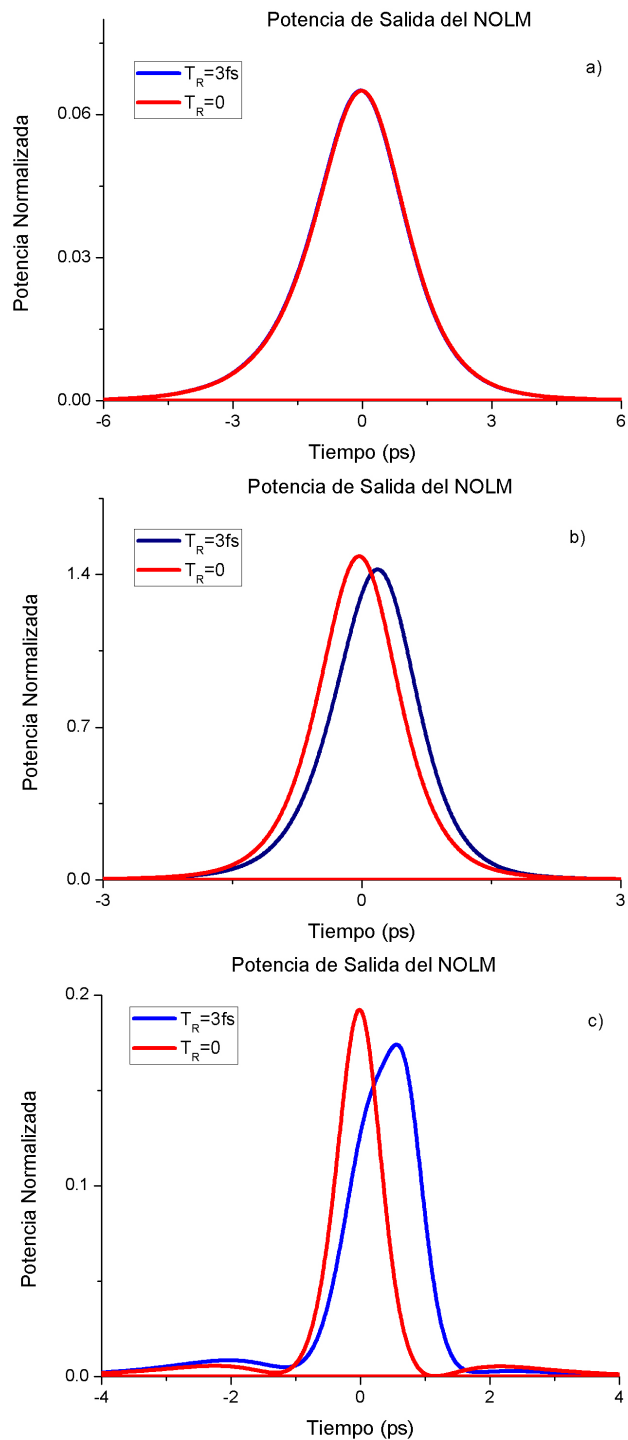


FIGURA 5. Forma de pulso en salida de NOLM con efecto Raman y sin efecto Raman. (a) $P_{in} = 2 * P_{SC}$. (b) $P_{in} = 3 * P_{SC}$. (c) $P_{in} = 4 * P_{SC}$. Línea roja muestra la forma en presencia de SRS ($T_R=3$ fs), la línea azul sin SRS ($T_R=0$). $P_{SC} = 72.8$ W es la potencia de solitón de longitud de 1 ps con polarización circular.

mayores de la potencia de rompimiento de pulso. La Fig. 4a) muestra que para un pulso de 1 ps el fenómeno de SRS empieza a afectar a partir de una potencia de entrada de 160 W, la cual es una potencia cercana al doble de la potencia de solitón circular ($P_{SC} = 72.8$ W). En la Fig. 4b) el fenómeno

