



**I  
N  
A  
O  
E**

# Investigación de la extracción de solitones ópticos empleando un NOLM y su aplicación en el estudio del proceso de formación de solitones en fibras ópticas

Por

**M. C. Miguel Angel Bello Jiménez**

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el grado de

**DOCTOR EN CIENCIAS EN LA  
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

en el

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica**

Enero del 2010  
Tonantzintla, Pue.

Directores de Tesis:

Dr. Evgeny Kuzin

Dr. Baldemar Ibarra Escamilla

©INAOE 2010

Derechos Reservados.

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias de esta tesis en su totalidad o en partes.



*Con todo cariño dedico este trabajo a mi familia*

*Mis Padres*

*Miguel Angel Bello Calderón*

*Xóchitl Jiménez González*

*Mis hermanas*

*Xóchitl, Ana y Brenda*

## *Agradecimientos*

En primer lugar deseo agradecer a mis directores de tesis, los doctores Evgeny Kuzin y Baldemar Ibarra Escamilla por el apoyo que me han brindado para culminar con éxito mi proyecto de tesis. Sin sus aportaciones y comentarios este trabajo no hubiera llegado a un fin satisfactorio.

Quisiera agradecer a los miembros del jurado, la doctora Georgina Beltrán Pérez (BUAP), y los doctores Olivier Jean Michel Pottiez (CIO), Marcelo David Iturbe Castillo (INAOE), Nikolai Korneev Zabello (INAOE) y Sabino Chávez Cerda (INAOE), por sus aportaciones y comentarios para el mejoramiento de este trabajo de tesis.

A mi familia, mis papas Miguel A. Bello Calderón y Xóchitl Jiménez González, y mis hermanas Xóchitl, Ana y Brenda, gracias por el apoyo y motivación que me han brindado.

A mi novia Rosa Elvia López Estopier por haber hecho mi estancia en INAOE mucho más placentera, gracias por el apoyo incondicional y tu grata compañía.

Gracias a todos mis amigos de óptica y electrónica que de una u otra forma me apoyaron con sugerencias, críticas y comentarios.

Al personal que labora en la coordinación de óptica, en la biblioteca y en la dirección de formación académica. Gracias por el apoyo.

Finalmente agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico para la realización de estudios de doctorado a través de la beca N. 183009.

## ***Resumen***

La formación de solitones en fibras ópticas es un fenómeno complejo y muy interesante que involucra gran variedad de efectos no lineales. Se ha demostrado que los solitones aparecen en la fibra como resultado de la interacción entre los efectos no lineales y dispersivos en la región de dispersión anómala. Sin embargo, debido a la cascada de efectos no lineales y su sensibilidad a las condiciones experimentales, una comparación detallada entre teoría y experimento es complicada. Estas investigaciones son usualmente realizadas de forma indirecta, haciendo una comparación entre los espectros simulados y experimentales.

La extracción selectiva de solitones con deseable duración temporal puede ser una herramienta útil para investigar de forma directa el proceso de formación de solitones. De nuestro conocimiento, la demostración experimental de la extracción de solitones con deseable duración temporal es un proceso que no ha sido reportado aún. Por tal motivo, en la presente tesis doctoral se propone la extracción no lineal de solitones empleando un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) y su aplicación en el estudio del proceso inicial de formación de solitones en fibras ópticas.

La configuración del sistema propuesto consiste de un NOLM simétrico con fibra altamente torcida y un retardador de cuarto de onda en el lazo del NOLM. Numéricamente investigamos la evolución no lineal de pulsos de picosegundos a través de una fibra convencional, donde el pulso sufre una ruptura temporal y se genera la formación de un tren de solitones fundamentales. Estos solitones son introducidos al NOLM cuyos parámetros son ajustados para transmitir el solitón de mayor intensidad. Estos resultados son demostrados experimentalmente empleando pulsos gaussianos de 25 ps, obtenidos a partir del diseño de un láser de fibra de figura 8 (F8L). Como caso particular reportamos la extracción de un solitón fundamental con duración de 0.99 ps. Los resultados presentados en esta tesis demuestran que el método propuesto puede ser empleado para generar pulsos ultracortos de alta calidad, pero además, los resultados demuestran que el método propuesto puede ser empleado para investigar la etapa inicial del proceso de formación de solitones en fibras ópticas.

## ***Abstract***

The soliton formation process in optical fibers is a complex and very interesting phenomenon involving a variety of nonlinear phenomena. In particular it has been demonstrated that the solitons appear in the fiber as a result of the interplay between dispersive and nonlinear effects in the anomalous dispersion regime. However, because of the cascaded nonlinear effects and its sensitive to experimental conditions, a detailed comparison between theory and experiments is complicated. These investigations are commonly carried out in an indirectly way, comparing simulate and experimental spectra.

The selective extraction of solitons with desirable pulse duration could be very useful for direct investigations of the soliton formation process and also for soliton generation. To the best of our knowledge, the experimental demonstration of the extraction of solitons with desirable pulse duration has not yet been reported. For this reason in this PhD thesis is proposed the investigation of the soliton extraction by using a nonlinear optical loop mirror (NOLM) and its application for investigations of the soliton formation process in optical fibers.

The propose configuration consists of a symmetrical NOLM with highly twisted low-birefringence fiber and a quarter wave retarder located asymmetrically into the NOLM loop. We numerically investigate the nonlinear evolution of picosecond pulses in a conventional fiber, where the pulse breaks up temporally forming a bunch of fundamental solitons. The resulting solitons are launched into the NOLM whose parameters are adjusted to transmit the highest intensity soliton. These results are demonstrated experimentally by using 25-ps Gaussian pulses from a figure-eight fiber laser configuration (F8L). For our particular case we report the extraction of a fundamental soliton with pulse duration of 0.99 ps. The results reported in this thesis demonstrate that the proposed method can be used to generate high-quality ultrashort optical pulses, but also, it can be used for direct investigations of the initial stage of the soliton formation process in optical fibers.

## *Publicaciones derivadas del trabajo de tesis*

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sánchez, “*Experimental investigation of the extraction of solitons at the initial stage of the soliton formation process*”, Artículo aceptado para su publicación en Optics Express (2010).

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sánchez, “*Soliton extraction from a bunch of solitons resulting from pulse breakup by using a nonlinear optical loop mirror*”, J. Opt. Soc. Am. B **26**, 1456-1462 (2009).

E. A. Kuzin, O. Pottiez, **M. Bello-Jimenez**, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sánchez, “*The use of NOLM for investigations of initial development of supercontinuum in fibers with anomalous dispersion*”, Laser Physics **19**, 876-880 (2009).

B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, J.W. Haus, E. A. Kuzin, **M. Bello-Jiménez**, A. Flores-Rosas, “*Wavelength-tunable picosecond pulses from a passively mode-locked figure-eight Erbium-doped fiber laser with a Sagnac fiber filter*”, Journal of the European Optical Society-Rapid publications **3**, 08036 (2008).

N. Korneev, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, **M. Bello-Jiménez**, A. Flores-Rosas, “*Initial development of supercontinuum in fibers with anomalous dispersion pumped by nanosecond - long pulses*”, Optics Express **16**, 2636-2645 (2008).

R. Rojas-Laguna, J. Gutierrez-Gutierrez, E. A. Kuzin, **M. A. Bello-Jiménez**, B. Ibarra-Escamilla, J. M. Estudillo-Ayala, A. Flores-Rosas, “*Nonlinear optical correction of the pulse shape from a directly modulated DFB laser*”, Optics Communications **281**, 824-830 (2008).

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, “*Optimization of the two-stage single-pump Er-doped fiber amplifier with high amplification for low frequency ns-scale pulses*”, Optical Engineering **46**, 125007 (2007).

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, R. Tellez García, “*Caracterización de un amplificador de fibra dopada con erbio a partir de sus parámetros experimentales*”, Revista Mexicana de Física **53**, 289-295 (2007).

## *Participación en Congresos*

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, J. W. Haus, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sánchez, “*Extraction of a single soliton from a set of solitons by the use of a nonlinear optical loop mirror*”, Proc. of SPIE **7197**, 719714 (2009).

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sánchez, “*Extracción de un soliton óptico empleando el espejo de lazo óptico no lineal*”, Noveno encuentro de investigación, INAOE, 27-30 (2008).

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, Durán-Sánchez, O. Pottiez, “*Extraction of individual Soliton from a set by using a Nonlinear Optical Loop Mirror,*” Frontiers in Optics (FiO), paper: **FThE5**, (2008).

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, Baldemar Ibarra-Escamilla, Ariel Flores, R. Rojas-Laguna, “*Two-stage single-pump Er-doped fiber amplifier with 55-dB amplification ns-Long pulses*”, Fiber Lasers IV: Technology, Systems, and Applications, Proc. of SPIE **6453**, 645322, (2007).

E. A. Kuzin, B. Ibarra Escamilla, N. Korneev, J. Gutierrez-Gutierrez, **M. A. Bello-Jimenez**, A. Flores-Rosas, R. Rojas-Laguna, O. Pottiez , “*Nonlinear propagation of ns-scale pulses in a fiber with anomalous dispersion*”, 16th International Laser Physics Workshop (LPHYS’07), León, Mexico, (2007),

**M. Bello-Jiménez**, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, R. Rojas-Laguna, “*Corrección óptica no lineal de la forma del pulso de un laser DFB modulado directamente*”, Octavo encuentro de investigación, INAOE, 29-32 (2007).

# *Índice General*

## *Capítulo 1*

<b>Introducción general.....</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción .....	1
1.2. Motivación del proyecto y objetivos planteados.....	4
1.3. Estructura del proyecto .....	5
1.4. Referencias.....	6

## *Capítulo 2*

<b>Ecuación no lineal de Schrödinger para pulsos en fibras ópticas.....</b>	<b>9</b>
2.1. Efectos no lineales en fibras ópticas .....	9
2.2. Ecuación de propagación .....	11
2.2.1. Dispersión .....	17
2.2.2. Pérdidas.....	19
2.2.3. La ecuación no lineal de Schrödinger.....	20
2.3. Automodulación de fase (SPM).....	21
2.4. Solitones ópticos .....	24
2.5. Inestabilidad de modulación (MI).....	25
2.5.1. Análisis de la MI.....	26
2.6. Dispersión Raman de intrapulso (IRS) .....	31
2.7. Compresión de pulsos .....	35
2.7.1. Compresión por efecto solitón .....	37
2.8. El método split-step de Fourier (SSFM).....	39
2.9. Programa para simular la evolución de un pulso en matlab.....	41
2.10. Referencias.....	43



### **Capítulo 3**

<b>Formación de solitones en fibras ópticas .....</b>	<b>46</b>
3.1. Introducción .....	46
3.2. Análisis numérico y discusión .....	47
3.3. Etapas iniciales en la formación de supercontinuo .....	55
3.4. Conclusiones .....	58
3.5. Referencias .....	58

### **Capítulo 4**

<b>Láseres de fibra óptica.....</b>	<b>61</b>
4.1. Introducción .....	61
4.2. Láseres pulsados .....	65
4.2.1. Amarre de modos .....	66
4.2.2. Técnicas de amarre de modos .....	69
4.2.2.1. Amarre de modos activo .....	70
4.2.2.2. Amarre de modos pasivo.....	72
4.3. El láser de figura 8 .....	74
4.4. Análisis del NOLM.....	75
4.4.1. El NOLM como absorbedor saturable .....	80
4.5. El láser de fibra de figura 8.....	84
4.6. F8L con salida dependiente de la polarización .....	87
4.7. Conclusiones .....	93
4.8. Referencias .....	93

### **Capítulo 5**

<b>Extracción no lineal de solitones en fibras ópticas.....</b>	<b>96</b>
5.1. Introducción .....	96
5.2. Configuración propuesta para la extracción no lineal de solitones y cálculos numéricos .....	99

5.3.	Análisis de la transmisión de solitones .....	102
5.4.	Extracción de solitones .....	104
5.5.	Conclusiones .....	110
5.6.	Referencias.....	111

## ***Capítulo 6***

### **Investigación experimental de la extracción de solitones en fibras ópticas ..... 115**

6.1.	Introducción .....	115
6.2.	Sistema experimental .....	116
6.3.	Resultados experimentales y discusión.....	118
6.4.	Conclusiones .....	123
6.5.	Referencias.....	124

## ***Capítulo 7***

### **Conclusiones y trabajo futuro..... 126**

7.1.	Conclusiones .....	126
7.2.	Trabajo Futuro.....	128

## ***Apéndice A***

### **Programa que simula la evolución de pulsos en un NOLM convencional..... 131**

## ***Apéndice B***

### **Programa que simula la evolución de pulsos en el NOLM con fibra torcida y un QWR en el lazo ..... 134**

# *Índice de Figuras*

1.1. Configuración propuesta para investigar la extracción no lineal de solitones en fibras ópticas [24].	4
2.1. Ensanchamiento del pulso debido a dispersión.	19
2.2. Degradación del pulso debido dispersión y pérdidas de la fibra, $\alpha=0.2$ dB/km.	20
2.3. Ensanchamiento espectral debido a la SPM. El ensanchamiento corresponde a cambios de fase no lineal de (a) 0, (b) $1.5\pi$ , (c) $2.5\pi$ , (d) $3.5\pi$ .	23
2.4. Propagación de un solitón fundamental.	25
2.5. Espectro de ganancia de la inestabilidad modulacional. La simulación se realizó con los parámetros $\beta_2=-25.5$ ps <sup>2</sup> /km y $\gamma=1.65$ W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> que corresponden a los de una fibra SMF-28 en la región de 1550 nm.	28
2.6. Efecto inicial de la MI en un pulso gaussiano de 100 ps. (a) Pulso transmitido a la salida de la fibra (línea roja), (b) Acercamiento del pulso en cuestión donde se observa una pequeña modulación debido a la amplificación de la frecuencia $\Omega_{max}$ .	30
2.7. Evolución de la MI para un pulso gaussiano de 100 ps. (a) Ampliación exponencial de las perturbaciones iniciales a la frecuencia $\Omega_{max}$ , (b) Espectro de potencia.	30
2.8. (a) Efecto de la IRS en la formación de pulsos, (b) Ensanchamiento espectral debido al desplazamiento en frecuencia.	34
2.9. Compresión de un pulso debido al efecto solitón. El pulso de entrada (línea azul) tiene potencia pico de 10 W y $T_{FWHM}$ igual a 10 ps. El número de solitón $N$ es estimado en 5.	38

2.10. Iteración de la evolución de un pulso para el paso $dz$ en el método SSFM. ....	40
3.1. Evolución no lineal de un pulso de 100 ps. Las gráficas muestran cuatro etapas características en la evolución del pulso para una distancia de (a) 100 m, (b) 300 m, (c) 500 m y (d) 4 km en una fibra estándar. ....	49
3.2. Comparación entre el pulso de mayor intensidad mostrado en la Fig. 3.1(d) y el solitón fundamental que corresponde a los parámetros de pulso. ....	50
3.3. Formación de solitones para un pulso de 100 ps considerando un ruido aleatorio en el sistema. ....	50
3.4. Espectros experimentales producidos por la evolución no lineal de un pulso de 3ns a través de una fibra estándar [15]. ....	51
3.5. Evolución no lineal de un pulso de 10 ps con potencia pico igual a 10 W. Las graficas muestran cuatro etapas características de la evolución del pulso para una longitud de (a) 100 m, (b) 260 m, (c) 630 m y (d) 2 km en una fibra estándar. ....	52
3.6. Influencia del ruido en la formación de solitones para un pulso de 10 ps y potencia pico de 10 W. El ruido en el sistema corresponde a las siguientes razones (a) no ruido, (b) 1 nW/nm y (c) 1 $\mu$ W/nm. ....	53
3.7. Origen de la ruptura temporal un pulso con duraciones temporales de (a) 20 ps, (b) 40 ps, (c) 60 ps y (d) 80 ps. . ....	54
3.8. Función de autocorrelación para un pulso de 25 ps que se propaga a través de una fibra estándar de 500 m. Las gráficas se obtuvieron para potencias de (a) 5 W, (b) 9 W y (c) 20 W. ....	55
3.9. Formas de onda de salida para un pulso gaussiano de 20, 50, y 200ps que se propagan (a) 1.1 km, (b) 0.78 km, y (c) 0.93 km respectivamente. ....	56

3.10. Espectros para las formas de onda mostradas en la Fig. 3.9(a), Fig. 3.9(b), y Fig. 3.9(c), respectivamente. . . . .	57
4.1. Diagrama esquemático para diferentes tipos de cavidad Fabry-Perot. (a) Espejos dielectricos, (b) Espejos de lazo, (c) Rejillas de Bragg [6].....	63
4.2. Diagrama esquemático para una cavidad de anillo.....	64
4.3. Diagrama esquemático de una cavidad de figura 8. ....	65
4.4. Evolución de la intensidad cuando los modos son independientes. ....	66
4.5. Modos longitudinales con ancho de banda $\Delta\omega_L$ . (a) amplitud uniforme, (b) amplitud con distribución gaussiana.....	67
4.6. Evolución temporal del amarre de modos. ....	68
4.7. Esquema de amarre de modos activo en el cual las pérdidas de la cavidad son moduladas externamente a la frecuencia $\nu_{mod}$ . ....	70
4.8. Cuando un modo de frecuencia $\nu_0$ es modulado a la frecuencia $\nu_{mod}=\Delta\nu$ se crean bandas laterales a las frecuencias $\nu_0+\Delta\nu$ que inyectan energía a los modos adyacentes, de tal forma que podemos decir que los modos se acoplan. . . . .	71
4.9. Dependencia temporal de las pérdidas en la cavidad para el amarre de modos activo. El pulso de láser se genera cuando las pérdidas en la cavidad son menores..	71
4.10. (a) Esquema de amarre de modos pasivo en el cual las pérdidas en la cavidad son moduladas mediante un absorbente saturable, (b) Transmisión característica para un absorbente saturable.....	72
4.11. Dependencia temporal de las pérdidas en la cavidad para el amarre de modos pasivo. El pulso de láser ocurre cuando la ganancia está por arriba del umbral. ....	73

4.12. Diagrama esquemático para un F8L. . . . .	74
4.13. Configuración de un NOLM convencional. . . . .	75
4.14. (a) Transmisión no lineal del NOLM, (b) Transmisión no lineal del NOLM considerando diferentes constantes de acoplamiento $\alpha$ . . . . .	77
4.15. Transmisión del NOLM para un pulso largo. La gráfica color azul representa el pulso de entrada al NOLM y la curva color rojo representa el pulso transmitido a la salida del NOLM. . . . .	78
4.16. Transmisión no lineal del NOLM para pulsos. La línea negra representa el caso de pulsos cortos y la línea roja representa la transmisión para pulsos largos. . . . .	79
4.17. Esquema del NOLM con fibra altamente torcida y un retardador de $\lambda/4$ ubicado asimétricamente en el lazo. . . . .	80
4.18. Transmisión del NOLM para bajas potencias versus el ángulo de rotación del QWR. . . . .	81
4.19. Transmisión no lineal del NOLM en función de la potencia para diferentes ángulos del QWR. Los puntos (A-D) corresponden a los ángulos del QWR como se muestra en la Fig. 4.18. . . . .	83
4.20. Esquema experimental de un F8L de amarre de modos pasivo reportado previamente en [25]. . . . .	84
4.21. Tren de pulsos generados con razón de repetición de 0.8 MHz. . . . .	86
4.22. Función de autocorrelación para los pulsos de salida generados con la configuración mostrada en la Fig. 4.20. . . . .	86

4.23. Espectro de potencia para los pulsos generados con la configuración mostrada en la Fig. 4.20.....	87
4.24. Diagrama esquemático para nuestra configuración propuesta de F8L. ....	88
4.25. Esquema para analizar la transmisión del NOLM. ....	89
4.26. Transmisión del NOLM considerando sus dos componentes de polarización. (a) Transmisión del NOLM versus el ángulo del QWR, (b) Transmisión del componente $C_T^+$ en función de la potencia, (c) Transmisión de la componente $C_T^-$ en función de la potencia para los ángulos A-D del QWR, (d) Transmisión de la componente $C_T^-$ en función de la potencia para los ángulos E-H del QWR. Para estas simulaciones se considero una polarización de entrada $C^+$ y una longitud en el lazo de 220m. ....	90
4.27. Salida del F8L dependiente de la polarización. ....	91
4.28. (a) Función de autocorrelación y (b) espectro de potencia para los pulsos generados con la configuración de F8L mostrada en la Fig. 4.24.....	92
5.1. Esquema propuesto para investigar la extracción de solitones usando un NOLM [38].....	100
5.2. Transmisión del NOLM considerando solitones lineales a la salida de la Fibra 1 con duración temporal entre 0.2 y 3 ps. El NOLM consiste de una longitud de 37 m en el lazo. ....	103
5.3. Longitud del lazo óptima para obtener transmisión completa para un solitón con $T_{FWHM}$ en un rango entre 0.1 ps y 1.6 ps. Las cruces muestran la longitud óptica calculada numéricamente, y la línea continua muestra la aproximación $L=2\pi L_D$ . ....	104
5.4. Formas de onda de entrada (línea azul) y salida (línea roja) para la Fibra 1. ...	105

5.5. Formas de onda transmitidas a la salida del NOLM considerando diferentes valores de amplificación del EDFA: (a) 1.5, (b) 3, (c) 4.5 y (d) 6.....	106
5.6. Pulsos a la salida de la Fibra 2 (100 m) considerando como entrada las formas de onda transmitidas por el NOLM mostradas en la Fig. 5.5. (a) muestra los fuertes efectos dispersivos para pulsos con $N < 1$ . (b-d) muestran los casos en los cuales los efectos no lineales y dispersivos mejoran la calidad del pulso transmitido obteniendo un mayor contraste y formando un solitón fundamental. ....	108
5.7. (a) Contraste de energía entre el pulso deseado y los pulsos restantes, (b) Contraste de potencia entre la potencia pico del pulso más intenso y el siguiente más intenso. ....	109
6.1. Sistema experimental usado para investigar la extracción de solitones en una fibra óptica [3].....	117
6.2. Transmisión del NOLM para solitones considerando una longitud en el lazo de 40 m.....	118
6.3. Funciones de autocorrelación (línea roja) a la salida de la Fibra 1. La potencia de los pulsos de bombeo se vario en (a) 5 W, (b) 9 W, y (c) 20 W. La línea azul corresponde a la función de autocorrelación del pulso de entrada. ....	119
6.4. Funciones de autocorrelación a la salida del NOLM considerando diferentes valores de amplificación del EDFA-2.....	120
6.5. Funciones de autocorrelación a la salida del NOLM correspondiente a la extracción de solitones para los casos mostrados en las Figs. 6.3(a), 6.3(b) y 6.3(c), respectivamente. La gráfica color rojo corresponde al pulso extraído y la gráfica color negro es usada como referencia, la cual corresponde a un perfil $sech^2(x)$ ideal. ....	121



6.6. (a) Transmisión no lineal del NOLM considerando dos diferentes ángulos para QWR1. (b-c) Funciones de autocorrelación a la salida del NOLM considerando una rotación de 10 grados del QWR1 con respecto al ángulo de transmisión cero para los casos discutidos en la Fig. 6.5(b) y Fig. 6.5(c), respectivamente. La grafica color negro corresponde a un perfil $sech^2(x)$ ideal. ....	122
6.7. Función de autocorrelación a la salida de la Fibra 2. La grafica color negro corresponde a un perfil $sech^2(x)$ ideal. ....	123
7.1. Secuencia de solitones para un pulso de 5 ps de duración y potencia pico de 20 W. La línea color azul corresponde al pulso de entrada. ....	128
7.2. Transmisión sintonizable del NOLM para la conmutación de solitones. ....	129
7.3. Secuencia de solitones para un pulso de 100 ps y potencia pico de 20 W.....	129
7.4. Energía transmitida versus amplificación. ....	130
7.5. Forma de onda transmitida a la salida del NOLM mediante la amplificación de (a) 3 y (b) 8 veces la secuencia de solitones mostrada en la Fig. 7.3. ....	130

## *Índice de Tablas*

4.1. Clasificación de los láseres de fibra óptica. ....	62
---	----

## *Lista de Acrónimos*

- CW** Continuous Wave, (onda continua).
- CP** (control de polarización).
- EDF** Erbium-Doped Fiber, (fibra dopada con Erbio).
- EDFA** Erbium-Doped Fiber Amplifier, (amplificador de fibra dopada con Erbio).
- F8L** Figure-Eight Laser, (láser de figura 8).
- FBG** Fiber Bragg Grating, (rejilla de Bragg de fibra).
- FWM** Four-Wave Mixing, (Mezcla de cuatro ondas).
- FWHM** Full Width at Half Maximum, (ancho total a la mitad del máximo).
- GVD** Group-Velocity Dispersión, (dispersión de velocidad de grupo).
- IRS** Intrapulse Raman Scattering, (dispersión Raman de intrapulso).
- $L_D$  Dispersion Length, (longitud de dispersión).
- $L_{NL}$  Nonlinear Length, (longitud no lineal).
- MI** Modulation Instability, (inestabilidad de modulación).
- NALM** Nonlinear Amplifier Loop Mirror, (espejo de lazo amplificador no lineal).
- NLSE** Nonlinear Schrödinger Equation, (ecuación no lineal de Schrödinger).
- NOLM** Nonlinear Optical Loop Mirror, (espejo de lazo óptico no lineal).
- PBSQ** Polarizer Beam-Splitter Cube, (cubo polarizador divisor de haz).
- PL** (polarizador lineal).
- QWR** Quarter-Wave Retarder, (retardador de cuarto de onda).
- SBS** Stimulate Brillouin Scattering, (dispersión Brillouin estimulada).
- SC** Supercontinuum, (supercontinuo).
- SFS** Self-Frequency Shift, (autodesplazamiento en frecuencia).

- SMF** Single Mode Fiber, (fibra monomodo).
- SPM** Self-Phase Modulation, (automodulación de fase).
- SRS** Stimulated Raman Scattering, (dispersión Raman estimulada).
- SSFM** Split-Step Fourier Method, (método numérico split-step de Fourier)
- SSFS** Soliton Self-Frequency Shift, (autodesplazamiento de solitones en frecuencia).
- WDM** Wavelength-Division Multiplexing, (multiplexado por división en longitud de onda).
- XPM** Cross-Phase Modulation, (modulación de fase cruzada).

# Capítulo 1

## Introducción general

En este capítulo se presenta una introducción general del trabajo realizado en la presente tesis doctoral, la cual lleva por título “*Investigación de la extracción de solitones ópticos empleando un NOLM y su aplicación en el estudio del proceso de formación de solitones en fibras ópticas,*” escrita por Miguel A. Bello Jiménez y dirigida por los doctores Evgeny Kuzin y Baldemar Ibarra Escamilla en el Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica.

### 1.1. Introducción

En fibras ópticas la evolución de ondas intensas de luz es un fenómeno complejo y muy interesante que involucra una gran variedad de efectos no lineales. Este fenómeno ha atraído el interés de la comunidad científica y ha sido objeto de numerosas investigaciones tanto teóricas como experimentales con el fin de comprender la contribución de los efectos no lineales asociados con la evolución de ondas intensas de luz. En este sentido la propagación no lineal de pulsos en la región de dispersión anómala es de especial interés debido a la posibilidad de excitar solitones fundamentales como resultado de la interacción entre la dispersión de velocidad de grupo (GVD, group-velocity dispersion) anómala y el efecto de automodulación de fase (SPM, self-phase modulation). Mollenhauer *et al.* observaron por primera vez este fenómeno en 1980, y reportaron el estrechamiento temporal de pulsos de picosegundos y la generación de solitones fundamentales en una fibra con GVD anómala [1]. Posteriormente grandes compresiones en pulsos de picosegundos fueron demostradas en [2,3] cuya compresión está asociada con la evolución periódica de solitones de alto orden, dicha evolución fue objeto de investigación en conexión con la generación de pulsos ultracortos. Sin embargo, debido a las desventajas inherentes de la compresión de pulsos, la calidad del pulso comprimido es pobre puesto que está contenido sobre un enorme pedestal, además de que el pulso generado no corresponde a un solitón. Para altos niveles de potencia los efectos de alto orden juegan un papel

importante en el proceso de formación de solitones. Uno de los efectos más importantes es conocido como autodesplazamiento de solitones en frecuencia (SSFS, soliton self-frequency shift) [4,5]. En la presencia de SSFS los solitones de alto orden decaen en solitones fundamentales [6,7]. La fisión de estos solitones ha sido investigada en diferentes regímenes no lineales y ha sido demostrado que esta depende de varios parámetros, tales como la dispersión en la fibra, la duración del pulso, y el chirp del pulso de entrada [8,9,10,11]. Por otra parte, en casos que involucran un bombeo continuo o pulsos relativamente largos (nanosegundos), el efecto de inestabilidad de modulación (MI, modulation instability) origina la formación de solitones produciendo un crecimiento exponencial de las perturbaciones temporales en amplitud (ruido) [12]. Este efecto causa una ruptura temporal en la envolvente del pulso originando la formación de pulsos ultracortos, los cuales bajo la presencia de la dispersión Raman de intrapulso (IRS, intrapulse Raman scattering), un fenómeno responsable de SSFS, son desplazados en frecuencia hacia longitudes de onda mayor formando solitones desplazados en frecuencia [13,14].

A partir de simulaciones numéricas es interesante notar que la formación de solitones ocurre en dos distintos regímenes definidos por la duración (FWHM, full width at half maximum) temporal del pulso ( $T_{FWHM}$ ). Los cálculos numéricos revelan que para pulsos con  $T_{FWHM}$  mayor a  $\sim 100$  ps, la formación de solitones se produce como resultado de la amplificación exponencial de las perturbaciones temporales del ruido originado por MI. Mientras que para pulsos con  $T_{FWHM}$  menor a  $\sim 20$  ps, la compresión del pulso es el efecto dominante en la etapa inicial de la formación de solitones. Para valores intermedios tanto compresión como MI se observan en el proceso, sin embargo MI es el efecto dominante para altos niveles de ruido [15]. Por otra parte, para los casos que involucran altos niveles de potencia, los espectros revelan un comportamiento multi-solitónico el cual depende fuertemente de la potencia de entrada. Este fenómeno es de especial interés en la actualidad puesto que beneficia la formación de espectros supercontinuos (SC, supercontinuum), típicamente  $> 100$  nm, los cuales son de gran importancia debido a su potencial para gran variedad de aplicaciones tecnológicas.

En la última década la generación de SC ha recibido gran atención después de la demostración de espectros muy anchos excitados por pulsos de alta intensidad. Desde

entonces varios esquemas han sido reportados en los cuales pulsos de femtosegundos hasta onda continua han sido utilizados para la generación de SC en fibras de alta no linealidad [16,17,18,19]. En estos trabajos MI, IRS, mezcla de cuatro ondas (FWM, four-wave mixing), la fisión de solitones y la ruptura temporal de pulsos (pulse breakup) son los procesos no lineales involucrados en la generación de SC. Sin embargo, debido a la cascada de efectos no lineales y su sensibilidad a condiciones experimentales, una comparación detallada entre teoría y experimento es complicada. Usualmente estas investigaciones se realizan con simulaciones numéricas de la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE, nonlinear Schrödinger equation) comparando los espectros simulados con espectros experimentales.

La extracción selectiva de solitones con deseable duración temporal podría ser una herramienta útil en la investigación del proceso de formación de solitones y la generación de espectros supercontinuos. De nuestro conocimiento, la demostración experimental de la extracción de solitones como resultado de la evolución no lineal de pulsos de alta intensidad es un proceso que no ha sido reportado aún. Por esta razón en el presente proyecto de tesis investigamos tanto teórica como experimentalmente la extracción de solitones ópticos generados por la evolución no lineal de un pulso de alta intensidad en una fibra con dispersión anómala. Con el objetivo de obtener una extracción de solitón exitosa, consideramos hacer uso de un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, nonlinear optical loop mirror) cuyas capacidades para la conmutación de solitones son bien conocidas [20,21,22]. En capítulos posteriores demostraremos numéricamente que el NOLM puede ser diseñado para obtener alta transmisión para un rango específico de solitones con cierta duración temporal, mientras que solitones con mayor y menor duración son reflejados [23]. Además, una propiedad importante de la transmisión del NOLM es que la podemos manipular mediante amplificación con el fin de transmitir solitones de mayor duración temporal, lo que nos permite obtener una transmisión selectiva de solitones que puede ser empleada para la extracción no lineal de un solitón determinado.

La configuración del sistema propuesto para investigar la extracción no lineal de solitones se muestra en la Fig.1.1. Esta configuración consiste de un NOLM simétrico (50/50) con un lazo de fibra de baja birrefringencia altamente torcida (7 vueltas/metro), un retardador de cuarto de onda (QWR1, quarter-wave retarder) localizado asimétricamente en

el lazo del NOLM, el cual puede ser rotado perpendicularmente a la fibra para proveer asimetría de polarización. Como caso particular investigamos la evolución no lineal de un pulso gaussiano de 25 ps de duración a través de una fibra estándar de 500 m, donde el pulso sufre una ruptura temporal y se genera una serie de solitones fundamentales. Estos solitones son introducidos al NOLM cuyos parámetros son ajustados para transmitir el solitón de mayor intensidad. Para el lazo del NOLM seleccionamos 40 metros de fibra altamente torcida. Los resultados experimentales demuestran que la configuración propuesta nos permite la extracción de un solitón fundamental a la salida del NOLM. Para nuestro caso particular reportamos la extracción de un pulso con  $T_{FWHM}$  de 1.46 ps, cuya función de autocorrelación corresponde a un perfil  $sech^2(x)$  con número de solitón  $N$  igual a 1.3. Adicionalmente tomamos ventaja de la evolución de pulsos en un medio dispersivo no lineal, de tal manera que insertamos una fibra adicional a la salida del NOLM para mejorar la forma del pulso y obtener un solitón fundamental. Finalmente a la salida del sistema detectamos un solitón fundamental con  $T_{FWHM}$  de 0.99 ps. Los resultados presentados en esta tesis demuestran que el método propuesto puede ser empleado para generar pulsos ultracortos de alta calidad, pero además puede ser empleado para investigar la etapa inicial del proceso de formación de solitones en fibras ópticas.

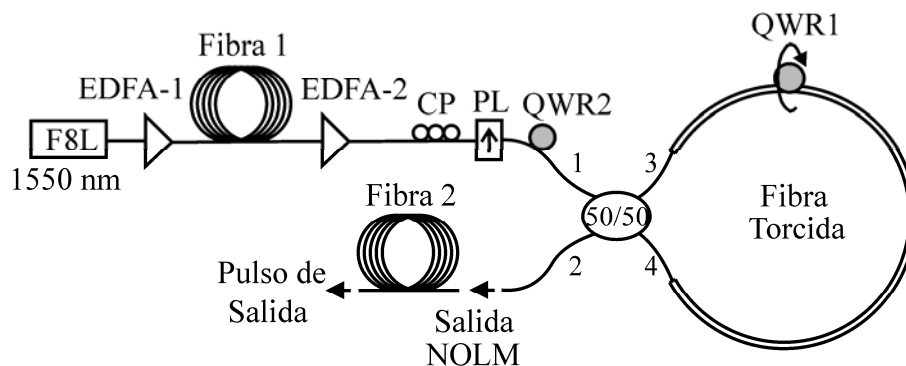


Fig. 1.1. Configuración propuesta para investigar la extracción no lineal de solitones en fibras ópticas [24].

## 1.2. Motivación del proyecto y objetivos planteados

Como mencionamos anteriormente, la formación de solitones en fibras ópticas es un proceso de gran interés que ha sido objeto de intensas investigaciones. En particular se ha demostrado que los solitones aparecen como resultado de la interacción entre los procesos



no lineales y dispersivos en una fibra óptica. Sin embargo, con el desarrollo de las fibras de alta no linealidad (fibras de cristal fotónico, también conocidas como fibras microestructuradas) los solitones juegan un papel muy importante en el desarrollo de la óptica moderna y sus aplicaciones comerciales. Hoy en día los solitones son objeto de intensas investigaciones tanto teóricas como experimentales con el fin de comprender el papel que estos desempeñan en diferentes regímenes de la óptica no lineal. Por tal motivo, el objetivo principal de este proyecto de tesis es proponer un método que nos permita la extracción no lineal de solitones ópticos con el fin de investigar de manera directa el proceso de formación de solitones e investigar los efectos no lineales asociados con la evolución de solitones en fibras ópticas.

### **1.3. Estructura del proyecto**

Este proyecto se organiza en seis capítulos adicionales a la introducción más las conclusiones generales. El capítulo 2 presenta las bases teóricas para comprender y analizar los efectos no lineales asociados con la evolución de ondas intensas de luz en una fibra óptica. El capítulo 3 tiene como objetivo presentar los resultados numéricos acerca del proceso inicial que origina la formación de solitones. Particularmente se presentan resultados de la evolución de pulsos intensos con duraciones temporales entre 10 y 100 ps. Los resultados obtenidos en este capítulo forman la base teórica para determinar la duración temporal de los pulsos empleados en nuestro experimento. En el capítulo 4 se describe el funcionamiento de los láseres de fibra y se analizan las condiciones necesarias para generar el amarre de modos en una configuración de láser de figura 8. También se propone una configuración experimental para un láser de fibra de figura 8 con salida dependiente de la polarización. Esta configuración nos permitirá obtener pulsos de salida del orden de picosegundos, con valores de potencia pico muy cercanos al valor máximo estimado a partir de la potencia promedio. Estos pulsos serán utilizados en nuestro sistema experimental como pulsos de bombeo para la generación de solitones. En el capítulo 5 se realiza un análisis numérico de la configuración propuesta para la extracción de solitones. En base a los resultados numéricos, en el capítulo 6 se realiza una configuración experimental donde investigamos el proceso de formación de solitones y demostramos la extracción de un solitón

fundamental. Por último en el capítulo 7 se destacan los resultados más significativos del proyecto y se sugieren algunas direcciones hacia las que podría continuar el trabajo.

#### 1.4. Referencias

---

1. L. F. Mollenhauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and soliton in optical fiber," *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095–1098 (1980).
2. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers," *Opt. Lett.* **8**, 289-291 (1983).
3. A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor, "Generation of 33-fsec pulses at 1.32  $\mu\text{m}$  through a high-order soliton effect in a single-mode optical fiber," *Opt. Lett.* **12**, 395-397 (1987).
4. J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* **11**, 662-664 (1986).
5. F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* **11**, 659-661 (1986).
6. K. Tai, A. Hasegawa, "Fission of optical solitons induced by stimulated Raman effect," *Opt. Lett.* **13**, 392-394 (1988).
7. P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, H. P. Weber, "Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 1938-1946 (1987).
8. S. R. Friberg, K. W. Delong, "Breakup of bound higher-order solitons," *Opt. Lett.* **17**, 979-981 (1992).
9. D. Krylov, L. Leng, K. Bergman, J. C. Bronski, J. N. Kutz, "Observation of the breakup of a prechirped N-soliton in an optical fiber," *Opt. Lett.* **24**, 1191-1193 (1999).
10. M. G. Banaee, J. F. Young, "High-order soliton breakup and soliton self-frequency shifts in a microstructured optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1484-1489 (2006).
11. A. Podlipensky, P. Szarniak, N. Y. Joly, P. St. J. Russel, "Anomalous pulse breakup in small-core photonic crystal fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 2049-2056 (2008).
12. A. Hasegawa, W. F. Brinkman, "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability," *IEEE J. of Quantum Electron.* **QE-16**, 694-697 (1980).

- 
13. M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, D. S. Chemla, "Femtosecond distributed soliton spectrum in fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1149-1158 (1989).
  14. E. A. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii, E. M. Dianov, "Numerical analysis of the Raman spectrum evolution and soliton pulse generation in single-mode fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1626-1632 (1991).
  15. S. Mendoza-Vazquez, E. A. Kuzin, S. Chavez-Cerda, B. Ibarra-Escamilla, J. Gutierrez-Gutierrez, J. W. Haus, R. Rojas-Laguna, "Pulse breakup and Raman-shifted solitons in a standard fiber with subnanosecond pumping in the presence of noise," *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 2336-2341 (2006).
  16. J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Opt. Lett.*, **25**, 25-27 (2000).
  17. T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, "Supercontinuum generation in tapered fibers," *Opt. Lett.* **25**, 1415-1417 (2000).
  18. J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, S. Coen, "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 765-771 (2002).
  19. A. K. Abeeluck, C. Headley, "Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal- dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation," *Opt. Lett.* **30**, 61-63 (2005).
  20. K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar, "Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer," *Opt. Lett.* **14**, 754-756 (1989).
  21. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel, J. R. Simpson, "Soliton switching in a fiber nonlinear loop mirror," *Opt. Lett.* **14**, 811-813 (1989).
  22. K. Smith, N. J. Doran, P. G. J. Wigley, "Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.* **15**, 1294-1296 (1990).
  23. M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sánchez, "Soliton extraction from a bunch of solitons resulting from pulse

---

breakup by using a nonlinear optical loop mirror,” J. Opt. Soc. Am. B **26**, 1456-1462 (2009).

24. M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sánchez, “Experimental investigation of the extraction of solitons at the initial stage of the soliton formation process,” Artículo aceptado para su publicación en Opt. Express (2010).

## Capítulo 2

# Ecuación no lineal de Schrödinger para pulsos en fibras ópticas

En este capítulo se presentan las bases teóricas para analizar la evolución no lineal de pulsos en fibras ópticas. Tomando como base las ecuaciones de Maxwell se deriva la ecuación de propagación y la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE, nonlinear Schrödinger equation). Esta última es fundamental para comprender la evolución de pulsos en una fibra óptica. También se presenta al solitón como solución a la NLSE y finalmente se presenta el método numérico split-step de Fourier (SSFM, Split-step Fourier method) empleado para analizar numéricamente la evolución de los pulsos en la fibra.

### 2.1. Efectos no lineales en fibras ópticas

La transmisión de ondas de luz confinadas a núcleos extremadamente pequeños ( $\sim 10\mu\text{m}$ ) es un proceso de gran interés en el campo de la óptica no lineal y las fibras ópticas. Como consecuencia del alto grado de confinamiento la intensidad en el núcleo es muy elevada, de tal manera que la intensidad puede producir una respuesta no lineal en el material que depende de la magnitud del campo de entrada. En fibras ópticas los efectos no lineales los podemos clasificar básicamente en dos categorías:

- Efectos no lineales elásticos
- Efectos no lineales inelásticos

Los efectos elásticos se caracterizan por experimentar un retardo como resultado de cambios en el índice de refracción que dependen de la intensidad. Este fenómeno es referido como efecto Kerr y es el efecto no lineal dominante en fibras ópticas [1,2], el cual se manifiesta en tres diferentes efectos conocidos como automodulación de fase (SPM, self-phase modulation), automodulación de fase cruzada (XPM, cross-phase modulation), y mezcla de cuatro ondas (FWM, four-wave mixing). Cuando una onda intensa de luz se

propaga dentro de la fibra esta induce un cambio en el índice de refracción debido al efecto Kerr, y se autoinduce un cambio de fase no lineal. Este es el fenómeno referido como SPM [1,3], el cual es responsable en conjunción con la dispersión de velocidad de grupo (GVD, group-velocity dispersion) de la formación de solitones ópticos [1,4,5]. Estos cambios en la fase pueden ser experimentados de manera simultánea por otras ondas coexistentes en la fibra, produciendo un fenómeno conocido como modulación de fase cruzada (XPM) [1,6], en el cual los cambios en la fase dependen tanto de la onda incidente como de las ondas coexistentes en la fibra. Sin embargo, para el caso en que tres o más ondas con diferente frecuencia se propagan de manera simultánea, debido a la no linealidad Kerr es posible generar una onda nueva cuya frecuencia esta relacionada con las frecuencias de las ondas incidentes. Este fenómeno es referido como mezcla de cuatro ondas (FWM) [1,7,8]. Una característica importante de los procesos elásticos, es que la frecuencia óptica de las ondas interactuando con el medio están suficientemente lejos de las frecuencias resonantes de los electrones, por lo que estos regresan a su estado de equilibrio original y no toman energía de la onda, resultando en un proceso de dispersión elástica donde la energía se conserva.