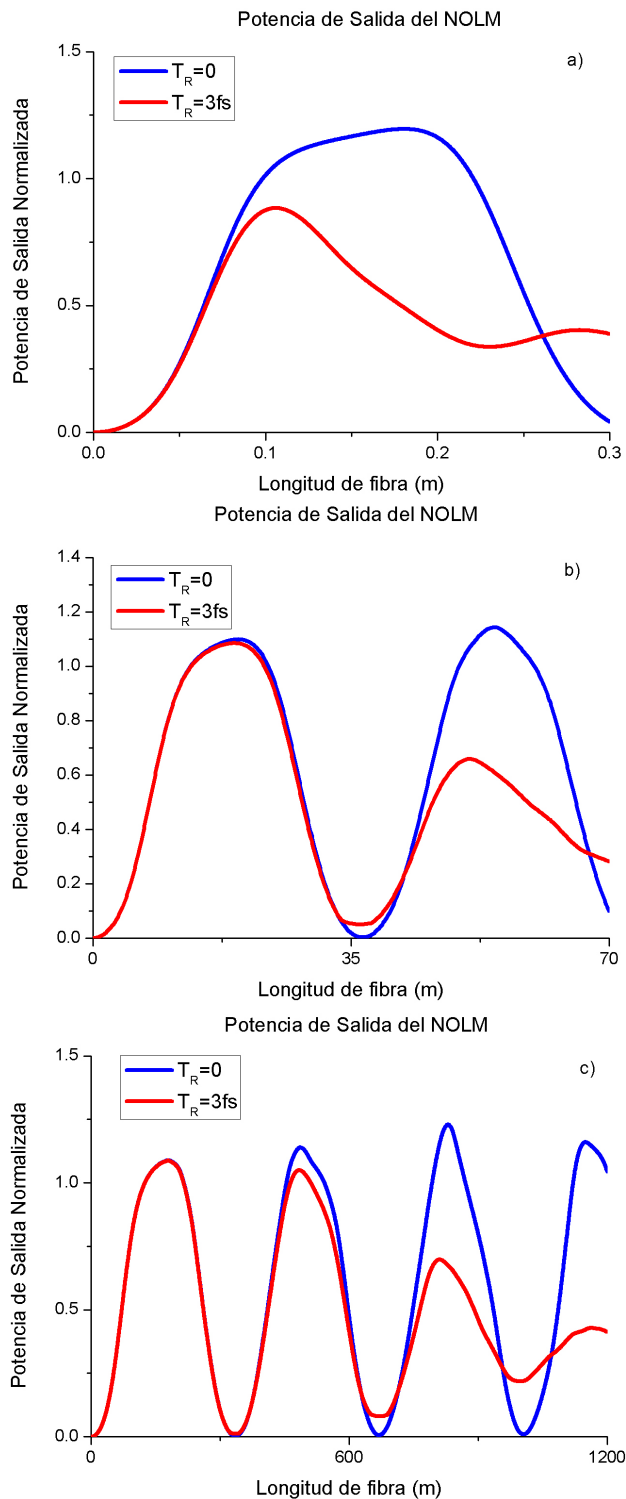


FIGURA 6. Potencia de salida normalizada vs longitud de fibra del NOLM para distintos anchos de pulso. a) $T_0=0.05\text{ ps}$, $P_{in}=2*P_{SC}=6\text{e}4\text{ W}$. b) $T_0=0.5\text{ ps}$, $P_{in}=2*P_{SC}=582\text{ W}$. c) $T_0=1.5\text{ ps}$, $P_{in}=2*P_{SC}=64\text{ W}$. Línea roja considera SRS ($T_R=3\text{ fs}$). La línea azul no ($T_R=0$).

de SRS empieza a afectar a un pulso de 3.5 ps a partir de una potencia de entrada de 130 W, la cual está muy por encima de su potencia de rompimiento de pulso (12 W).

La Fig. 5 muestra una comparación en la forma de un pulso de salida cuando $T_R=3\text{ ps}$ y para cuando $T_R=0$, esto para un ancho de pulso de 1 ps que recorre un NOLM de 50 m. La potencia de entrada es múltiplo de la potencia de solitón con polarización circular ($P_{SC}=72.8\text{ W}$). Cabe mencionar que para un NOLM descrito en la Sec. 2, la condición necesaria para tener solitones de primer orden es que $P_{in}=2P_{sc}$ debido a que el haz de entrada es dividido en dos haces que se contra-propagan. En la Fig. 5a) se usó una potencia de entrada igual a $2P_{SC}$ y se observa un empalme de las curvas, lo cual implica que el fenómeno de SRS no afecta para potencias de entrada menores a la potencia de solitón. Las Figs. 5b) y 5c) son para potencias de entrada igual al triple y cuádruple de la potencia de solitón, respectivamente, se observa que el fenómeno de SRS afectará al pulso conforme la potencia de entrada sea mayor a la potencia de solitón.