Para valores de potencia elevados, las ondas ópticas pueden interactuar con las moléculas del sílice dentro de la fibra, produciendo procesos inelásticos tales como dispersión Raman estimulada (SRS, stimulated Raman scattering) y dispersión Brillouin estimulada (SBS, stimulate Brillouin scattering), donde la luz dispersada experimenta un crecimiento exponencial si la potencia excede de un cierto valor umbral. El fenómeno conocido como SRS ocurre cuando un fotón de alta frecuencia se dispersa en un fotón de baja frecuencia y un fonón óptico [1,9]. Este proceso esta relacionado con el tiempo de vida del fonón, y tiene un tiempo de respuesta aproximado de 30 fs [10,11]. Como resultado, SRS exhibe un espectro ancho con amplitud máxima a 13.2 THz y un ancho a la mitad del máximo (FWHM, full width at half maximum) de aproximadamente 5 THz [9-12], el cual se extiende desde casi 0 a más de 30 THz [12] y puede transferir energía de las componentes de frecuencia alta a las componentes de frecuencia baja. En el caso de onda continua o pulsos anchos, con espectros angostos, este fenómeno es utilizado para transferir energía de una longitud de onda de bombeo ( $\lambda_p$ ) a una longitud de onda de señal ( $\lambda_s$ ) y obtener una amplificación para  $\lambda_s$ . Estos dispositivos son utilizados en comunicaciones ópticas y son conocidos como amplificadores Raman [12]. Para el caso de pulsos cortos,

con espectros anchos, este fenómeno lleva a un desplazamiento en frecuencia conocido como autodesplazamiento en frecuencia (SFS, self-frequency shift) [13,14], el cual es el efecto no lineal dominante en propagación de pulsos ultracortos. Por otra parte, las ondas ópticas también pueden interactuar de manera resonante con fonones acústicos y conllevar a la SBS [1,15]. Como los fonones acústicos tienen menos energía y tiempos de vida más largos, la SBS tiene un ancho de banda angosto ( $\sim 13$  MHz) y un desplazamiento en frecuencia de  $\sim 10$ - $11$  GHz con respecto a una longitud de onda de 1550 nm.

Estos fenómenos no lineales han sido ampliamente estudiados y empleados en gran variedad de aplicaciones. Sin embargo, con el desarrollo de nuevas tecnologías tales como amplificadores de alta potencia, fuentes de pulsos ultracortos, y fibras de alta no linealidad (fibras de cristal fotónico) [16,17,18] ha resurgido el estudio de estos fenómenos en nuevos regímenes no lineales. Por lo que, analizar la evolución no lineal de los pulsos en la fibra es un proceso fundamental para comprender el rol que estos efectos desempeñan en las nuevas aplicaciones. En este capítulo presentaremos las bases teóricas para analizar y comprender la evolución de los pulsos en una fibra óptica, y además presentamos un programa para modelar numéricamente la propagación de los pulsos basado en el método numérico SSFM.

## 2.2. Ecuación de Propagación

Como cualquier fenómeno electromagnético la propagación de campos ópticos en fibras ópticas esta gobernada por las ecuaciones de Maxwell. Para un medio sin cargas libres como en una fibra óptica, estas toman la siguiente forma [1]

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.4)$$

donde  $\mathbf{E}$  es el campo eléctrico,  $\mathbf{H}$  es el campo magnético,  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{B}$  representan las densidades de flujo correspondiente a los campos eléctrico y magnético, respectivamente. La densidades de flujo dentro de una fibra óptica están representadas por

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.6)$$

donde  $\epsilon_0$  y  $\mu_0$  son la permitividad y la permeabilidad para el vacío, y  $\mathbf{P}$  es la polarización eléctrica inducida.

La ecuación de onda puede derivarse tomando el rotacional de la ecuación (2.1) y usando la ecuación (2.6) para obtener

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}), \quad (2.7)$$

de manera que sustituyendo la ecuación (2.2) en el miembro derecho de la ecuación (2.7) y expandiendo la densidad de flujo vía la ecuación (2.5) tenemos la siguiente expresión para la ecuación de onda:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (2.8)$$

con la velocidad de la luz en el vacío representada por  $c = \sqrt{1/\epsilon_0 \mu_0}$ .

La polarización eléctrica inducida puede separarse en sus partes lineal y no lineal como sigue

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t), \quad (2.9)$$

con la polarización lineal y no lineal inducida definidas por

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt', \quad (2.10)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1), \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2), \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3, \quad (2.11)$$

donde  $\chi^{(1)}$  y  $\chi^{(3)}$  son las susceptibilidades de primer y tercer orden, respectivamente. La susceptibilidad de segundo orden  $\chi^{(2)}$  es ignorada puesto que la fibra óptica posee inversión simétrica. Usando la identidad  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$  y  $\nabla \cdot \mathbf{D} = \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  la ecuación de onda puede transformarse en

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (2.12)$$



Para desarrollar una ecuación de propagación tomando como base la ecuación (2.12), debemos hacer algunas consideraciones importantes en lo que respecta a la no linealidad del sistema [1]:

- 1.- La polarización eléctrica inducida no lineal es pequeña y puede ser tratada como una perturbación.
- 2.- El campo óptico puede mantener su polarización a lo largo de la fibra, esto permite usar una aproximación escalar.
- 3.- El campo óptico es quasi-monocromático, así que su ancho espectral  $\delta\omega$  es pequeño comparado con su frecuencia central  $\omega_0$ ,  $\delta\omega \ll \omega_0$ .

Usando una aproximación para una variación de envolvente lenta (slowly varying envelope), el campo eléctrico puede ser escrito de la siguiente forma

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-j\omega_0 t) + cc.], \quad (2.13)$$

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) \exp(-j\omega_0 t) + cc.], \quad (2.14)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \exp(-j\omega_0 t) + cc.], \quad (2.15)$$

donde  $cc$  representa el complejo conjugado,  $\hat{x}$  es el vector unitario de la polarización de la luz asumiendo que es lineal a lo largo del eje  $x$ , y  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  es una función de variación lenta con respecto a la frecuencia portadora óptica ( $\omega_0$ ). A menudo encontraremos fácil trabajar en el dominio de la frecuencia y adoptaremos la siguiente notación para la transformada de Fourier,

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{j(\omega - \omega_0)t} dt. \quad (2.16)$$

En el dominio de la frecuencia la polarización lineal inducida en la ecuación (2.10) se puede expresar de la siguiente forma

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \tilde{\chi}^{(l)}(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega). \quad (2.17)$$

La polarización no lineal inducida también puede ser simplificada asumiendo que la respuesta no lineal es instantánea, por lo que asumimos en la ecuación (2.11) que  $\chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi^{(3)}\delta(t-t_1)\delta(t-t_2)\delta(t-t_3)$  para obtener la siguiente expresión

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t), \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.18)$$

donde  $\dot{\mathbf{E}}$  representa el tensor entre  $\mathbf{E}$  y  $\chi^{(3)}$ . Podemos establecer la contribución no lineal de la polarización simplemente tratando al campo como una onda monocromática [2]

$$\mathbf{E} = E \cos(\omega_0 t). \quad (2.19)$$

Entonces podemos escribir la polarización no lineal resultante como sigue

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos(\omega_0 t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \left[ \frac{1}{4} \cos(3\omega_0 t) + \frac{3}{4} \cos(\omega_0 t) \right]. \quad (2.20)$$

Se observa que la polarización inducida no lineal es oscilatoria a la frecuencia  $\omega_0$  y también al tercer armónico  $3\omega_0$ . Sin embargo la contribución del tercer armónico es pequeña en fibras ópticas, por lo que puede ser despreciada. Entonces  $\mathbf{P}_{NL}$  se puede escribir de la siguiente forma

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \chi^{(3)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.21)$$

donde  $\varepsilon_{NL}$  es la contribución no lineal a la constante dieléctrica y puede deducirse fácilmente de la ecuación (2.20) como

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2. \quad (2.22)$$

Debido a la dependencia de la intensidad en el término  $\mathbf{P}_{NL}$  ( $\varepsilon_{NL} \propto |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2$ ), la ecuación (2.12) es no lineal y por lo tanto difícil de resolver. Para resolver la ecuación de onda, tenemos que hacer la suposición de que  $\varepsilon_{NL}$  es constante. Esto es justificable a través de la aproximación de variación de envolvente lenta, de modo que  $\mathbf{P}_{NL}$  será tratada como perturbación [1]. La ecuación de onda puede ser reducida empleando la transformada de Fourier de la ecuación (2.12) y usando las ecuaciones (2.17)-(2.21) para obtener la siguiente expresión

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0, \quad (2.23)$$

donde  $\tilde{\mathbf{E}}$  es el campo eléctrico en el dominio de la frecuencia,  $k_0$  es la constante de propagación representada por  $\omega/c$ , y  $\varepsilon(\omega)$  es la constante dieléctrica incluyendo tanto la contribución lineal y no lineal de la polarización eléctrica inducida como se muestra a continuación

$$\varepsilon(\omega) = I + \tilde{\chi}^{(l)}(\omega) + \varepsilon_{NL}, \quad (2.24)$$

La ecuación de onda, ecuación (2.23), puede ser resuelta empleando el método de separación de variables proponiendo una solución del tipo

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(j\beta_0 z), \quad (2.25)$$

donde  $\beta_0$  es el número de onda,  $\tilde{A}(z, \omega)$  representa una envolvente de variación lenta en función de la distancia  $z$ , y la función  $F(x, y)$  representa la distribución modal. Sustituyendo esta solución en la ecuación (2.23) obtenemos las siguientes ecuaciones para  $F(x, y)$  y  $\tilde{A}(z, \omega)$ :

$$\frac{d^2 F}{dx^2} + \frac{d^2 F}{dy^2} + [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2] F = 0, \quad (2.26)$$

$$2j\beta_0 \frac{d\tilde{A}(z)}{dz} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0, \quad (2.27)$$

donde  $\tilde{\beta}$  es una constante de separación (eigenvalor), y puesto que  $\tilde{A}(z, \omega)$  es una función de variación lenta, descartamos la segunda derivada con respecto a  $z$  en la ecuación (2.27). Si transformamos a coordenadas cilíndricas podemos obtener una solución para la ecuación (2.26) usando las siguientes relaciones

$$F(x, y) = f(\rho) \exp(-im\varphi), \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial F}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2}, \quad (2.29)$$

así podemos escribir la ecuación (2.26) en coordenadas cilíndricas de la siguiente forma

$$\frac{d^2 f}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{df}{d\rho} + \left[ \varepsilon(\omega)k_0^2 - \tilde{\beta}^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right] f = 0. \quad (2.30)$$

La constante dieléctrica  $\varepsilon(\omega)$  puede aproximarse como  $\varepsilon(\omega) = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n$  en la ecuación anterior, donde  $\Delta n = n_2 |\mathbf{E}|^2 + i\tilde{\alpha}/2k_0$  es una perturbación pequeña. Por lo tanto la ecuación (2.30) queda expresada de la siguiente forma

$$\frac{d^2 f}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{df}{d\rho} + \left[ n^2 k_0^2 - \tilde{\beta}^2 - \frac{m^2}{\rho^2} + 2n\Delta n k_0^2 \right] f = 0. \quad (2.31)$$

Esta ecuación se puede resolver empleando el método de perturbación. Cuando  $\Delta n = 0$ , la ecuación (2.31) se reduce a una ecuación diferencial cuya solución puede expresarse en funciones de Bessel. Para una fibra con núcleo de radio  $a$  y con índice de refracción  $n=n_1$ , pero con valor  $n=n_2$  fuera del núcleo ( $\rho > a$ ), la solución general para la ecuación (2.31) puede escribirse como [19]

$$f(\rho) = C_1 J_m(\kappa\rho) + C_2 N_m(\kappa\rho), \quad (2.32)$$

donde  $J_m$  es una función de Bessel,  $N_m$  es una función de Neumann, y  $\kappa$  esta representada por

$$\kappa = (n_1^2 k_0^2 - \tilde{\beta}^2)^{1/2}. \quad (2.33)$$

Las constantes  $C_1$  y  $C_2$  se obtienen utilizando las condiciones de frontera. Sin embargo, puesto que  $N_m$  tiene una singularidad en  $\rho=0$ , para obtener una solución física tenemos que  $C_2=0$ . Así  $F(\rho, \varphi) = J_m(\kappa\rho) \exp(-im\varphi)$  es la solución particular para la ecuación (2.31) dentro del núcleo de la fibra ( $\rho < a$ ).

Por otra parte, la ecuación (2.27) describe la propagación del campo óptico dentro de una fibra, y puede ser reducida utilizando  $\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2 = (\tilde{\beta} - \beta_0)(\tilde{\beta} + \beta_0) \approx 2\beta_0(\tilde{\beta} - \beta_0)$ . Esto es valido escogiendo el eigenvalor  $\tilde{\beta}$  cercano al valor de  $\beta_0$ . Además,  $\tilde{\beta}(\omega)$  puede escribirse como

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta, \quad (2.34)$$

donde  $\Delta\beta$  es la contribución no lineal del eigenvalor, y puede ser calculada empleando la teoría de perturbación de primer orden [1]. Esto se hace perturbando el sistema representado por la ecuación (2.26) usando las ecuaciones (2.28) y (2.34), y reemplazando  $F=F_0+\delta F$ . Esto resulta en la siguiente expresión para  $\Delta\beta$

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \delta n |F(x,y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy}. \quad (2.35)$$

Entonces la ecuación de propagación de la ecuación (2.27) queda

$$\frac{d\tilde{A}(z)}{dz} = j[\tilde{\beta}(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A}. \quad (2.36)$$

Esta ecuación muestra que conforme un pulso se propaga en la fibra, cada componente espectral del pulso adquiere un cambio de fase cuya magnitud es dependiente tanto de la frecuencia como de la intensidad.

### 2.2.1. Dispersión

La dispersión en la fibra esta representada en la ecuación (2.36) por el número de onda  $\tilde{\beta}(\omega)$ , el cual es un término que depende de los componentes de frecuencia del pulso. De tal forma que si  $\beta(\omega)$  se expande en series de Taylor alrededor de la frecuencia central  $\omega_0$  tenemos

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots, \quad (2.37)$$

con

$$\beta_n = \left( \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (2.38)$$

Para estudiar la propagación del campo en el dominio del tiempo debemos efectuar la transformada inversa de Fourier en la ecuación (2.36) usando la siguiente relación

$$A(z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{-j(\omega - \omega_0)t} d\omega. \quad (2.39)$$

La ecuación de propagación resultante en el dominio del tiempo incluyendo el efecto de segundo orden llega a ser

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = j\Delta\beta A, \quad (2.40)$$

donde la dispersión de primer orden  $\beta_1$  define la velocidad de grupo  $v_g$  del pulso y la dispersión de segundo orden  $\beta_2$  es conocida como dispersión de velocidad de grupo (parámetro GVD), el cual puede causar un ensanchamiento del pulso debido a que los diferentes componentes espectrales experimentarían diferentes velocidades de grupo.

En el estudio de la evolución de pulsos es conveniente utilizar una ventana de tiempo simbólica que se desplaza a la misma velocidad que el pulso en la fibra, por lo que empleando la siguiente transformación

$$T = t - \beta_1 z = t - z/v_g, \quad (2.41)$$

la ecuación (2.40) se puede expresar de la siguiente forma

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = j\Delta\beta A. \quad (2.42)$$

En un medio dispersivo el pulso usualmente no mantiene su forma y esto es un factor perjudicial en diferentes aplicaciones. Como resultado del ensanchamiento su intensidad se degrada y puede interferir con pulsos adyacentes que se copropagan en la fibra. Una manera general para definir la dispersión del pulso es mediante la longitud de dispersión  $L_D$  definida por  $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$  [1], en la cual un pulso gaussiano se ensancha un factor de  $\sqrt{2}$ . Como ejemplo de este ensanchamiento, en la Fig. 2.1 se muestra la evolución de un pulso gaussiano que se propaga una longitud de 2 y 4 veces  $L_D$  en una fibra estándar. Los parámetros del pulso corresponden a una potencia pico de 1 mW y FWHM igual a 50 ps, el número de solitón  $N$  estimado para este pulso es 0.24. El parámetro  $T_0$  está relacionado con el FWHM mediante la siguiente expresión  $T_0 = 0.6006 \text{FWHM}$ , donde  $T_0$  es un parámetro temporal del pulso que usualmente representa la mitad del ancho (en intensidad) en el punto  $e^{-1}$ . Para la fibra estándar consideramos una dispersión  $\beta_2 = -25.5 \text{ ps}^2/\text{km}$ .

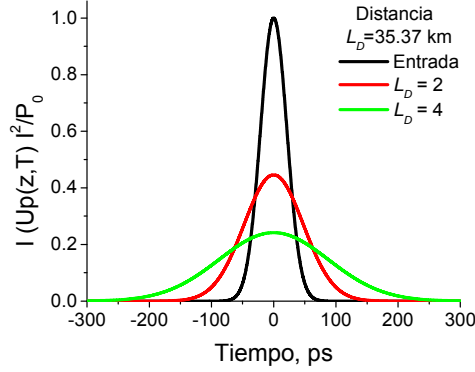


Fig. 2.1. Ensanchamiento del pulso debido a dispersión.

Como se observa en la figura la dispersión degrada la forma del pulso, por lo que es un factor importante a considerar. Para los casos mostrados en la Fig. 2.1, los pulsos a la salida de la fibra sufren un ensanchamiento de aproximadamente 2 y 4 veces para las longitudes de  $2L_D$  y  $4L_D$ , respectivamente.

### 2.2.2. Pérdidas

Las pérdidas en la fibra están incorporadas en el término  $\Delta\beta$  de la ecuación (2.42). Podemos reescribir la constante de propagación en términos del índice de refracción notando que  $\Delta\beta = k_0\delta n$ , de tal manera que  $\Delta\beta$  queda expresada de la siguiente forma

$$\Delta\beta = k_0\delta n = k_0 \left( n_2 |\mathbf{E}|^2 + j \frac{\alpha}{2k_0} \right), \quad (2.43)$$

con  $n_2$  representando la contribución no lineal del índice de refracción, y  $\alpha$  que representa a las pérdidas en la fibra. Con el propósito de solo analizar el efecto de las pérdidas ignoramos la no linealidad representada por  $n_2 |\mathbf{E}|^2$  en la ecuación (2.43), de tal manera que sustituyendo  $\Delta\beta$  en la ecuación (2.42) tenemos

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = -\frac{\alpha}{2} A. \quad (2.44)$$

Las pérdidas en la fibra son un problema muy importante debido a la pérdida de potencia conforme el pulso se propaga en la fibra. En la Fig. 2.2 se muestra como la adición de las pérdidas puede degradar considerablemente la calidad del pulso en la fibra. Los

parámetros son los mismos utilizados en la simulación anterior, simplemente introducimos el coeficiente de atenuación  $\alpha=0.2 \text{ dB/km}$ .

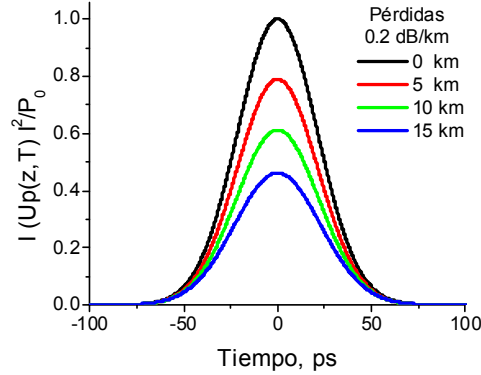


Fig. 2.2. Degradación del pulso debido a la dispersión y pérdidas de la fibra,  $\alpha=0.2 \text{ dB/km}$ .

Las pérdidas degradan la calidad del pulso reduciendo considerablemente la potencia. Nótese que para este caso los efectos de dispersión no son apreciables, puesto que las longitudes utilizadas en la simulación son pequeñas comparadas a  $L_D$  (35.37 km). Para enlaces a larga distancia, es importante considerar las pérdidas y dispersión, ya que en conjunción conllevan a una rápida degradación del pulso.

### 2.2.3. La ecuación no lineal de Schrödinger

La ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) se obtiene introduciendo el término del índice de refracción dependiente de la intensidad en la ecuación (2.44). Sustituyendo la ecuación (2.43) en la ecuación (2.42) podemos obtener una expresión para la NLSE

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2}A = j\gamma|A|^2 A, \quad (2.45)$$

donde el coeficiente no lineal  $\gamma$  está definido por

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}}, \quad (2.46)$$

y el área efectiva está definida por



$$A_{eff} = \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy}. \quad (2.47)$$

Por si misma, la no linealidad produce una automodulación de fase conocida como SPM, la cual es producida por la dependencia en intensidad del índice de refracción generando una fase no lineal dependiente del tiempo, esta a su vez genera un chirp (un cambio instantáneo de la frecuencia óptica alrededor de su valor central  $\omega_0$ ), de tal manera que la SPM induce un chirp que puede causar ensanchamiento espectral y una compresión en el pulso. En las siguientes secciones analizaremos con más detalle este efecto en relación a la formación de pulsos cortos.

### 2.3. Automodulación de Fase (SPM)

La automodulación de fase (SPM, self-phase modulation) es una consecuencia directa del cambio en el índice de refracción debido a la alta intensidad de la luz. Este fenómeno se manifiesta como un ensanchamiento espectral derivado de la dependencia temporal de la fase no lineal  $\varphi_{NL}$ . Para analizar únicamente el efecto de la SPM hacemos una simplificación de la ecuación (2.45) despreciando los efectos dispersivos en la fibra ( $\beta_2=0$ ). Haciendo una normalización de la envolvente del pulso  $U(z,T) = A(z,T)/\sqrt{P_0}$  obtenemos la siguiente expresión

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U, \quad (2.48)$$

donde  $\alpha$  representa a las pérdidas en la fibra y la longitud  $L_{NL}$  esta definida mediante la relación  $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$ , donde  $P_0$  es la potencia pico del pulso.

La ecuación (2.48) se puede resolver sustituyendo  $U = V \exp(i\varphi_{NL})$  e igualando la parte imaginaria y la parte real tal que

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \varphi_{NL}}{\partial z} = \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} V^2, \quad (2.49)$$

Como la amplitud  $V$  no cambia a lo largo de la longitud de la fibra  $L$ , la ecuación con respecto a la fase no lineal puede ser integrada para obtener la siguiente solución general

$$U(L, T) = U(0, T) \exp[i\varphi_{NL}(L, T)], \quad (2.50)$$

donde  $U(0, T)$  es la amplitud del campo de entrada en  $L = 0$  y el desplazamiento de la fase no lineal es

$$\varphi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 (L_{eff} / L_{NL}), \quad (2.51)$$

donde  $L_{eff}$  es la longitud efectiva definida por

$$L_{eff} = \frac{(1 - \exp(-\alpha L))}{\alpha}. \quad (2.52)$$

La ecuación (2.50) muestra que la SPM surge debido a los cambios de fase no lineal dependientes de la intensidad. El cambio de fase no lineal  $\varphi_{NL}$  en la ecuación (2.51) se incrementa con la longitud de la fibra  $L$ . La cantidad  $L_{eff}$  juega el papel de longitud efectiva y su longitud es menor a  $L$  debido a las pérdidas en la fibra. En la ausencia de pérdidas,  $\alpha=0$ , y  $L_{eff}=L$ . El máximo cambio de fase  $\varphi_{max}$  ocurre en el centro del pulso localizado en  $T=0$ . Con la amplitud normalizada el cambio de fase máximo está dado por

$$\varphi_{max} = L_{eff} / L_{NL} = \gamma P_0 L. \quad (2.53)$$

El significado físico de la longitud no lineal  $L_{NL}$  se puede comprender a partir de la ecuación (2.53), donde se observa que la  $L_{NL}$  corresponde a la longitud necesaria para inducir un cambio de fase no lineal igual a 1 radian,  $\varphi_{max}=1\text{rad}$ . La dependencia de la fase no lineal con respecto al tiempo induce una variación en la frecuencia instantánea, comúnmente referida como chirp [20]. Esto implica que nuevos componentes de frecuencia son generados y como resultado el pulso sufre un ensanchamiento espectral. En la Fig. 2.3 se muestra el ensanchamiento espectral debido al efecto de la SPM. Los parámetros del pulso corresponden a un pulso gaussiano con potencia pico de 0.5 W, FWHM igual a 50 ps, y longitud no lineal  $L_{NL}$  igual 1.23 km. Para la simulación seleccionamos una longitud de fibra  $L$  para obtener cambios de fase no lineal correspondientes a  $1.5\pi$ ,  $2.5\pi$  y  $3.5\pi$ , respectivamente.

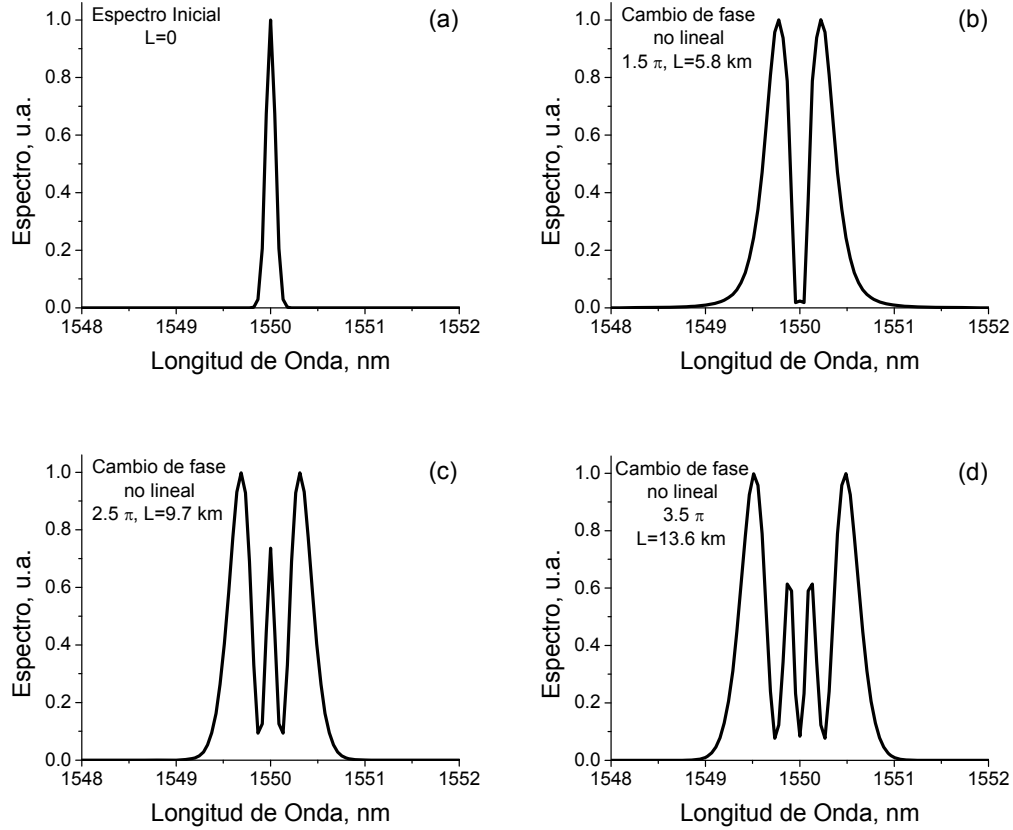


Fig. 2.3. Ensanchamiento espectral debido a la SPM. El ensanchamiento corresponde a cambios de fase no lineal de (a) 0, (b)  $1.5\pi$ , (c)  $2.5\pi$ , (d)  $3.5\pi$ .

El ensanchamiento espectral es una consecuencia de la dependencia de la  $\varphi_{NL}$  con respecto al tiempo. Esto puede ser entendido notando que una variación temporal en la fase implica que la frecuencia óptica difiere a través del pulso alrededor de su valor central  $\omega_0$ . Esta variación esta dada por

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\varphi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}}\right)\frac{\partial}{\partial T}|U(0,T)|^2, \quad (2.54)$$

donde el parámetro  $\delta\omega$  es conocido como frecuencia de chirp, y la dependencia temporal es referida como chirp. Como se observa en la ecuación (2.54) el chirp inducido se incrementa en magnitud con la distancia.

## 2.4. Solitones ópticos

Como hemos visto en las secciones previas, la dispersión en la fibra y las pérdidas pueden generar distorsiones a la forma del pulso degradando su forma, lo cual tiene un efecto adverso en la propagación de pulsos en fibras ópticas. Una manera de contrarrestar estos efectos es aprovechar la no linealidad en la fibra para balancear la GVD. Como resultado es posible propagar pulsos de luz estables a través de grandes distancias sin distorsionarse. El cual es básicamente el concepto de solitón.

Antes de proceder es muy útil normalizar la NLSE introduciendo los siguientes factores de normalización

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}. \quad (2.55)$$

La ecuación normalizada, sin incluir pérdidas ni el término de Raman, esta determinada por

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{i}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - iN^2 |U|^2 U = 0, \quad (2.56)$$

donde  $N$  es el orden del solitón (también conocido como número de solitón) definido por [1]

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (2.57)$$

La ecuación (2.56) puede ser resuelta usando el método de dispersión inversa (inverse scattering method) [21,22] el cual consiste en seleccionar un problema adecuado de dispersión cuyo potencial es la solución buscada. El campo propagado es reconstruido de los datos de la dispersión y la solución correspondiente a  $N=1$  corresponde a un solitón fundamental, la cual puede expresarse como

$$U(\zeta, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp\left(\frac{i\xi}{2}\right). \quad (2.58)$$

Como podemos observar de la ecuación (2.57), cuando  $N=1$ , la longitud de dispersión  $L_D$  es exactamente iguala a la longitud no lineal  $L_{NL}$ , indicando que la solución existe cuando la no linealidad en la fibra balancea exactamente a la dispersión. Esto se puede

entender si consideramos que el pulso se ensancha debido a la GVD y se comprime debido a la SPM. La Fig. 2.4 muestra la propagación de un solitón de orden 1 a través de una fibra con longitud  $z=L_D$ . Los parámetros del pulso corresponden a un pulso con perfil  $sech(x)$  y potencia pico igual a 0.02W. Con fines de comparación consideramos un pulso de 50 ps puesto que es el FWHM que utilizamos en los casos anteriores.

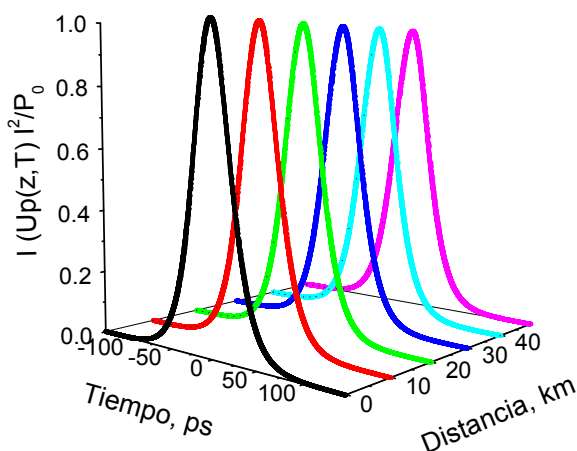


Fig. 2.4. Propagación de un solitón fundamental.

Como se aprecia en la Fig. 2.4, el solitón mantiene un perfil constante debido al balance entre los efectos no lineales y dispersivos en la fibra. La primer demostración matemática de la existencia de solitones fue reportada por Hasegawa *et al.* en 1973 en [4], y demostrada experimentalmente por Mollenauher *et al.* en 1980 en [5]. Desde entonces, debido a su evolución invariante en el tiempo, los solitones han sido de gran interés para propagar pulsos sin distorsión a lo largo de la fibra. En la práctica transmitir solitones puros es complicado, a pesar de tener pérdidas muy pequeñas en la fibra ( $\sim 0.2$  dB/km), el pulso se atenúa y por lo tanto deja de ser un solitón. Para fines prácticos podemos considerar a un solitón como un pulso con perfil de intensidad  $sech^2(x)$  y cuyos parámetros corresponden a  $N \approx 1$ , el cual puede propagarse una distancia considerable (algunos kilómetros) sin cambios significativos.

## 2.5. Inestabilidad de Modulación (MI)

En esta sección se presenta un análisis del efecto de inestabilidad de modulación (MI, modulation instability) y su impacto en la formación de pulsos. La MI se manifiesta como una modulación en amplitud de los diferentes componentes de frecuencia presentes en el

pulso. Esta modulación, si la potencia es elevada y la longitud de la fibra es suficientemente larga, experimenta una ganancia exponencial que puede derivar en la ruptura temporal del pulso y la subsecuente formación de un tren de pulsos más cortos. El proceso ruptura está fuertemente ligado a la frecuencia de modulación  $\Omega$ , la cual depende de la potencia del campo incidente y de los parámetros del medio. Como veremos más adelante la frecuencia de modulación juega un papel fundamental en el desarrollo de la MI y la formación de pulsos.

### 2.5.1. Análisis de la MI

Para analizar el efecto de la MI y comprender su contribución en la formación de pulsos, iniciamos nuestro análisis considerando la evolución de onda continua (CW, continuous wave) en una fibra óptica. La evolución de la luz esta gobernada por la NLSE (ecuación 2.45), y para nuestro análisis consideramos una versión simplificada de la misma, donde los efectos debido a las pérdidas no están incluidos. Así, la NLSE reducida toma la siguiente forma

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (2.59)$$

donde  $A(z, T)$  representa la envolvente del pulso,  $z$  es la distancia física,  $\beta_2$  representa al parámetro GVD,  $T$  es el tiempo en un marco retardado, y  $\gamma$  representa al coeficiente no lineal. Para el caso de onda continua la amplitud es independiente del tiempo, de manera que la ecuación (2.59) debe ser resuelta considerando una envolvente independiente del tiempo. Para esta situación obtenemos la siguiente solución para un campo en estado estable

$$\bar{A} = \sqrt{P_0} \exp(j\phi_{NL}), \quad (2.60)$$

donde  $P_0$  es la potencia incidente y  $\phi_{NL} = \gamma P_0 z$  es la fase no lineal inducida por la SPM. La ecuación (2.60) predice que el haz incidente se propagará sin cambios en amplitud a lo largo de la fibra, excepto que adquirirá una fase no lineal que depende de la potencia.

Para comprobar si la solución de (2.59) es estable incluso con perturbaciones, es necesario introducir una perturbación ( $a$ ) mucho menor a  $\sqrt{P_0}$ , de tal manera que

$$A = \left( \sqrt{P_0} + a \right) \exp(i\varphi_{NL}). \quad (2.61)$$

Para analizar la evolución de la perturbación  $a(z, T)$  sustituimos la ecuación (2.61) dentro de la ecuación (2.59), linealizando con respecto a  $a$  y manteniendo únicamente los términos en la primer potencia de  $a$ , podemos obtener una ecuación para la evolución de la perturbación

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*). \quad (2.62)$$

Esta ecuación puede ser resuelta en el dominio de Fourier, sin embargo debido al término  $a^*$ , las componentes de Fourier a las frecuencias  $\Omega$  y  $-\Omega$  están acopladas. Por lo tanto se considera una solución de la siguiente forma

$$a(z, T) = a_1 \exp[i(Kz - \Omega t)] + a_2 \exp[-i(Kz - \Omega t)], \quad (2.63)$$

donde  $a_1$  y  $a_2$  son amplitudes reales,  $K$  es el numero de onda y  $\Omega$  es la frecuencia angular de la perturbación, respectivamente. Sustituyendo la ecuación (2.63) en la ecuación (2.62) obtenemos un sistema de dos ecuaciones homogéneas para  $a_1$  y  $a_2$ . Este sistema de ecuaciones tiene solución solo cuando  $K$  y  $\Omega$  satisfacen la siguiente relación

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| \left[ \Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2 \right]^{1/2}, \quad (2.64)$$

donde  $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$  dependiendo del signo de  $\beta_2$  y  $\Omega_c$  es la frecuencia crítica definida mediante la siguiente expresión

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2| L_{NL}}. \quad (2.65)$$

Analizando las ecuaciones (2.63)-(2.65) podemos notar que la estabilidad del haz incidente esta comprometida en relación a la frecuencia  $\Omega_c$  y al régimen de dispersión que experimenta el haz en la fibra. En el caso de GVD normal ( $\beta_2 > 0$ ), el vector de onda  $K$  es real para todo valor de  $\Omega$ , y el estado del haz se mantiene estable aún bajo la presencia de perturbaciones. En contraste, para la región de dispersión anómala ( $\beta_2 < 0$ ),  $K$  toma un valor imaginario para valores de  $|\Omega| < \Omega_c$ , y la perturbación  $a(z, T)$  tiende a crecer exponencialmente conforme  $z$  se incrementa, ver ecuación (2.63). Como resultado, el haz incidente es inestable durante su propagación. Esta inestabilidad es conocida como inestabilidad de modulación debido a que se manifiesta como una modulación temporal en

amplitud a la frecuencia  $\Omega$ , la cual puede conllevar a la ruptura temporal del pulso y a la formación de un tren de pulsos ultracortos.

Analizando la ecuación (2.64), podemos notar que la amplificación no ocurre para cualquier frecuencia, sino que la amplificación espectral está condicionada para frecuencias que cumplan la condición  $|\Omega| < \Omega_c$ . Para estas frecuencias podemos obtener la ganancia en potencia ajustando  $g(\Omega) = 2\text{Im}(K)$ , donde el factor 2 convierte a  $g$  en ganancia de potencia. Así, la ganancia espectral queda expresada mediante la siguiente ecuación

$$g(\Omega) = |\beta_2 \Omega| (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{1/2}. \quad (2.66)$$

Con el fin de analizar la ganancia espectral debido de la MI, la Fig. 2.5 muestra el espectro de ganancia para diferentes niveles de potencia. Como puede apreciar en la figura la ganancia está representada en función de la longitud de onda, la cual corresponde al desplazamiento en frecuencia debido a la frecuencia  $\pm\Omega$ . Para modelar la ganancia de la MI utilizamos la ecuación (2.66) con los parámetros  $\beta_2 = -25.5 \text{ ps}^2/\text{km}$  y  $\gamma = 1.65 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  que corresponden a una fibra monomodo estándar (Corning SMF-28) en la región de 1550 nm.

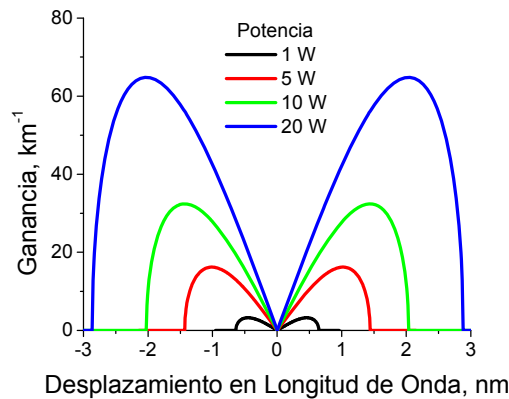


Fig. 2.5. Espectro de ganancia de la inestabilidad de modulación. La simulación se realizó con los parámetros  $\beta_2 = -25.5 \text{ ps}^2/\text{km}$  y  $\gamma = 1.65 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  que corresponden a los de una fibra SMF-28 en la región de 1550 nm.

Como podemos observar la ganancia para los diferentes componentes de frecuencia es simétrica con respecto a la frecuencia central  $\Omega = 0$ , y depende fuertemente de la potencia. Además, estos resultados muestran que para una potencia determinada existe una frecuencia dominante, la cual experimenta una ganancia máxima. La frecuencia a la cual la ganancia es máxima la podemos obtener a partir de la ecuación (2.66), de donde obtenemos



$$\Omega_{\max} = \pm \frac{\Omega_c^2}{\sqrt{2}} = \pm \left( \frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2}, \quad (2.67)$$

con una ganancia máxima

$$g_{\max} \equiv g(\Omega_{\max}) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_c^2 = 2\gamma P_0. \quad (2.68)$$

Por lo tanto, podemos esperar que la MI conlleve a una modulación en amplitud a la frecuencia  $\Omega_{\max}$ , la cual estará en función de la potencia y de los parámetros del medio. Espectralmente esta modulación se manifiesta como la aparición de dos lóbulos laterales localizados simétricamente a la frecuencia  $\pm\Omega_{\max}$ , uno a cada lado de la frecuencia central  $\omega_0$ . Por ejemplo, para una potencia de 10 W las gráficas de la Fig. 2.5 predicen la aparición de lóbulos laterales a una longitud de onda aproximada de  $\pm 1.5$  nm con respecto a la longitud de onda central. Como ejemplo de este proceso analizamos numéricamente la evolución de un pulso gaussiano con potencia pico de 10 W y duración temporal ( $T_{FWHM}$ ) de 100 ps. La longitud de dispersión  $L_D$  para el pulso es estimada en 283 km, por lo que longitudes de fibra  $L \ll L_D$  nos permite simular en caso donde el perfil de intensidad se mantiene constante, similar al caso de onda continua. En la Fig. 2.6 se muestra la evolución del pulso en cuestión considerando una longitud en la fibra de 310 m. Los parámetros de la fibra corresponden a una fibra SMF-28 en la región de 1550 nm (dispersión anómala). La longitud en la fibra corresponde a 5 veces la longitud no lineal  $L_{NL}$  del pulso, y para simulación insertamos una componente de ruido blanco con potencia promedio de 1  $\mu$ W. En la gráfica la línea color azul corresponde al pulso de entrada y la línea color rojo corresponde al pulso de salida. Para este caso en particular se espera que la frecuencia máxima de modulación  $\Omega_{\max}$  corresponda a  $\pm 0.18$  THz ( $\pm 1.5$  nm).

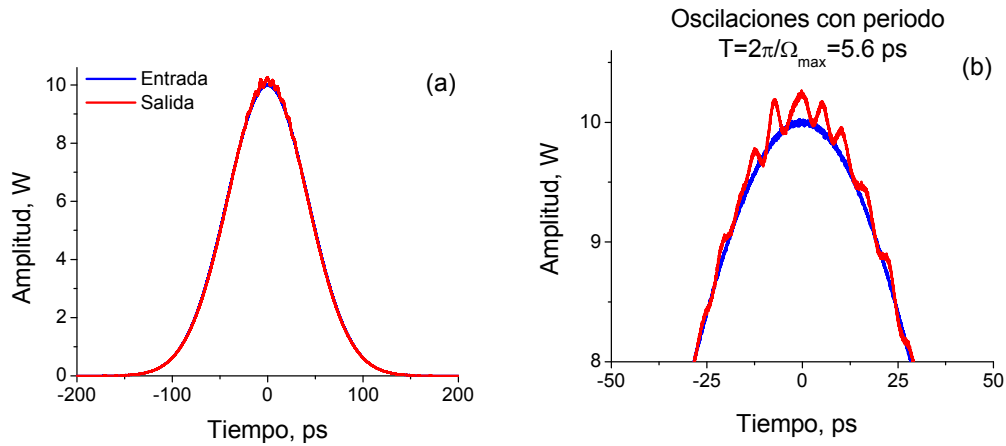


Fig. 2.6. Efecto inicial de la MI en un pulso gaussiano de 100 ps. (a) Pulso transmitido a la salida de la fibra (línea roja), (b) Acercamiento del pulso donde se observa una modulación debido a la amplificación de la frecuencia  $\Omega_{\max}$ .

Como se observa en la Fig. 2.6(b) existe una modulación en amplitud bien definida, la cual corresponde a la frecuencia de modulación  $\Omega_{\max}$ . Temporalmente este efecto se puede notar como la formación de un tren periódico de pulsos separados por un periodo  $T=2\pi/\Omega_{\max}=5.6$  ps. Debido a que el proceso de amplificación es continuo para la perturbación, se puede esperar que para mayores longitudes de fibra la  $\Omega_{\max}$  defina el rompimiento temporal del pulso y la formación de pulsos intensos. En la Fig. 2.7 se muestra nuevamente la evolución del pulso de 100 ps, pero ahora considerando una longitud de fibra de  $10L_{NL}$ .

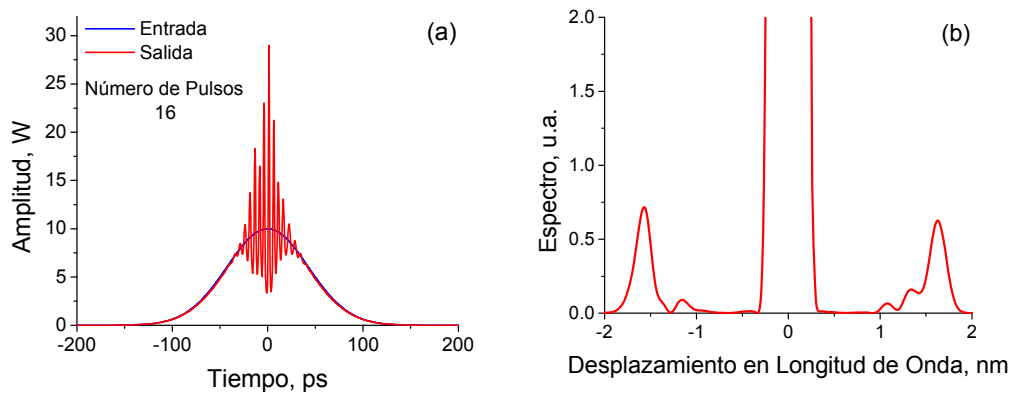


Fig. 2.7. Evolución de la MI para un pulso gaussiano de 100 ps. (a) Ampliación exponencial de las perturbaciones iniciales a la frecuencia  $\Omega_{\max}$ , (b) Espectro de potencia.