La Fig. 6 muestra el efecto del fenómeno de SRS sobre la potencia de salida del pulso para distintos anchos de pulso cuando la potencia inicial es el doble de su respectiva potencia de solitón circular. La Fig. 6a) muestra la potencia de salida para un ancho de pulso de 0.05 ps ingresando una potencia de entrada $P_{in}=2*P_{SC}=60\text{ kW}$. Para este pulso el fenómeno de SRS afecta desde 0.08 m. La Fig. 6b) es para un ancho de pulso de 0.5 ps con $P_{in}=2*P_{SC}=582\text{ W}$, el fenómeno de SRS empieza a afectar desde los 35 m mientras que la Fig. 6c) muestra lo mismo para un ancho de pulso de 1.5 ps usando una potencia $P_{in}=2*P_{SC}=64\text{ W}$, aquí SRS afecta desde los 450 m de longitud de fibra por lo que puede decirse que la longitud del NOLM necesaria para que la influencia del fenómeno de SRS sea apreciable depende sensiblemente del ancho de pulso inicial.

5. Conclusiones

En este trabajo se analizó la operación de un NOLM hecho de un acoplador simétrico, fibra altamente torcida y un retardador de un cuarto de onda localizado asimétricamente en el lazo. La simulación predice la manera en que los efectos del fenómeno de dispersión Raman estimulada (SRS) y dispersión a primer orden (β_1) afectan las características del NOLM. Estos dos fenómenos influyen a diferentes rangos de potencia. La de dispersión a primer orden (β_1) aumenta la transmisión del NOLM a bajas potencias (cercasas a 0 W) para cualquier ancho de pulso en varios órdenes de magnitud. Esto puede bajar el contraste de conmutación de NOLM y afectar el proceso de inicio de generación de pulsos en los láseres de amarre de modos pasivo porque este proceso se inicia con potencias bajas. Por su parte, la influencia del fenómeno de dispersión Raman estimulada puede destruir funcionamiento de NOLM a partir de cierta longitud del NOLM si la potencia del pulso de entrada es mayor a la potencia de solitón, afectando de mayor manera a los pulsos ultracortos ($< 1\text{ ps}$).

Agradecimientos

El trabajo está apoyado por el proyecto de CONACYT 130966.

-
1. A. E. Siegman, *IEEE J. Quantum Electron* **QE-9** (1973) 247.
 2. N. J. Doran y D. Wood, *Opt. Lett.* **13** (1988) 56.
 3. V. Valí y R.W Shorthill, *SPIE* **77** (1976) 110.
 4. X. Fang y R.O. Claus, *Opt. Lett.* **20** (1995) 2146.
 5. E. A. Kuzin, J. M. Estudillo-Ayala, B. Ibarra-Escamilla y J. W. Haus, *Opt. Lett.* **26** (2001) 1134.
 6. I. N. Duling III, *Opt. Lett.* **16** (1991) 539.
 7. H. Sotobayashi, C. Sawaguchi, Y. Koyamada y W. Chujo, *Opt. Lett.* **27** (2002) 1555.
 8. M. Attygalle, A. Nirmalathas y H. F. Liu, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** (2002) 543.
 9. N. J. Doran y D. Wood, *Opt. Lett.* **13** (1988) 56.
 10. E. A. Kuzin, N. Korneev, J. W. Haus y B. Ibarra-Escamilla, *J. Opt. Soc. Am. B* **18** (2001) 919.
 11. O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, J. T. Camas-Anzueto y F. Gutiérrez-Zainos, *Optic Express* **12** (2004) 3878.
 12. E.A. Kuzin, N. Korneev, J.W. Haus y B. Ibarra-Escamilla, *Optics Communications* **183** (2000) 389.
 13. O. Pottiez, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla y F.Méndez-Martínez, *Optics Communications* **254** (2005) 152.
 14. C. D. Pole, J. H. Winters y J. A. Nagel *Opt.Lett.* **16** (1991) 3772.
 15. F. M. Mitschke y L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **11** (1986) 659.
 16. H. Hardin y D. Tappert, *SIAM Rev. Chronicle* **15** (1973) 423.
 17. S. F. Feldman, D. A. Weinberger y H. G. Winful, *J. Opt. Soc. Am. B* **10** (1993) 1191.
 18. O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, J. T. Camas-Anzueto y F. Gutiérrez-Zainos, *Electron. Lett.* **40** (2004) 892.
 19. G. Agrawal, *Nonlinear Fibers Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego California, USA 2001), pp. 43-51.
 20. I. Mendelbaum, and M. Bolshtyansky, F. Heinz y R. Hight, *J. Opt. Soc. Am. B.* **23** (2006) 621.
 21. N. Korneev *et al.*, *Optics Express* **20** (2012) 24289.
 22. G. Agrawal, *Nonlinear Fibers Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego California, USA 2001). pp. 147.
 23. S. Pitois, S. Lagrange, H.R. Jauslin y A. Picozzi, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 033902.