Estos resultados muestran que debido al efecto de la MI, las perturbaciones a la frecuencia  $\Omega_{\max}$  experimentan una implicación mayor que conlleva la ruptura temporal del pulso formando un tren de pulsos intensos. Experimentalmente el efecto de la MI se manifiesta mediante la aparición de lóbulos laterales ubicados alrededor de la frecuencia  $\pm\Omega_{\max}$ . Como se muestra en la Fig. 2.7(b), el tren de pulsos se manifiesta como una frecuencia de modulación alrededor de  $\pm 1.5$  nm, en concordancia con la grafica de MI (Fig. 2.5) para una potencia de 10 W.

Como hemos visto en esta sección, el análisis de la MI corresponde al caso para una onda continua. Sin embargo, para la evolución de pulsos el efecto de la MI tiene un comportamiento similar solo en la región más intensa del pulso (la más estable). En base a esto podemos delimitar la región más intensa y estimar el número de pulsos generados. El número máximo de pulsos lo podemos obtener dividiendo el ancho a la mitad del máximo ( $T_{FWHM}$ ) del pulso entre el periodo correspondiente a la frecuencia  $\Omega_{\max}$ . Así, para el pulso de 100 ps con potencia pico de 10 W estimamos que el número de pulsos generados es de 18, el cual es muy cercano al número de pulsos medidos en la Fig. 2.7(a), 16.

Es importante mencionar que debido a las altas amplitudes en los pulsos generados y a su corta duración temporal, estos pulsos tienden a amplificarse y desplazarse en frecuencia debido al efecto Raman, originando la formación de solitones fundamentales en frecuencias desplazadas [13,14,23]. Es por esto que el número de pulsos obtenidos a partir del análisis de la MI representa solo una estimación para número de pulsos generados.

## **2.6. Dispersión Raman de Intrapulso (IRS)**

Este efecto fue inicialmente conocido como autodesplazamiento en frecuencia de solitones (SSFS, soliton self-frequency shift) [13,14], esto debido a que los pulsos empleados en el experimento se propagaron como solitones. Físicamente el desplazamiento espectral es atribuido a la dispersión Raman de intrapulso (IRS), un fenómeno en el cual los componentes de alta frecuencia de un pulso sirven de bombeo a los componentes de baja frecuencia del mismo pulso, transfiriendo energía hacia el lado rojo del espectro a través de la dispersión estimulada Raman [12].

Para entender mejor el efecto de la IRS debemos derivar nuevamente la NLSE. La ecuación (2.45) debe ser modificada para simular la evolución de pulsos ultracortos de luz,

cuya duración temporal sea menor de algunos picosegundos. Para estos pulsos su ancho espectral llega a ser comparable con la frecuencia de la portadora, y por lo tanto algunas de las aproximaciones hechas para derivar la NLSE son cuestionables. Además, puesto su espectro es suficientemente ancho, la ganancia Raman puede amplificar a los componentes de baja frecuencia, transfiriendo energía de las frecuencias altas a las frecuencias bajas del mismo pulso, conllevando así a la IRS que origina un desplazamiento en frecuencia hacia las longitudes de onda mayor conforme el pulso se propaga en la fibra. El origen físico de este efecto está relacionado a la naturaleza retardada de la respuesta no lineal. Cuando derivamos la ecuación (2.45) de la ecuación (2.8), hicimos la suposición de que la respuesta no lineal es instantánea,  $\chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \delta(t-t_1)\delta(t-t_2)\delta(t-t_3)$ . Sin embargo, para el caso de pulsos ultracortos esta aproximación ya no es válida.

El retraso en los efectos no lineales puede ser incluido en la NLSE asumiendo la siguiente forma de la susceptibilidad de tercer orden

$$\chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi^{(3)} R(t-t_1) \delta(t-t_2) \delta(t-t_3), \quad (2.69)$$

donde  $R(t-t_1)$  es la respuesta de la función no lineal normalizada  $\int_{-\infty}^{\infty} R(t) dt = 1$ . Sustituyendo

esta forma para  $\chi^{(3)}$  en la ecuación (2.11) y llevando a cabo las integrales sobre las funciones deltas, podemos escribir la polarización no lineal de la siguiente forma

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \int_{-\infty}^t R(t-t_1) |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1)|^2 dt_1, \quad (2.70)$$

donde asumimos que los vectores del campo eléctrico y la polarización inducida apuntan hacia la misma dirección. El límite superior de la integral se extiende solo hasta  $t$ , debido a que la función de respuesta  $R(t-t_1)$  debe ser cero para  $t_1 > t$  y asegurar causalidad. Usando la ecuación (2.70) podemos reescribir la ecuación (2.23) como

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = & -ik_0 \alpha + \chi^{(3)} k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{R}(\omega - \omega_1) \\ & \times \tilde{\mathbf{E}}(\omega_1, z) \tilde{\mathbf{E}}(\omega_2, z) \tilde{\mathbf{E}}(\omega_1 + \omega_2 - \omega, z) d\omega_1 d\omega_2, \end{aligned} \quad (2.71)$$

donde  $\tilde{R}(\omega)$  es la transformada de Fourier de  $R(t)$ . Como hicimos anteriormente, podemos tratar a los términos en el lado derecho de la ecuación (2.71) como una pequeña perturbación y obtener la distribución modal por el mismo método usado en la NLSE.

Usando el análisis de variación de envolvente lenta  $A(z,t)$  podemos obtener la siguiente ecuación para pulsos ultracortos dentro de la fibra [1]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z,t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z,t-t')|^2 dt' \right), \quad (2.72)$$

donde  $\gamma$  es el parámetro no lineal y  $\omega_0$  es la frecuencia central de el espectro del pulso. La derivada del tiempo que aparece en el lado derecho de la ecuación (2.72) incluye el efecto de self-steepening y la IRS.

La función de respuesta  $R(t)$  debe incluir tanto las contribuciones electrónica y vibracional del medio. Asumiendo que la contribución electrónica es prácticamente instantánea, la forma funcional de la  $R(t)$  puede ser escrita como [10,11]

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t), \quad (2.73)$$

donde  $f_R$  representa la contribución fraccional de la respuesta Raman retrazada a la polarización no lineal. La función de respuesta Raman  $h_R(t)$  es responsable de la ganancia Raman. Para pulsos mas cortos de 5 ps podemos usar la expansión en series de Taylor para  $|A(z,t-t')|^2$  tal que

$$|A(z,t-t')|^2 \approx |A(z,t')|^2 - t' \frac{\partial}{\partial t} |A(z,t')|^2. \quad (2.74)$$

Esta aproximación es valida si la envolvente del pulso evoluciona lentamente a lo largo de la fibra. Definiendo el primer momento de la función de respuesta no lineal como

$$T_R = \int_{-\infty}^{\infty} t h_R(t) dt \quad (2.75)$$

y usando  $\int_{-\infty}^{\infty} R(t) dt = 1$  junto con la ecuación (2.74), en la ecuación (2.72) obtenemos

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma \left( |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \right). \quad (2.76)$$

Usando la transformación  $t' = t - \beta_1 z$  obtenemos finalmente una versión de la NLSE que nos permite modelar la evolución de pulsos ultracortos

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = iy \left( |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t'} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t'} \right). \quad (2.77)$$

El término proporcional a  $\omega_0^{-1}$  es responsable de self-steepening y su contribución es importante para pulsos con duración de algunos femtosegundos, el término proporcional a  $T_R$  es el responsable de la IRS, el cual toma el valor de 3 fs para pulsos propagándose en la región de 1550 nm en una fibra estándar [1].

Un ejemplo de los cambios en frecuencia debido a la IRS se muestra en la Fig. 2.8, donde simulamos un pulso de 100 ps en una fibra estándar (SMF-28) con longitud de 5 km.

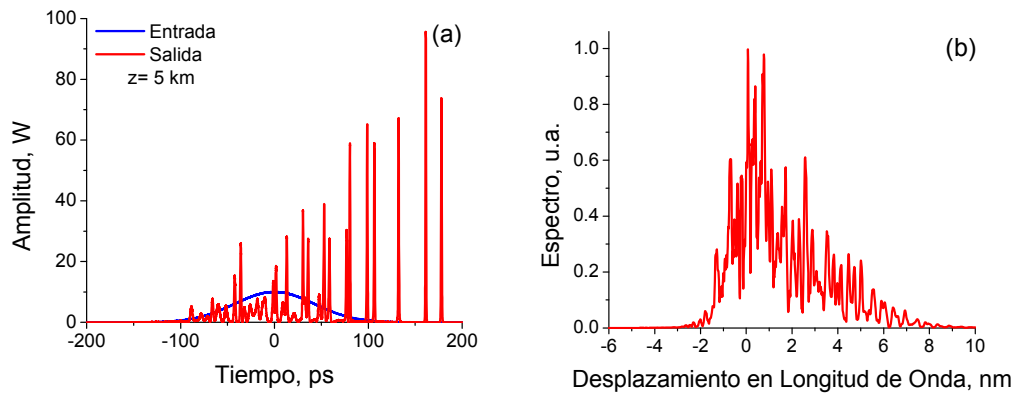


Fig. 2.8. (a) Efecto de la IRS en la formación de pulsos, (b) Ensanchamiento espectral debido al desplazamiento en frecuencia.

Como se observa en la figura el efecto de la IRS produce un desplazamiento temporal en los pulsos generados por la MI. Esto es, cuando los pulsos tienen suficiente amplitud y su espectro es suficientemente ancho, debido al efecto de la IRS existe una transferencia de energía entre los componentes de frecuencia alta a los componentes de frecuencia baja, y por lo tanto se produce un desplazamiento en frecuencia como el que se muestra en la Fig. 2.8(b). Temporalmente, debido a la dispersión anómala, los componentes con frecuencia desplazada (con longitud de onda mayor) viajan más lento que el pulso inicial, y como se observa en la Fig.2.8(a) experimentan un retraso temporal con respecto al pulso inicial.

Es importante notar en la ecuación (2.77) que el término proporcional a  $\omega_0^{-1}$ , responsable del efecto de self-steepening, solo tiene un papel importante en la evolución de pulsos de algunos femtosegundos. Por ejemplo, para un pulso de 30 fs propagándose con una longitud de onda de 1550 nm, su frecuencia central  $\omega_0$  produce un coeficiente  $\omega_0^{-1}=0.8$

fs. Por lo tanto para simular la evolución de pulsos de picosegundos no incluiremos el término de self-steepening.

## 2.7. Compresión de pulsos

Un efecto importante en la evolución de pulsos es la compresión óptica de pulsos. Este fenómeno se produce por una interacción simultánea de los efectos no lineales y dispersivos dentro de la fibra. El mecanismo físico de este fenómeno se puede comprender analizando la evolución de un pulso con chirp en un medio con dispersión [1]. Si el chirp inicial tiene sentido opuesto al impuesto por la GVD ambos tienden a cancelarse, resultando en un pulso que es más angosto que el pulso de entrada.

Para ver como la cancelación de chirp puede producir la formación de pulsos más cortos, consideramos la propagación de un pulso gaussiano con chirp dentro de la fibra. En la ausencia de efectos no lineales analizamos la siguiente ecuación lineal

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}, \quad (2.78)$$

con un campo de entrada definido de la siguiente forma

$$A(0, T) = \exp\left[-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2}\right], \quad (2.79)$$

donde  $C$  representa el parámetro del chirp y  $T_0$  es el ancho del pulso.

Resolviendo (2.78) con el método de transformada de Fourier obtenemos la siguiente solución

$$A(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega, \quad (2.80)$$

donde  $\tilde{A}(0, \omega)$  es la transformada de Fourier del pulso de entrada. Usando  $A(0, T)$  de la ecuación (2.79) obtenemos

$$A(z, T) = [1 - i\xi(1 - iC)]^{1/2} \exp\left\{-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2[1 - i\xi(1+iC)]}\right\}, \quad (2.81)$$

donde la distancia de propagación es normalizada a la longitud de dispersión  $\xi = z/L_D$ .

La ecuación (2.81) la podemos expresar en función de los parámetros del nuevo pulso  $T_1$  y  $C_1$  que cambian con  $\xi$  de la siguiente forma

$$T_1 = T_0 \left[ (1 + sC\xi)^2 + \xi^2 \right]^{1/2}, \quad C_1(z) = C + s(1 + C^2)\xi, \quad (2.82)$$

donde  $s = \text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$  dependiendo de la naturaleza de la GVD. Note que eventualmente un pulso sin chirp ( $C=0$ ) llega a tener un chirp dentro de la fibra. Esto desde el punto de vista de compresión es muy importante puesto que una fibra con la longitud adecuada puede reducir el chirp del pulso incidente si  $\beta_2$  y  $C$  tienen diferente signo. La ecuación (2.82) muestra que el pulso es reducido inicialmente bajo esta condición, de manera que estas ecuaciones pueden ser útiles para encontrar el factor de compresión  $F_C$  en la siguiente forma

$$F_C(\xi) = T_0 / T_1 = \left[ (1 + sC\xi)^2 + \xi^2 \right]^{-1/2}. \quad (2.83)$$

Como hemos visto de estas ecuaciones, un pulso será comprimido ( $F_C > 1$ ) solo si  $sC < 0$ , por ejemplo  $\beta_2 C < 0$ . Esta condición solo establece que la cancelación del chirp ocurre solo si el chirp inicial y el chirp inducido por la GVD son opuestos. Pulsos con chirp positivo ( $C > 0$ ) requerirán de GVD anómala para compresión y viceversa.

La ecuación (2.83) también muestra que el pulso más corto es obtenido a una distancia específica determinada por  $\xi = |C|/(1 + C^2)$ . El máximo factor de compresión a esta distancia está fijado por el chirp de entrada y es  $F_C = (1 + C^2)$ . En el dominio del tiempo, el proceso de compresión se puede visualizar como sigue. Los diferentes componentes de frecuencia del pulso viajan a diferentes velocidades en la presencia de GVD. Si la parte inicial del pulso es retrazada para llegar aproximadamente igual que la parte final, el pulso de salida es comprimido.

A los compresores de pulsos basados en fibras ópticas los podemos clasificar en dos categorías. Compresores de fibra-rejilla y compresores por efecto solitón [24]. En el compresor de fibra-rejilla, el pulso de entrada se propaga en la región de dispersión normal de la fibra y entonces es comprimido externamente usando un par de rejillas. El rol que desempeña la fibra en este esquema es el de introducir un chirp positivo en el pulso a través de la combinación de SPM y GVD. El par de rejillas provee GVD anómala requerida para compresión de pulsos con chirp positivo. En contraste, el compresor basado en el efecto solitón consiste de solo una fibra óptica cuya longitud es seleccionada para obtener



la compresión más elevada. El pulso de entrada se propaga en la región de dispersión anómala y es comprimido a través de la interacción entre SPM y GVD anómala. La compresión ocurre debido a un estrechamiento inicial de la fase, la cual experimentan los solitones de alto orden antes de ser restaurados en un periodo del solitón [1]. El factor de compresión depende de la potencia pico del pulso incidente, la cual determina el orden del solitón. Los dos tipos de compresores son complementarios y generalmente operan en diferentes regiones del espectro óptico. En esta sección solo analizaremos la compresión debido al efecto solitón. Como veremos más adelante este efecto es el responsable de la ruptura temporal de los pulsos cortos y de la subsecuente formación de solitones.

### 2.7.1. Compresión por efecto solitón

En una fibra estándar los pulsos con longitud de onda mayor a 1.3  $\mu\text{m}$  experimentan GVD anómala durante su propagación en la fibra, de manera que solo una sección de la fibra puede actuar como compresor por si misma sin requerir elementos externos. El mecanismo de compresión esta relacionado con la evolución periódica de solitones de alto orden [1]. Los solitones de alto orden siguen un patrón periódico en su evolución tal que experimentan un estrechamiento en su fase inicial al comienzo de cada periodo,  $z_0 = \pi L_D / 2$ . Debido a esta propiedad, con una apropiada elección de la fibra, los pulsos de entrada se pueden comprimir por un factor que depende del orden del solitón  $N$ . Tales compresores son referidos como compresores por efecto solitón para enfatizar el rol de los solitones en el proceso. Sin embargo, pulsos con valores para  $N > 1$  son necesarios observar compresión. La evolución de un solitón de orden  $N$  esta gobernado por la NLSE. Para nuestro análisis podemos despreciar el efecto de las pérdidas ( $\alpha = 0$ ) puesto que las longitudes en la fibra son relativamente pequeñas, de modo que  $\alpha L \ll 1$ . En el caso de GVD anómala ( $\beta_2 < 0$ ) y utilizando los factores de normalización, ecuación (2.55), obtenemos la siguiente ecuación normalizada de la NLSE

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 |U|^2 U = 0. \quad (2.84)$$

donde el parámetro  $N$  esta definido por la razón  $N = \sqrt{L_D / L_{NL}}$ .

Aunque es conocido que los solitones siguen un patrón periódico para valores enteros de  $N$ , la ecuación (2.84) puede ser utilizada para describir la evolución de pulsos para

valores arbitrarios de  $N$ . La longitud óptima de la fibra  $z_{opt}$  corresponde a la situación donde el ancho del pulso comprimido es mínimo. El factor de compresión lo podemos definir como la razón entre el ancho del pulso comprimido ( $T_{FWHM}$ ) y el  $T_{FWHM}$  del pulso incidente. Una característica importante de esta técnica de compresión es que la calidad del pulso comprimido es pobre puesto que se encuentra contenido sobre un enorme pedestal. Esta desventaja es inherente en los esquemas de compresión por efecto solitón. El origen físico del pedestal puede entenderse como sigue. Durante la etapa inicial de compresión la evolución de los solitones de alto orden es dominada por SPM. Puesto que SPM induce un chirp lineal solo sobre la parte central del pulso, esta es comprimida por la GVD anómala y la energía de los extremos del pulso permanece sin compresión y aparecen como un enorme pedestal.

Los resultados numéricos con valores de  $N$  hasta 50 muestran que el factor de compresión  $F_C$  y la longitud óptima para un compresor de solitón  $Z_{opt}$  son aproximadas mediante la siguiente relación empírica [24]

$$F_C \approx 4.1N, \quad \frac{z_{opt}}{z_0} \approx \frac{0.32}{N} + \frac{1.1}{N^2}. \quad (2.85)$$

Estas ecuaciones son aproximadas para valores de  $N > 1$  y pueden servir como una referencia para el diseño del compresor. Un ejemplo de esta compresión se muestra en la Fig. 2.9 para un pulso gaussiano de 10 ps con potencia pico de 10 W. El parámetro  $N$  para este pulso es estimado en 5, y utilizando las relaciones de la ecuación (2.85) obtenemos una longitud óptima de 262 m.

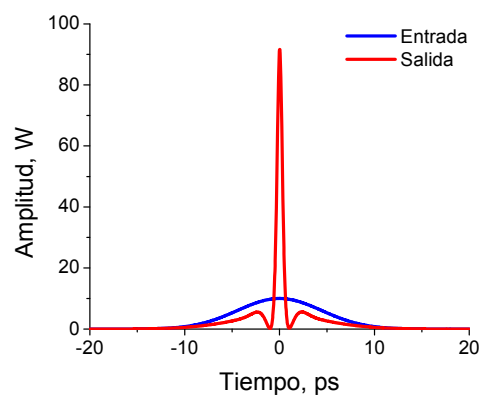


Fig. 2.9. Compresión de un pulso debido al efecto solitón. El pulso de entrada (línea azul) tiene potencia pico de 10 W y  $T_{FWHM}$  igual a 10 ps. El número de solitón  $N$  es estimado en 5 y la distancia de propagación es de 262 m.

El pulso comprimido tiene duración temporal de  $T_{FWHM}$  0.64 ps, y el factor de compresión  $F_C$  es medido en 16. Como podemos notar este valor es cercano al valor estimado de  $F_C=20.5$  a partir de la ecuación (2.85). En el capítulo 3 veremos que el efecto de compresión es el efecto principal en la ruptura temporal de pulsos cortos. Sin embargo, puesto que la MI y la compresión del pulso actúan de manera simultáneamente es complicado decir hasta que duración temporal la compresión del pulso es más fuerte que la MI.

## 2.8. El método split-step de Fourier (SSFM)

Debido a su rapidez y buenos resultados el SSFM es el método más comúnmente utilizado para el análisis numérico de la NLSE, el cual aprovecha los algoritmos de las transformadas finitas de Fourier [1].

De acuerdo a la metodología del SSFM, el primer paso involucra la separación de la ecuación en una parte diferencial  $\hat{D}$  a ser resuelta en el dominio de Fourier y otra parte no lineal  $\hat{N}$  a ser resuelta en el dominio del tiempo. En forma de operadores esto puede ser escrito de la siguiente manera

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A, \quad (2.86)$$

con solución

$$A(z, T) = \exp[z(\hat{D} + \hat{N})]A(0, T), \quad (2.87)$$

donde  $A$  representa la envolvente del pulso,  $T$  es parámetro temporal,  $z$  representa la distancia física y los operadores  $\hat{D}$  y  $\hat{N}$  están expresados por la siguiente relación

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \beta_2 \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2}, \quad \hat{N} = i\gamma|A|^2. \quad (2.88)$$

Aunque los efectos dispersivos y no lineales actúan simultáneamente en la evolución del pulso, en el SSFM asumimos que estos actúan de forma separada en intervalos pequeños de distancia  $dz$ . El método es implementado aplicando solo los efectos dispersivos en la primera mitad del paso ( $dz/2$ ), posteriormente se aplica la no linealidad para todo el paso ( $dz$ ), y finalmente se aplica nuevamente el efecto dispersivo en la segunda mitad del paso como se muestra en la Fig. 2.10.

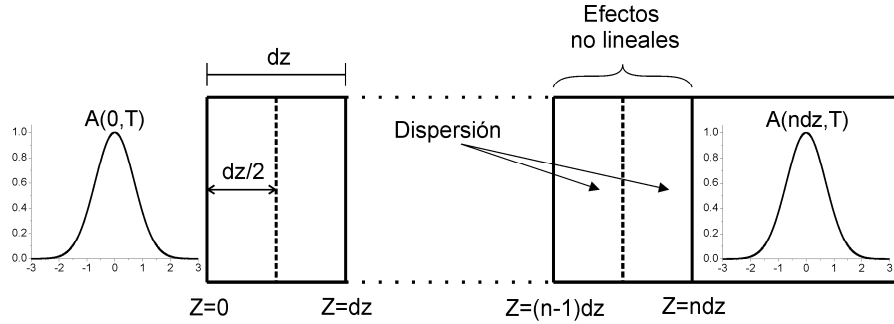


Fig. 2.10. Iteración de la evolución de un pulso para el paso  $dz$  en el SSFM.

Nótese que el operador de dispersión  $\hat{D}$  consiste de un operador diferencial el cual es fácilmente resuelto en el dominio de la frecuencia  $\hat{D}(\omega)$

$$\hat{D}(j\omega) = \mathcal{F}\{\hat{D}\} = -\frac{\alpha}{2} - \beta_2 \frac{i}{2} (j\omega)^2, \quad (2.89)$$

donde  $\mathcal{F}$  representa la transformada de Fourier.

Esta transformación convierte a las derivadas en el dominio del tiempo a una multiplicación en el dominio de la frecuencia, lo que facilita la solución de  $\hat{D}$ . La metodología numérica para obtener la solución de la ecuación (2.86) se muestra a continuación

- 1.- Determinar la dispersión para la primera mitad del paso ( $dz/2$ )

$$U = \exp\left[\left(\frac{dz}{2}\right)\hat{D}(j\omega)\right] \mathcal{F}\{A(0, T)\}. \quad (2.90)$$

- 2.- Determinar la no linealidad del paso  $dz$

$$U = \exp\left[(dz)\hat{N}\right] \mathcal{F}^{-1}\{U\}. \quad (2.91)$$

- 3.- Determinar la dispersión para la segunda mitad del paso

$$U = \exp\left[\left(\frac{dz}{2}\right)\hat{D}(j\omega)\right] \mathcal{F}\{U\}. \quad (2.92)$$

- 4.- Finalmente se obtiene la solución al final del paso  $dz$

$$A(dz, T) = \mathcal{F}^{-1}\{U\}. \quad (2.93)$$

donde  $A(dz, T)$  es la solución al final del paso  $dz$  y  $\mathcal{F}^{-1}$  representa la transformada inversa de Fourier. Note también que esta operación es cíclica para longitudes de fibra mayor, tal que  $A(z, T) = A(ndz, T)$ , donde  $n$  representa el número de iteraciones a realizar.

Otra característica importante de  $A(z, T)$  es que contiene la información de la intensidad y la fase, por lo que un parámetro importante en el análisis de la evolución del pulso es el paso  $dz$ . Para determinar la longitud del paso  $dz$  podemos tomar como base las longitudes de dispersión  $L_D$  y no lineal  $L_{NL}$ . Para el caso en que  $L_D > L_{NL}$  los efectos no lineales son más fuertes puesto que actúan en longitudes más pequeñas, por lo que se recomienda ajustar  $dz$  en relación a la  $L_{NL}$ , por ejemplo  $dz = L_{NL}/100$ . Esto equivale a analizar cambios de fase no lineal de  $10 \times 10^{-3}$  radianes por cada paso  $dz$ . Para el caso opuesto  $L_D < L_{NL}$  podemos realizar el procedimiento anterior pero ahora en relación a  $L_D$ . Recuerde que la longitud de  $dz$  es un parámetro importante, ya que pasos muy cortos requieren tiempos de computo largos, y pasos muy grandes resultan en simulaciones erróneas. En la siguiente sección se presenta el código del programa utilizado para simular la evolución de los pulsos en Matlab.

## 2.9. Programa para simular la evolución de un pulso en Matlab

El programa que presentamos a continuación simula la evolución del un pulso en una fibra óptica empleando el método SSFM. El código para Matlab es el siguiente:

```
clear all; clc; clf;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Parámetros de entrada%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

P0=1                % Potencia de Entrada, W
Tfwhm=1             % FWHM, ps
T0=Tfwhm*0.8495;    % Parámetro T0 para el perfil exp(-x^2)
%T0=Tfwhm*0.5672;   % Parámetro T0 para el perfil sech(x)
z=100;              % Distancia física, m
tauR=3e-3/T0;      % Respuesta Raman normalizada
n=2^16;             % Número de muestras

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Parámetros del pulso%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

LL=0.001;           % Factor de conversión a km
Ld=T0^2*pi*0.6/(20*1.55*1.55); % Longitud de dispersión, km
Lnl=(80e-12*1.55e-6)/(6.28*3.2e-20*P0)*LL; % Longitud no lineal, km
alphaDB=0.2;        % Pérdidas, (dB/km)
alpha=alphaDB/(4.3429); % Pérdidas, (1/km)
N=sqrt(Ld/Lnl)      % Número de solitón
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Número de pasos%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

if Ld < Ln1          % Compara longitudes para definir paso
    dz=(Ld*1000)/150; % Tamaño del paso dz
else
    dz=(Ln1*1000)/150; % Tamaño del paso dz
end
NZ=round(z/dz)      % Número total de pasos

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Ventana temporal y espectral%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

x1=-10;              % Ventana de tiempo (mínimo)
x2=10;              % Ventana de tiempo (máximo)
x=[x1:(x2-x1)/n:x2]; % Periodo de las muestras
fc=pi*(n+1)/(x2-x1); % Frecuencia de Nyquist
f=[-fc:2*fc/n:fc];
f=[f(n/2+1:n+1) f(1:n/2)]; % Ventana espectral

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Ruido de entrada%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

noise_per_nanometer=(1e-9); % Nivel de Ruido, (W/nm)
lamda_max=fc/T0*10*1.55^2/6/pi;
av_noise=(2*lamda_max)*noise_per_nanometer; % Ruido total, (W)
%randn('state',sum(100*clock)); % Ruido aleatorio
randn('state',0); % Ruido no aleatorio
aa=randn(n+1,2);
noise=(aa(:,1)+i*aa(:,2))';
npower=mean((abs(noise)).^2);
noise=noise/sqrt(npower); % Ruido normalizado

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Pulso de entrada%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Up(1,:)=exp(-x.^2);%+0*sqrt(av_noise)*noise; %Pulso exp(-x^2)
Up(1,:)=sech(x)+0*(sqrt(av_noise)*noise); % Pulso sech(x)
IUp=Up; % Pulso de entrada
VUp=fft(IUp,n+1); % Transformada de Fourier del pulso de entrada

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Algoritmo Split-step%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

dzh=dz/2; % Mitad del paso h
Up=fft(Up); % Transformamos a frecuencia Up
Tp=exp(-(i*LL/Ld/2*f.^2*dzh)-(LL*alpha*dzh/2)); % Operador D
tic % Inicia conteo de tiempo de computo
m=0; check=1; N_soliton=0; contador_m=0;

while check==1 & m<(NZ);
    m=m+1;
    Up=Tp.*Up; % Transformada de Fourier después de dz/2
    Up=ifft(Up); % Pulso después de dz/2
    Up1=abs(Up).^2;
    Up2=fft(Up1);
    Np=Up1; % SFM
    Rp=-tauR*ifft(i*f.*Up2); % IRS
    Up=exp(((i*LL/Ln1)*(Np+Rp)).*dz).*Up; % Operador N en dz
    Up=fft(Up);
    Up=Tp.*Up; % Transformada de Fourier al final de dz
    if rem(m,200)==0

```

```

        distance=m*dz/1000% Distancia, Km
        end
end          % Final de ciclo split step
toc         % Tiempo de computo final

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Parámetros de Salida%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Final_distance=m*dz/1000      % Distancia Total, Km
UUp=(Up);                    % Transformada de Fourier al final de z
Up=ifft(Up);                 % Pulso al final de z

PP(:,1)=(x*T0);              % Escala de ventana de tiempo, ps
PP(:,2)=(IUp.*conj(IUp));    % Intensidad del pulso de entrada
PP(:,3)=(Up.*conj(Up));      % Intensidad del pulso de salida
SS(:,1)=(f/T0*10*1.55^2/6/pi); % Escala ventana espectral, nm
SS(:,2)=(abs(VUp).^2)/(n+1); % Espectro del pulso de entrada
SS(:,3)=(abs(UUp).^2)/(n+1); % Espectro del pulso de salida

inputenergy=sum(IUp.*conj(IUp)) % Energía del pulso de entrada
outputenergy=sum(Up.*conj(Up))  % Energía del pulso de salida

figure(1)                    % Pulso de salida y entrada
plot(PP(:,1),P0*PP(:,3),'r',PP(:,1),P0*PP(:,2),'b'),xlabel('tiempo,
ps'),ylabel('potencia, W'),grid,title('Output pulse (red), Input pulse
(blue)');

figure(2)                    % Espectro del pulso de entrada
plot(SS(:,1),SS(:,2),'b'),grid,title('Spectrum at the input');

figure(3)                    % Espectro del pulso de salida
plot(SS(:,1),SS(:,3),'r'),grid,title('Spectrum at the output');

```

## 2.10. Referencias

- 
1. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3a ed. (Academic, San Diego, CA, 2001).
  2. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2a ed. (Academic, San Diego, CA, 2003).
  3. R. H. Stolen, C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers,” *Phys. Rev. A* **17**, 1448-1453 (1978).
  4. A. Hasegawa, F. Tappert, “Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersión,” *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142 (1973).
  5. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, “Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers,” *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095-1098 (1980).
  6. M. N. Islam, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, H. T. Shang, “Cross-phase modulation in optical fibers,” *Opt. Lett.* **12**, 625-627 (1987).

- 
7. R. H. Stolen, "Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides," IEEE J. Quantum Electron. **QE-11**, 100-103 (1975).
  8. R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, "Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers," IEEE J. Quantum Electron. **QE-18**, 1062-1072 (1982).
  9. R. H. Stolen, E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett. **22**, 276 (1973).
  10. R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1159-1166 (1989).
  11. K. J. Blow, D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers," IEEE J. Quantum Electron. **25**, 2665-2673 (1989).
  12. C. Headley, G. P. Agrawal, *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*, 1a ed. (Academic Press, San Diego, CA, 2005).
  13. F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift," Opt. Lett. **11**, 659-661 (1987).
  14. J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," Opt. Lett. **11**, 662-664 (1986).
  15. E. P. Ippen, R. H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," Appl. Phys. Lett. **21**, 539 (1972).
  16. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russel, D. M. Atkin, "All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding," Opt. Lett. **21**, 1547-1549 (1996).
  17. B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, A. Hale, "Microstructured optical fiber devices," Opt. Express **9**, 698-713 (2001).
  18. P. St. J. Russell, "Photonic-crystal fibers," J. Lightwave Technol. **24**, 4729-4749 (2006).
  19. G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, 3a ed. (John Wiley & sons, New York, NY, 2002).
  20. R. H. Stolen, C. Lin. "Self-phase modulation in silica optical fibers," Phys. Rev. A **17**, 1448-1453 (1978).
  21. M. J. Ablowitz, H. Segur, *Solitons and the inverse scattering transform*, 1a ed. (Studies in applied mathematics, Philadelphia, PA, 1981).



- 
22. L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, *Solitons in Optical Fibers Fundamentals and Applications*, 1a ed. (Academic press, San Diego, CA, 2006).
  23. M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, D. S. Chemla, "Femtosecond distributed soliton spectrum in fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1149-1158 (1989).
  24. G. P. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics*, 2a ed. (Academic, San Diego, CA, 2008).

# Capítulo 3

## Formación de solitones en fibras ópticas

Este capítulo presenta un análisis del proceso inicial de la formación de solitones en una fibra óptica. Reportamos los resultados obtenidos considerando pulsos con duraciones entre 10 y 100 ps. Los resultados muestran que la formación de solitones se origina por la ruptura temporal del pulso debido a los efectos de la inestabilidad de modulación (MI, modulation instability) y la compresión del pulso, dichos efectos tienen un comportamiento dominante que depende fuertemente de la duración temporal del pulso. Los resultados obtenidos revelan que para pulsos cortos el efecto dominante es compresión, mientras que para pulsos largos u onda continua el efecto que origina la formación de solitones es la MI. Estos resultados forman la base teórica para determinar la duración de los pulsos a utilizar en nuestro sistema experimental.

### 3.1. Introducción

Comprender el proceso de formación de solitones es trabajo muy útil que puede ser utilizado para comprender las etapas iniciales de la formación de solitones y la generación de supercontinuo (SC, supercontinuum). En general es aceptado que la formación de espectros supercontinuos, típicamente mayores a 100 nm, está asociado a un comportamiento multi-solitónico que beneficia el ensanchamiento espectral [1,2]. En la actualidad los pulsos de bombeo empleados para generar SC abarcan desde algunos cientos de femtosegundos hasta onda continua [3,4,5,6]. Se ha demostrado que la formación de solitones podría deberse a un rompimiento temporal (pulse breakup) conforme el pulso se propaga en la fibra [7,8,9,10]. Para el caso de pulsos relativamente largos el efecto de MI produce un crecimiento exponencial de las perturbaciones en amplitud causando la ruptura temporal del pulso y la formación de una serie de pulsos ultracortos. Estos pulsos bajo la influencia de la dispersión Raman de intrapulso (IRS, intrapulse Raman scattering) experimentan un desplazamiento hacia longitudes de onda mayores formando solitones

fundamentales [11,12]. Por otra parte, para el caso de pulsos cortos o ultracortos (pulsos con duración menor a algunos picosegundos), se ha demostrado que después de una etapa inicial de compresión el pulso sufre una ruptura temporal que conlleva a la formación de pulsos más cortos, los cuales tienen propiedades similares a las de un solitón fundamental [9,10]. Estos pulsos a su vez también son desplazados en frecuencia debido a la IRS formando solitones fundamentales. Sin embargo, a pesar del abundante trabajo científico en el tema, es difícil decir con exactitud cuales son los mecanismos que originan la formación de solitones para pulsos con diferente duración.

En este capítulo analizamos de forma numérica el proceso inicial de la formación de solitones para pulsos con duración temporal ( $T_{FWHM}$ ) entre 100 y 10 ps. Los resultados revelan que para pulsos con duración menor a  $\sim 20$  ps la compresión es el efecto dominante en la formación de solitones, pero además los resultados muestran que este proceso no se ve afectado por el ruido aleatorio del sistema. Esta característica los hace muy atractivos para obtener una buena concordancia entre simulación y experimento. Los resultados obtenidos en este capítulo nos aportan una mejor comprensión en cuanto al proceso de la formación de solitones. Esta información será de gran utilidad en capítulos posteriores para el desarrollo de la fuente de bombeo en nuestro sistema experimental.

### 3.2. Análisis numérico y discusión

Para modelar la evolución del pulso utilizamos la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE). Sin embargo, debido a la formación de pulsos cortos y ultracortos en la fibra, es necesario introducir el término de Raman en la NLSE, así la NLSE modificada toma la siguiente forma [13]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2}A = j\gamma \left[ |A|^2 A - T_R A \frac{\partial^2 |A|^2}{\partial T^2} \right], \quad (3.1)$$

donde  $T_R$  es el tiempo de respuesta Raman igual a 3 fs [14],  $A$  representa la envolvente del campo eléctrico,  $z$  es la distancia física,  $\beta_2$  es el parámetro  $GVD$  igual a  $-25.5$  ps<sup>2</sup>/km que corresponde a una dispersión  $D$  igual a 20 ps/(km-nm) para una longitud de onda de 1550 nm,  $T$  representa al tiempo físico en un marco retardado,  $\gamma$  es el coeficiente no lineal igual a 1.621 W/km. Este parámetro es obtenido del área efectiva de  $81 \mu\text{m}^2$  y el coeficiente no lineal  $n_2=3.2 \times 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W para una fibra monomodo estándar [14]. En esta ecuación el

término de self-steepening es excluido debido a que su efecto es despreciable para los pulsos usados en la simulación.

El pulso de entrada tiene un perfil gaussiano el cual esta expresado por la siguiente ecuación

$$A(0,T) = \sqrt{P_0} \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right], \quad (3.2)$$

donde  $P_0$  es la potencia pico, y  $T_0$  es la mitad del ancho del pulso (en intensidad) en el punto  $e^{-2}$ . La duración total del pulso a la mitad del máximo ( $T_{FWHM}$ ) esta relacionada con en el parámetro  $T_0$  como se muestra a continuación

$$T_{FWHM} \approx 1.1774T_0. \quad (3.3)$$

La integración numérica de la NLSE modificada la hacemos tomando en cuenta una adición de ruido blanco en la envolvente del pulso. Esto nos permite simular una situación más realista con respecto al experimento. Como trataremos con pulsos relativamente largos, las muestras del campo eléctrico requieren una gran cantidad de puntos de muestreo, típicamente mayor a  $2^{19}$  puntos, lo que origina tiempos de computo extremadamente largos que hacen el análisis prácticamente imposible para pulsos largos (nanosegundos). Para ahorrar tiempo y facilitar nuestros cálculos restringimos la duración del pulso ( $T_{FWHM}$ ) hasta 0.2 ns, tiempo que representa el límite para nuestra computadora personal.

La ecuación (3.1) es resuelta utilizando el método split-step de Fourier (SSFM) tomando como condición inicial la ecuación (3.2). Inicialmente investigamos la evolución de un pulso largo en una fibra monomodo estándar. Una característica importante para considerar a un pulso como largo es que este no sufra cambios significativos en su forma debido a dispersión. Por ejemplo, un pulso con  $T_{FWHM}$  de 100 ps tendrá una longitud de dispersión ( $L_D$ ) aproximada de 283 km, de manera que si se propaga algunos kilómetros (sin considerar contribuciones por efectos no lineales) este no sufrirá cambios por la dispersión, y tendrá una evolución similar a la de una onda continua. De ahí el nombre de onda cuasi-continua o pulso largo. Como caso particular simulamos la evolución de un pulso gaussiano de 100 ps con una potencia pico de 10 W. El número de solitón  $N$  para este pulso es estimado en 67. La Fig. 3.1 muestra cuatro fases características de la evolución del pulso considerando una longitud de hasta 4 km en una fibra estándar. En las gráficas de la Fig. 3.1 el pulso de entrada a la fibra está representado de color azul, y el pulso de salida

por el color rojo. A lo largo de la tesis esta representación será utilizada para diferenciar en las gráficas a los pulsos de entrada y salida en la fibra.

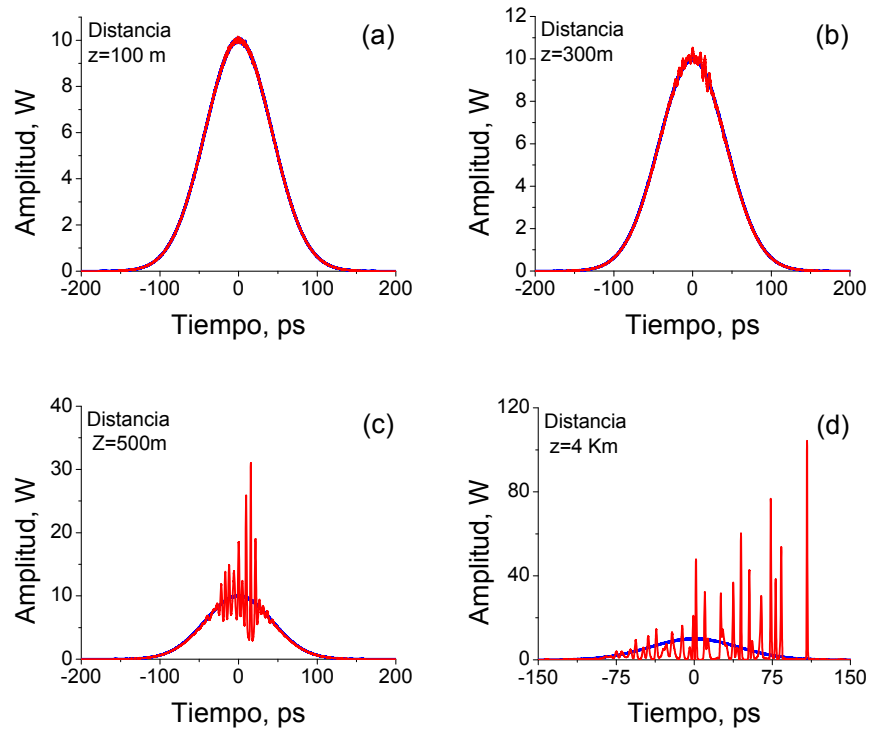


Fig. 3.1. Evolución no lineal de un pulso gaussiano de 100 ps. Las gráficas muestran cuatro etapas características en la evolución del pulso para una distancia de (a) 100 m, (b) 300 m, (c) 500 m y (d) 4 km en una fibra estándar.

Inicialmente, Fig. 3.1(a), debido a la corta longitud en la fibra no existe ninguna contribución importante en el pulso. Sin embargo, conforme este se propaga aparecen unas oscilaciones en la parte superior del pulso (Fig. 3.1(b)) como resultado de la amplificación del ruido inducido, el cual es generado debido al efecto de la MI. Como se aprecia en la Fig. 3.1(c) la MI es el efecto detonante para la ruptura temporal del pulso, ocasionando un crecimiento exponencial de las perturbaciones antes mencionadas y generando una serie de pulsos más cortos, los cuales permanecen dentro de la envolvente del pulso de bombeo. Finalmente para distancias de fibra mayor, estas perturbaciones alcanzan más amplitud y debido a la presencia de la IRS estas se ven afectadas por un desplazamiento espectral hacia longitudes de onda mayor. Debido a la dispersión anómala los pulsos desplazados en frecuencia experimentan un retraso temporal separándose completamente del pulso como se observa en la Fig. 3.1(d). Una característica importante de los pulsos desplazados es que

sus características corresponden a las de un solitón fundamental. En la Fig. 3.2 se muestra una comparación entre el pulso de mayor intensidad mostrado en la Fig. 3.1(d) y el solitón correspondiente a los parámetros del pulso.

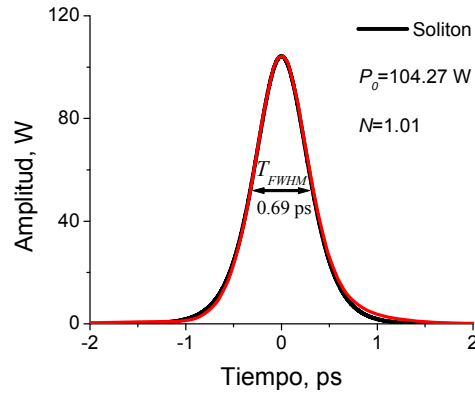


Fig. 3.2. Comparación entre el pulso de mayor intensidad mostrado en la Fig. 3.1(d) (color rojo) y el solitón fundamental que corresponde a los parámetros de pulso.

Como se aprecia en la Fig. 3.2 el pulso tiene un perfil  $sech^2(x)$  y sus parámetros corresponden a los de un solitón fundamental. Sin embargo, un problema que existe con los pulsos largos es que la formación de solitones se inicia por la amplificación de las perturbaciones del ruido, de manera que se espera que el proceso de formación de solitones sea un proceso aleatorio. En la Fig. 3.3. se muestra nuevamente la formación de solitones para un pulso gaussiano de 100 ps. En estas simulaciones consideramos las mismas condiciones para la evolución del pulso, excepto que el ruido introducido en la envolvente es aleatorio.

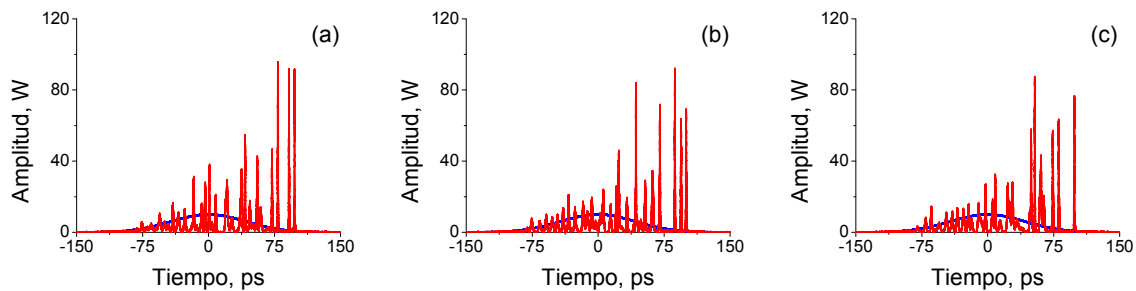


Fig. 3.3. Formación de solitones para un pulso gaussiano de 100 ps considerando un ruido aleatorio en la envolvente del pulso.

Como podemos observar la formación de solitones depende fuertemente de la variación del ruido en el sistema, ocasionando una distribución de solitones diferente bajo la

presencia de un ruido aleatorio. Esto dificulta enormemente una comparación entre simulación y experimento. En la práctica puesto que aún no es posible resolver efectos ultrarrápidos con un detector convencional, una evidencia de la formación de solitones la podemos obtener mediante la medición de los espectros a la salida de la fibra. Como ejemplo experimental de este proceso, en la Fig. 3.4 se muestran los espectros generados por la evolución de un pulso de 3 nanosegundos con 10 W de potencia pico para diferentes longitudes de fibra.

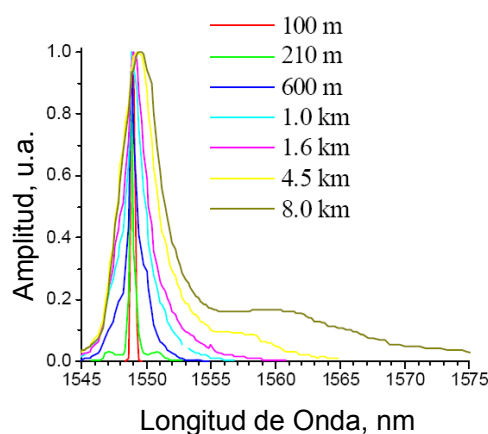


Fig. 3.4. Espectros experimentales producidos por la evolución no lineal de un pulso de 3ns a través de una fibra estándar [15].

Inicialmente el espectro es estrecho y bien definido, lo que nos indica que no se han generado componentes de frecuencia. Conforme se incrementa la longitud en la fibra (210m) se observa la aparición de dos lóbulos laterales, evidenciando la aparición de la MI. Para mayores longitudes de fibra se observa claramente un de ensanchamiento espectral, el cual podemos interpretar como un desplazamiento en frecuencia de los solitones generados debido a la IRS, lo que contribuye a la formación de espectros anchos. Como se observa en la Fig. 3.4, los espectros experimentales describen razonablemente bien el comportamiento temporal de un pulso largo como el mostrado en la Fig. 3.1. Sin embargo, es importante mencionar que a partir de las mediciones espectrales es imposible conocer los parámetros específicos de un solitón determinado.

En el caso de pulsos cortos, los resultados numéricos revelan que el proceso de formación de solitones es más eficiente. Como ejemplo analizamos la evolución de un pulso gaussiano con 10 ps de duración y potencia pico igual a 10 W. A diferencia del pulso de 100 ps la  $L_D$  para este pulso es de 2.83 km, por lo que los efectos dispersivos y no

lineales juegan un papel importante en su evolución. El número de solitón  $N$  para este pulso es estimado en 7. La Fig. 3.5 muestra la evolución del pulso a través de una fibra estándar con una longitud máxima de 2 km.

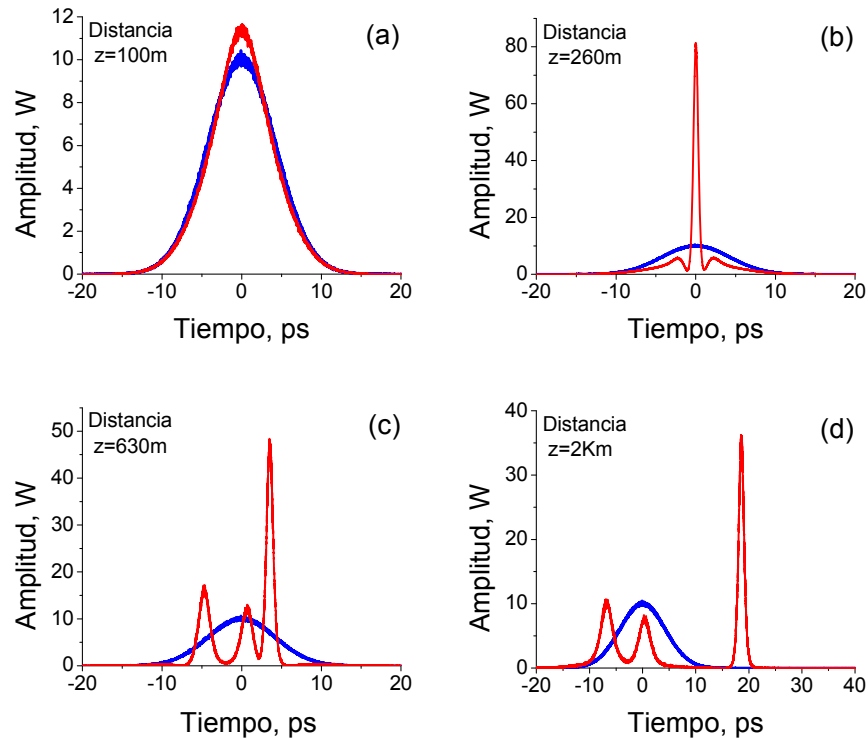


Fig. 3.5. Evolución no lineal de un pulso de 10 ps con potencia pico igual a 10 W. Las gráficas muestran cuatro etapas características de la evolución del pulso para una longitud de (a) 100 m, (b) 260 m, (c) 630 m y (d) 2 km en una fibra estándar.

Como observamos de la Fig. 3.5(a) para pequeñas distancias de propagación el pulso experimenta una ligera compresión debido a los efectos no lineales ( $L_{NL} \approx 62\text{m}$ ). Para distancias de propagación mayor el pulso experimenta una fuerte compresión que deriva en la formación de un pulso de gran intensidad contenido sobre un pedestal, ver Fig. 3.5(b). Este efecto fue primeramente reportado en [16] y es un mecanismo ampliamente utilizado para la generación de pulsos ultracortos [17,18,19,20]. Puesto que el pulso llega a un valor de compresión elevado, este tiende a ser inestable durante su propagación y es afectado por la IRS originando la ruptura temporal del pulso como se aprecia en la Fig. 3.5(c). En este punto es importante notar que las propiedades de los pulsos generados debido a la ruptura son muy similares a las de un solitón fundamental. Para el pulso de mayor intensidad mostrado en la Fig. 3.5(c), el pulso tiene un perfil de  $sech^2(x)$ , potencia pico de 48 W y



$T_{FWHM}$  igual a 1 ps. Estos valores son muy cercanos al solitón fundamental de 1 ps (perfil  $sech^2(x)$  y  $P_0=48.86$  W). Finalmente como se muestra en la Fig. 3.5(d), para mayores longitudes de fibra los pulsos generados tienen potencia suficiente para ser desplazados en frecuencia y formar solitones en frecuencias desplazadas. Analizando con más detalle los resultados mostrados en la Fig. 3.5, se puede observar que el factor detonante en el proceso inicial de formación de solitones es debido a una fuerte compresión del pulso, por lo que a diferencia de los pulsos largos el ruido en el sistema no es un factor detonante en la formación de solitones. Con el fin de estimar la influencia del ruido en la formación de solitones para pulsos cortos, en la Fig. 3.6 se muestra la formación de solitones para el caso mostrado en la Fig. 3.5(b) considerando diferentes niveles de ruido.

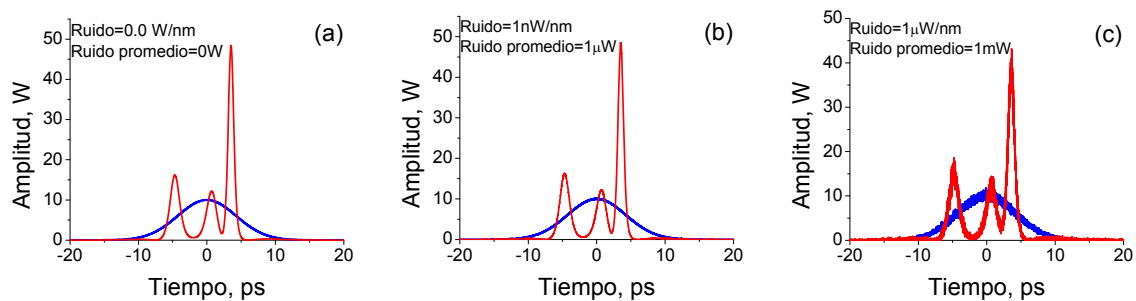


Fig. 3.6. Influencia del ruido en la formación de solitones para un pulso de 10 ps y potencia pico de 10 W. El ruido en el sistema corresponde a las siguientes razones (a) no ruido, (b) 1 nW/nm y (c) 1  $\mu$ W/nm.

Estos resultados muestran que la contribución del ruido prácticamente no influye en el proceso de formación de solitones. Esta importante propiedad hace a los pulsos cortos más atractivos para analizar la formación de solitones puesto que las fluctuaciones aleatorias del ruido no afectan la ruptura temporal del pulso. Las desventajas son que los procesos no lineales son muy sensibles a las condiciones experimentales, por lo que una comparación entre simulación y experimento todavía es complicada. Sin embargo en situaciones de laboratorio es posible obtener resultados razonablemente buenos entre simulación y experimento.

Con el propósito de delimitar una región entre los pulsos cortos y largos, analizamos como se origina la ruptura temporal para pulsos con duración temporal entre 20 y 80 ps. En la Fig. 3.7 se muestra el origen de la ruptura temporal de estos pulsos con el fin de determinar cual es el efecto dominante que origina la formación de solitones.

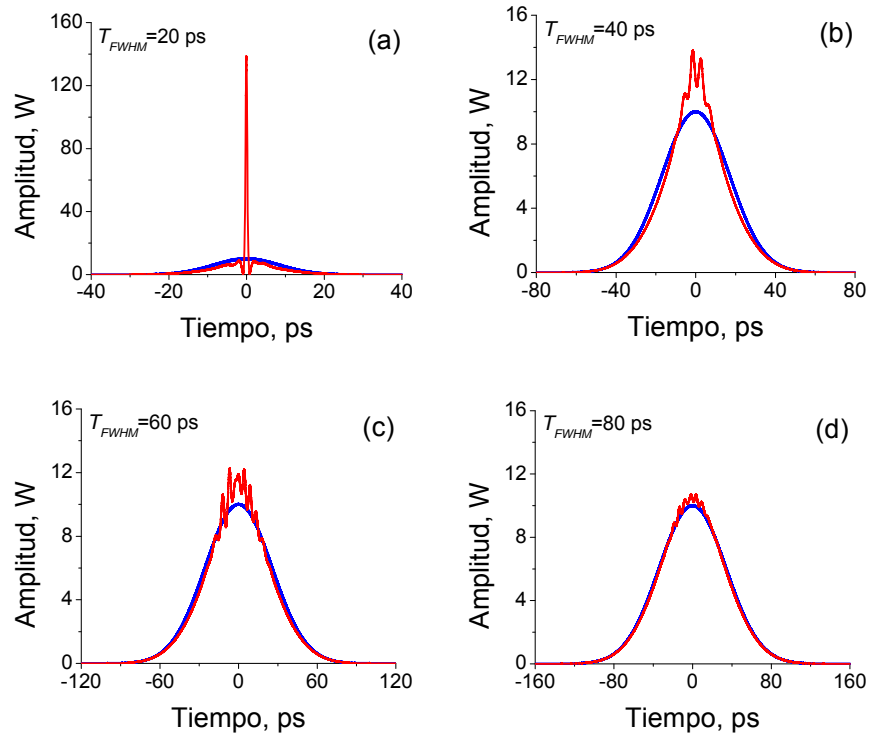


Fig. 3.7. Origen de la ruptura temporal un pulso con duraciones temporales de (a) 20 ps, (b) 40 ps, (c) 60 ps y (d) 80 ps.

Se observa que para el pulso de 20 ps (Fig. 3.7(a)) el efecto dominante previo a la ruptura es compresión, por lo que pulsos con duraciones alrededor de 20 ps todavía los podemos considerar como cortos. Sin embargo para los casos correspondientes a los pulsos de 40 y 60 ps la situación es diferente, a pesar de que se observa una ligera compresión en los pulsos, el efecto detonante es la MI puesto que se puede observar la amplificación de pequeñas oscilaciones en la envolvente del pulso. Para el caso mostrado en la Fig. 3.7(d) se observa un comportamiento parecido al pulso de 100 ps (Fig. 3.1), prácticamente no existe compresión del pulso y se observa claramente que la MI es el efecto dominante, por lo que se puede considerar como un pulso largo. De estos resultados podemos estimar que para considerar a un pulso como corto, debemos considerar una duración aproximada de 20 ps. Como evidencia experimental de esta conclusión en la Fig. 3.8 se muestran la función de autocorrelación obtenida para un pulso gaussiano de 25 ps que se propaga a través de una fibra estándar de 500 m. La potencia del pulso se varió entre 5 y 20 W con el fin de observar los efectos de compresión en el pulso.

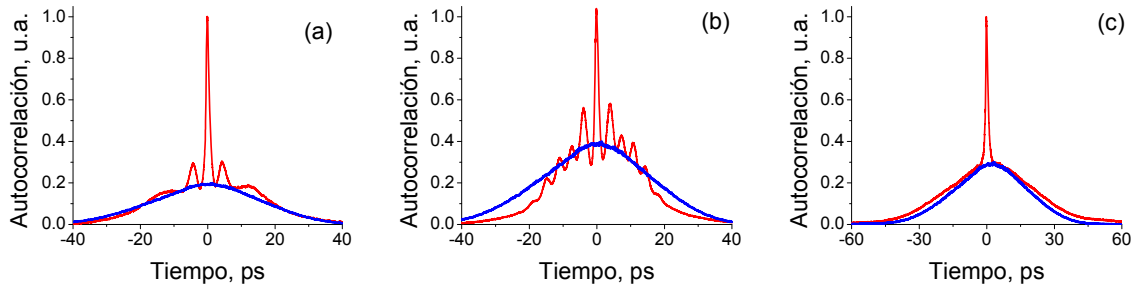


Fig. 3.8. Función de autocorrelación para un pulso de 25 ps que se propaga a través de una fibra estándar de 500 m. Las gráficas se obtuvieron para potencias de (a) 5 W, (b) 9 W y (c) 20 W.

Como se muestra en la Fig. 3.8, los resultados experimentales tienen buena concordancia con los resultados numéricos. Inicialmente el pulso sufre una compresión, Fig. 3.8(a), seguida de la ruptura temporal que resulta en un tren de solitones como se muestra en la Fig. 3.8(b). Estos solitones tienden a desplazarse en frecuencia, por lo que experimentan un retraso temporal ocasionando que la función de autocorrelación se ensanche en comparación con la autocorrelación del pulso de entrada (línea azul), ver Fig. 3.8(c). Estos resultados refuerzan nuestra conclusión de considerar a los pulsos con duración de  $\sim 20$  ps como pulso cortos.

### 3.3. Etapas iniciales en la formación de supercontinuo

En los últimos años con el desarrollo de fuentes de pulsos ultracortos, amplificadores de alta potencia, y fibras de alta no linealidad, ha resurgido un estudio de la óptica no lineal en nuevos regímenes no lineales. En particular la ruptura temporal de pulsos, la formación de solitones, y la contribución de estos en la generación de espectros supercontinuos (SC) es de especial interés en la óptica no lineal.

En un trabajo reportado por Korneev *et al.* [15] se discute un modelo de dos etapas para analizar las etapas iniciales de la generación de SC en fibras con dispersión anómala. En la primera etapa el pulso se rompe en una serie de solitones debido al efecto Kerr y la dispersión anómala. La siguiente etapa es la interacción de estos solitones debido a colisiones, los cuales bajo la presencia de la IRS son amplificados y desplazados en frecuencia formando solitones fundamentales, los cuales benefician significativamente el ensanchamiento espectral. De acuerdo a los resultados experimentales presentados en [15],

al final de la primera etapa del proceso de SC, el espectro sufre un ensanchamiento aproximadamente igual a la diferencia entre los lóbulos máximos de la MI. Mediante estadísticas de la ruptura temporal de un pulso largo derivadas en el trabajo de Zakharov y Shabat [21], en este punto la amplitud del solitón más intenso tiene una intensidad pico cuatro veces mayor a la intensidad del pulso de entrada. Por lo tanto, estos resultados demuestran que usando el apropiado nivel de potencia es posible obtener un tren de solitones en el que el solitón de mayor intensidad tenga la potencia deseada y por consiguiente la duración deseada. Por lo tanto, en futuros experimentos tanto la longitud de la fibra como la potencia de bombeo serán seleccionadas para obtener una formación de solitones correspondiente al final de la primera etapa de SC. Con el fin de comprobar esto, analizamos numéricamente la evolución de un pulso gaussiano con 10 W de potencia pico y duraciones temporales entre 20 y 200 ps. Estos pulsos son introducidos a la fibra donde ocurre el rompimiento temporal y la formación de una secuencia de solitones. La Fig. 3.9 muestra las formas de onda de salida para los pulsos de 20, 50, y 200 ps que se propagan una distancia de 1.1, 0.78 y 0.93 km en una fibra estándar. Para estos casos, la longitud de la fibra es seleccionada para obtener un ensanchamiento espectral aproximadamente igual al ensanchamiento de los lóbulos de MI como se muestra en la Fig. 3.10.

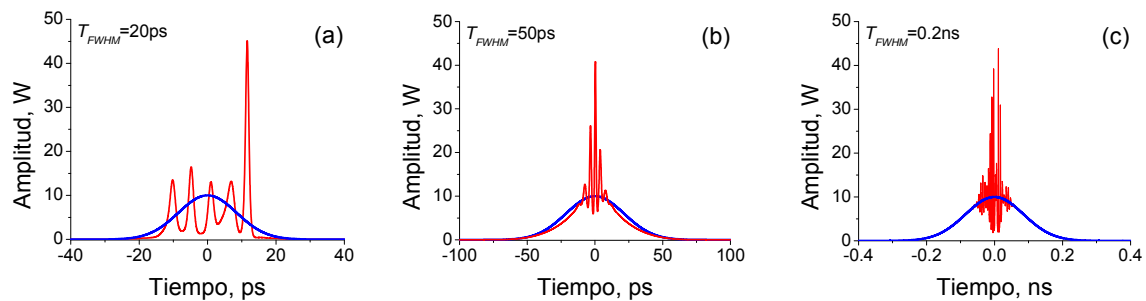


Fig. 3.9. Formas de onda de salida para un pulso gaussiano de 20, 50, y 200ps que se propagan (a) 1.1 km, (b) 0.78 km, y (c) 0.93 km respectivamente.

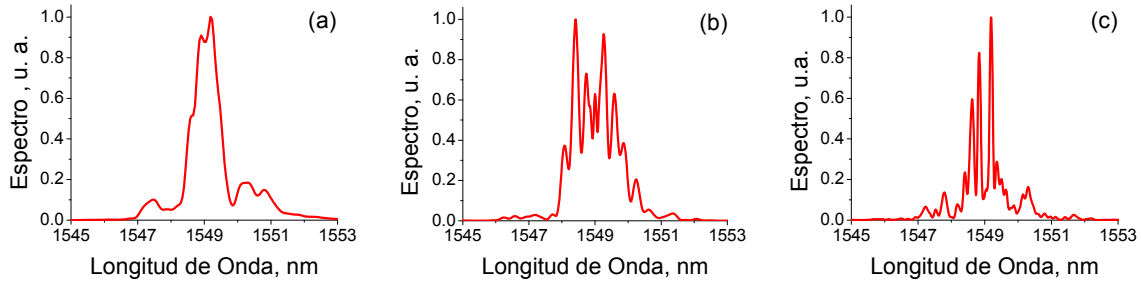


Fig. 3.10. Espectros para las formas de onda mostradas en la Fig. 3.9(a), Fig. 3.9(b), y Fig. 3.9(c), respectivamente.

Como se muestran en las Figs. 3.9 y 3.10 los resultados numéricos concuerdan con los resultados reportados en [15] y [21]. La amplitud del solitón más intenso es aproximadamente 4 veces mayor que la amplitud del pulso de entrada, y el ensanchamiento espectral es aproximadamente igual al ensanchamiento de los lóbulos de la MI, ver Fig. 3.4. También observamos que el número de solitones es fuertemente dependiente de la duración del pulso de entrada. Para el pulso de 20 ps (Fig. 3.9(a)) se observa que el contraste entre los solitones de mayor y menor intensidad es elevado, lo que nos indica que los solitones resultantes tienen duraciones temporales diferentes. El solitón más alto tiene potencia pico igual a 45 W y  $T_{FWHM}$  de 1.14 ps, con  $N$  igual a 1.1. Mientras que la amplitud para los pulsos restantes es de alrededor de 10 W con  $T_{FWHM}$  mayor a 2 ps y  $N$  cercano a 1. Para los casos mostrados en las Figs. 3.9(b) y 3.9(c) la ruptura del pulso consiste de un número mayor de solitones. En la Fig. 3.9(b) el solitón más alto tiene 40 W de potencia pico,  $T_{FWHM}$  de 1.3 ps y  $N$  igual a 1.17. En la Fig. 3.9(c) el solitón más alto tiene 43.8 W,  $T_{FWHM}$  igual a 1.02 ps y  $N$  igual a 0.94. De estos resultados podemos notar que la ruptura temporal para pulsos cortos ( $\sim 20$  ps) produce una cantidad menor de solitones con alto contraste, por lo que resultan atractivos para estudiar el proceso de formación de solitones en las etapas iniciales de SC. Mientras que para pulsos relativamente largos el número mayor de solitones dificulta investigar la formación de solitones. En capítulos posteriores esta consecuencia se hará más evidente cuando investiguemos experimentalmente la extracción de un solitón utilizando un NOLM.

### 3.4. Conclusiones

Investigamos numéricamente el proceso inicial que origina la formación de solitones en una fibra óptica. Los resultados demostraron que la formación de solitones se origina principalmente por los efectos de la MI y la compresión del pulso, los cuales tienen un efecto dominante dependiendo de la duración del pulso. Para el caso de pulso largos la MI es el efecto dominante, mientras que para pulsos cortos el efecto que origina la formación de solitones es compresión. También se observó que las fluctuaciones aleatorias del ruido constituyen un factor importante en la formación de solitones. En los pulsos largos la formación de solitones es un proceso aleatorio debido al ruido, mientras que en caso de pulsos cortos el ruido no constituye un factor importante. Esta característica hace a los pulsos cortos todavía más atractivos para obtener buena concordancia entre simulación y experimento. El número de solitones depende fuertemente de la duración del pulso de bombeo. Para pulsos cortos el contraste entre los solitones de mayor y menor intensidad es elevado, lo que nos indica que los solitones resultantes tienen duraciones temporales diferentes. Para los casos que involucran pulsos largos la ruptura del pulso consiste de un mayor número. De estos resultados podemos inferir que la ruptura de pulsos cortos produce una cantidad menor de solitones con un alto contraste, por lo que resultan atractivos para estudiar el proceso de formación de solitones en las etapas iniciales de SC. Mientras que para pulsos largos el número mayor de solitones dificulta investigar la formación de solitones. En capítulos posteriores esta consecuencia se hará más evidente cuando investiguemos experimentalmente la extracción de un solitón a utilizando un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, nonlinear optical loop mirror).

### 3.5. Referencias

- 
1. A. Podlipensky, P. Szarniak, N. Y. Joly, J. St. J. Russell, "Anomalous pulse breakup in small-core photonic crystal fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 2049-2056 (2008).
  2. M. G. Banaee, J. F. Young, "High-order soliton breakup and soliton self-frequency shifts in a microstructured optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1484-1489 (2006).

- 
3. A. K. abeeluck, C. Headley, "Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation," *Opt. Lett.* **30**, 61-63 (2005).
  4. J. W. Nicholson, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. S. Feder, M. F. Yan, "High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation," *Opt. Express* **12**, 3025-3034 (2004).
  5. K. M. Hilligsoe, H. N. Paulsen, J. Thogersen, S. R. Keiding, J. J. Larsen, "Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1887-1893 (2003).
  6. A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, P. St. J. Russel, "Pulse breaking and supercontinuum generation with 200-fs pump pulses in photonic crystal fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2567- 2572 (2002).
  7. D. Krylov, L. Leng, K. Bergman, J. C. Bronski, J. N. Kutz, "Observation of the breakup of a prechirped N-soliton in an optical fiber," *Opt. Lett.* **24**, 1191-1193 (1999).
  8. S. R. Friberg, K. W. DeLong, "Breakup of bound higher-order solitons," *Opt. Lett.* **17**, 979-981 (1992).
  9. M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, D. S. Chemla, "Femtosecond distributed soliton spectrum in fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 1149-1158 (1989).
  10. P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, H. P. Weber, "Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single mode optical fiber," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 1938-1946 (1987).
  11. K. Choong, H. F. Liu, "Effects of Raman scattering and frequency chirping on soliton-effect pulse compression," *Opt. Lett.* **18**, 1150-1152 (1993).
  12. G. P. Agrawal, "Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers," *Opt. Lett.* **15**, 224-226 (1990).
  13. J. P. Gordon, "Theory of soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* **11**, 662-664 (1986).
  14. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3a ed. (Academic, San Diego, CA, 2001).
  15. N. Korneev, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, M. Bello-Jimenez, A. Flores-Rosas, "Initial development of supercontinuum in fibers with anomalous dispersion pumped by nanosecond-long pulses," *Opt. Express* **16**, 2636-2645 (2008).

- 
16. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers," *Opt. Lett.* **8**, 289-291 (1983).
  17. J. C. Travers, J. M. Stone, A. B. Rulkov, B. A. Cumberland, A. K. George, S. V. Popov, J. C. Knight, J. R. Taylor, "Optical pulse compression in dispersion decreasing crystal fiber," *Opt. Express* **15**, 13203-13211 (2007).
  18. M. D. Pelusi, Y. Matsui, A. Suzuki, "Pedestal suppression from compressed femtosecond pulses using a nonlinear fiber loop mirror," *J. Quantum Electron.* **35**, 867-874 (1999).
  19. L. Chusseau, E. Delevaque, "250-fs optical pulse generation by simultaneous soliton compression and shaping in a nonlinear optical loop mirror including a weak attenuation," *Opt. Lett.* **19**, 734-736 (1994).
  20. A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor, "Generation of 33-fsec pulses at 1.32  $\mu\text{m}$  through a high-order soliton effect in a single mode optical fiber," *Opt. Lett.* **12**, 395-397 (1987).
  21. V. E. Zakharov, A. B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media," *Sov. Phys. JETP* **61**, 62-69 (1972).



# Capítulo 4

## Láseres de fibra óptica

Este capítulo describe de forma general la operación de los láseres de fibra y en particular la operación de los láseres de amarre de modos. Se analiza el funcionamiento del NOLM como absorbedor saturable, y se propone una configuración para un láser de figura 8 (F8L, figure-eight laser) con salida dependiente de la polarización. El propósito de esta configuración es discriminar los componentes de baja intensidad (pedestal u onda continua) que aparecen en los F8Ls y que usualmente no son discutidos en los artículos. Los resultados obtenidos demuestran que podemos obtener pulsos con valores de potencia pico muy cercanos al valor máximo estimado a partir de la potencia promedio. Como caso particular se reporta la generación de pulsos de 25 ps con potencia pico igual 1.2 W. El contraste entre el nivel del pico y el de onda continua es superior a 40 dB.

### 4.1. Introducción

Los láseres de fibra comienzan su desarrollo con el primer láser de fibra reportado en 1961 [1]. Poco después, con el desarrollo de las fibras de baja atenuación [2,3] fue posible hacer investigación empleando láseres semiconductores como fuentes de bombeo. Sin embargo, fue hasta dos décadas después que los láseres de fibra tuvieron un gran crecimiento gracias al desarrollo de los amplificadores basados en fibras ópticas [4,5]. Desde entonces, los láseres de fibra han surgido como una nueva fuente de luz con gran potencial para diversas aplicaciones tecnológicas. En este sentido las fibras con diferentes dopantes, principalmente las tierras raras, han abierto la oportunidad de generar luz en un amplio espectro que abarca desde la región del ultravioleta (UV) hasta la banda del infrarrojo [6].

En la actualidad los láseres de fibra han encontrado su propio lugar en diferentes áreas de investigación y la industria. Con el rápido progreso de la tecnología, el desarrollo de nuevos materiales, y el diseño de nuevas fibras, estos dispositivos se han posicionado como fuentes de luz indispensables en diferentes campos de la tecnología como las

comunicaciones ópticas, fenómenos ultrarrápidos, metrología, y aplicaciones biomédicas [6,7,8,9]. Tomando como base el principio de operación de los láseres de fibra podemos hacer una clasificación muy general como se muestra en la tabla 4.1.

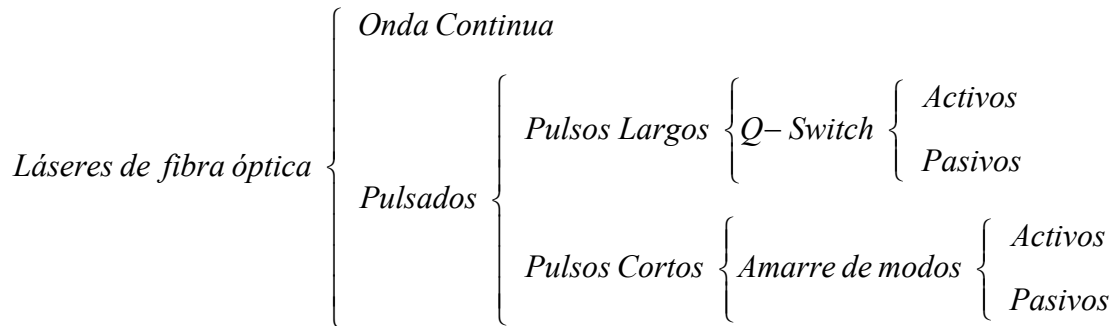


Tabla 4.1. Clasificación de los láseres de fibra óptica.

Inicialmente podemos considerar dos grupos principales que comprenden a los láseres de onda continua y los láseres pulsados. Estos últimos los podemos clasificar en dos subgrupos, los de pulsos largos y los de pulsos cortos. Entre los láseres de pulsos largos están los láseres de Q-switch, comúnmente utilizados para generar pulsos de alta energía [6,10], y entre los láseres de pulsos cortos están los láseres de amarre de modos, utilizados para generar pulsos cortos y ultracortos de luz [6,10]. Tanto los láseres de Q-switch como los de amarre de modos se pueden separar en láseres activos y pasivos. La principal diferencia entre estos dos tipos de láser es el uso de elementos activos dentro de la cavidad. Por ejemplo, en los láseres de amarre de modos activo se hace uso de moduladores (electro-ópticos o acusto-ópticos) para modular las pérdidas dentro de la cavidad, mientras que en los láseres de tipo pasivo se explota algún efecto no lineal que sirve para modular las pérdidas en la cavidad.

Los láseres de fibra se pueden fabricar con diferentes tipos de cavidad. El tipo más común es conocida como cavidad Fabry-Perot, la cual consiste de dos espejos con alta reflexión colocados a cada extremo del medio de ganancia como se muestra en la Fig. 4.1(a). Los espejos son comúnmente acoplados al extremo de la fibra para minimizar las pérdidas, estos espejos tienen alta reflectividad para la longitud de onda de láser y al mismo tiempo presentan alta transmisión para la longitud de onda de bombeo. Sin embargo, puesto que la alineación de los espejos es crítica en este tipo de cavidad, existen varias alternativas para evitar el uso de espejos. Una alternativa es hacer uso de espejos de lazo, ver Fig. 4.1(b), los cuales se pueden configurar para reflejar la luz láser y al mismo

tiempo transmitir la radiación de bombeo. Otra solución es el uso de rejillas de Bragg (Fig. 4.1(c)). La rejilla de Bragg puede actuar como un espejo con alta reflexión para la longitud de onda del láser y al mismo tiempo puede ser transparente para la radiación del bombeo. Una característica importante de estas dos opciones es que el sistema resulta en una cavidad todo-fibra, manteniendo sus propiedades de baja atenuación y pocas pérdidas.

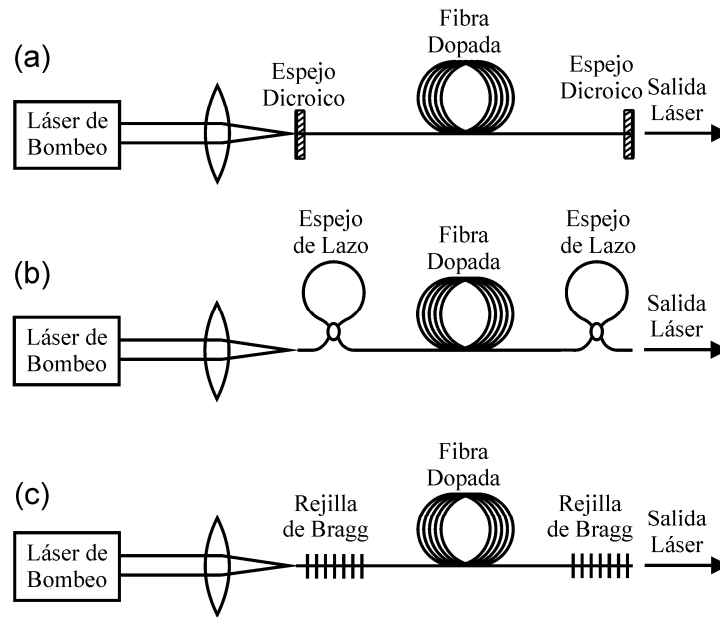


Fig. 4.1. Diagrama esquemático para diferentes tipos de cavidad Fabry-Perot. (a) Espejos dicroicos, (b) Espejos de lazo, (c) Rejillas de Bragg [6].

Otro tipo de cavidad comúnmente utilizada en los láseres de fibra es la cavidad de anillo, la cual tiene la característica de mantener una operación unidireccional. Una ventaja adicional de la cavidad de anillo es que puede diseñarse sin el uso de espejos, resultando en una cavidad todo-fibra. El diseño más simple para esta cavidad se muestra en la Fig. 4.2. Los puertos de un acoplador WDM (WDM, wavelength-division multiplexing) son conectados entre si formando un anillo en donde está introducido el medio de ganancia (fibra dopada). Una característica de la cavidad de anillo es el uso de un aislador óptico para asegurar la operación unidireccional, así como también el uso de un controlador de polarización (CP) puesto que la fibra dopada no preserva la polarización.

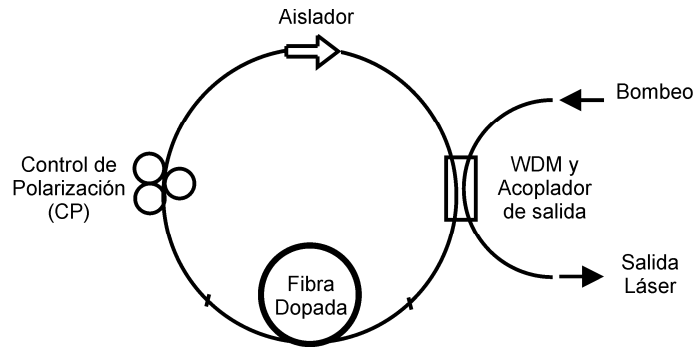


Fig. 4.2. Diagrama esquemático para una cavidad de anillo.

La cavidad de anillo se reportó por primera vez en un láser de fibra dopada con Neodimio (Nd) [1], y desde entonces nuevos diseños de cavidades han sido propuestos en los láseres de fibra. Un tipo de cavidad tecnológicamente importante es la cavidad de figura 8, esto debido a su naturaleza todo-fibra y a que permite la operación en el régimen pulsado. En la Fig. 4.3 se muestra el diseño de una cavidad de figura 8 empleada en un láser de fibra de amarre de modos pasivo. Esta configuración láser es típicamente referida como láser de figura 8 (F8L, figure-eight laser), esto debido al evidente parecido de su diagrama esquemático con el número 8. El lazo derecho del F8L actúa como un espejo de lazo amplificador no lineal (NALM, nonlinear amplifier loop mirror) cuyas características describiremos más adelante. En estos tipos de cavidad los efectos no lineales juegan un papel importante. Para bajos niveles de potencia la transmisión del NALM es baja resultando en pérdidas relativamente grandes que no favorecen la operación en el régimen continuo. Sin embargo, para niveles de potencia elevados el NALM presenta alta transmisión que beneficia la operación pulsada. Por esta razón una cavidad de figura 8 favorece la operación de amarre de modos pasivo. Típicamente la salida láser es tomada a través un acoplador direccional con baja transmisión para minimizar las pérdidas. Una característica importante de la cavidad de figura 8 es que permite el amarre de modos pasivo sin la necesidad de un absorbedor saturable.

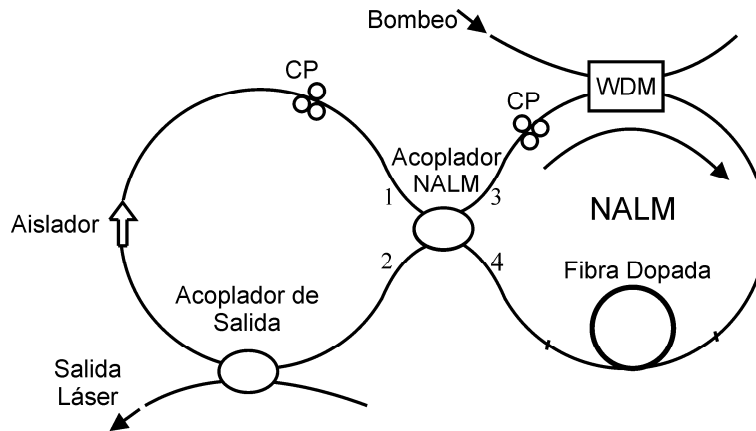


Fig. 4.3. Diagrama esquemático de una cavidad de figura 8.

En nuestro sistema experimental, puesto que nos interesa generar pulsos cortos para investigar la ruptura temporal del pulso y la subsecuente formación y extracción de solitones, en las siguientes secciones se describe de forma general la operación pulsada en los láseres de fibra. Particularmente nos enfocamos en las técnicas de amarre de modos para generar pulsos cortos, y al final de este capítulo se propone una configuración de F8L para generar pulsos de  $\sim 20$  ps. Este F8L formará parte de nuestro sistema experimental, y en el se propone una configuración con salida dependiente de la polarización con el objetivo de discriminar los componentes de baja intensidad que degradan la operación pulsada. Los resultados obtenidos serán comparados con una configuración similar de F8L con salida con acoplador direccional. Los resultados obtenidos muestran que es posible obtener pulsos de salida con potencia muy cercana al valor máximo estimado a partir de la potencia promedio. Como caso particular reportamos la generación de pulsos de alta calidad con duración temporal ( $T_{FWHM}$ ) de 25 ps y con potencia pico igual 1.2 W. El contraste entre el nivel del pico y el de onda continua es superior a 40 dB.

## 4.2. Láseres pulsados

Como mencionamos en la sección anterior, las técnicas para obtener operación pulsada son conocidas como Q-switch y amarre de modos [6,10]. A diferencia de las técnicas para onda continua, los láseres pulsados se caracterizan por el uso de moduladores dentro de la cavidad, cuya operación se efectúa de forma activa o pasiva. Este proceso de modulación tiene como objetivo beneficiar la formación de pulsos los cuales pueden ser generados con

duraciones temporales que abarcan desde los nanosegundos hasta algunos cuantos femtosegundos.

La técnica de Q-switch se caracteriza por la generación de pulsos relativamente largos, típicamente del orden de nanosegundos ( $\sim 100$  ns). Mientras que los pulsos generados con la técnica de amarre de modos pueden tener duraciones de femtosegundos ( $\sim 100$  fs). Con un diseño apropiado estos láseres pueden producir pulsos con altas energías, y desarrollar potencias pico que exceden los kilowatts. Para nuestro sistema experimental, puesto que nos interesa generar pulsos del orden de picosegundos, en las siguientes secciones nos enfocaremos en describir el proceso de amarre de modos y en particular la operación de los F8Ls.

#### 4.2.1. Amarre de modos

Los láseres de fibra pueden emitir luz de manera simultánea en un gran número de modos longitudinales permitidos por el ancho de banda del sistema. Bajo circunstancias normales las fases de estos modos son independientes, y el haz de salida exhibe una intensidad aleatoria similar a la mostrada en la Fig. 4.4.

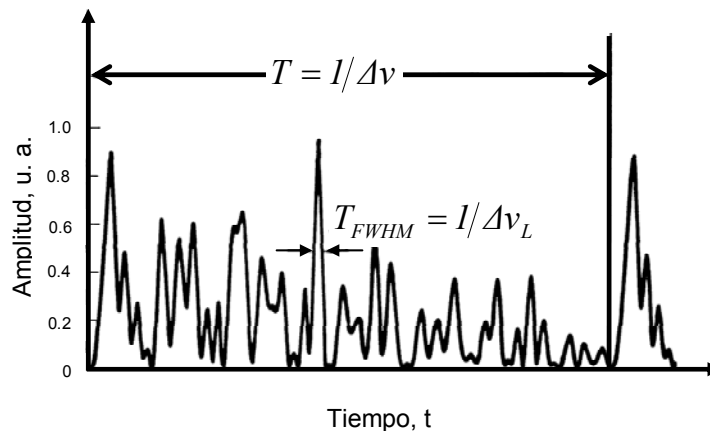


Fig. 4.4. Emisión aleatoria de los modos longitudinales permitidos por el ancho de banda del medio de ganancia.

Como se ilustra en la figura el haz de salida consiste de una secuencia de pulsos aleatorios. Sin embargo, a pesar de su naturaleza aleatoria es posible observar las siguientes características:

- El pulso esta compuesto de la suma de  $N$  componentes de frecuencia separados espacialmente a la frecuencia  $\Delta\nu$ .
- La forma de onda es periódica, con periodo  $T = \frac{1}{\Delta\nu}$ .
- Cada pulso aleatorio tiene una duración  $T_{FWHM}$  aproximadamente igual a  $1/\Delta\nu_L$ , donde  $\Delta\nu_L$  es igual a  $N\Delta\nu$  y representa el ancho de banda total del sistema.

Por simplicidad supongamos ahora que los modos emiten de manera simultánea, de tal forma que la fase entre ellos está “amarrada” en relación a un valor constante. Esta condición genera una coherencia entre los modos longitudinales conocida como modos amarrados (mode locking), y la técnica mediante la cual los modos son forzados a amarrarse es conocida como amarre de modos (mode-locking). Podemos analizar el amarre de modos en el dominio de la frecuencia asumiendo que los modos longitudinales oscilan con la misma amplitud  $E_0$  como se muestra en la Fig. 4.5.

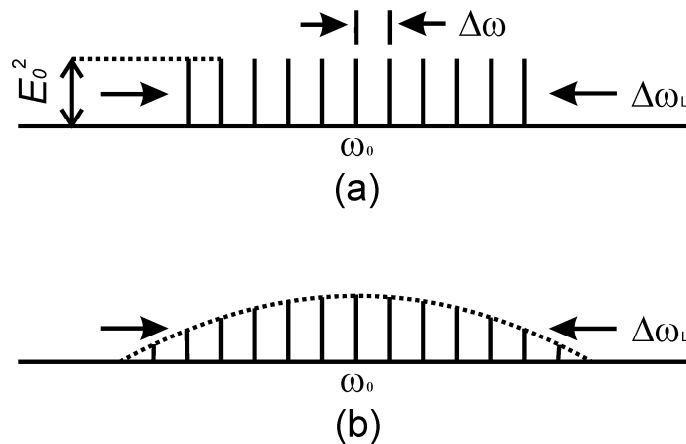


Fig. 4.5. Modos longitudinales con ancho de banda  $\Delta\omega_L$ . (a) amplitud uniforme, (b) amplitud con distribución gaussiana.

El amarre de modos ocurre cuando las fases de varios modos longitudinales están sincronizadas, es decir, que la diferencia de fase entre cualquiera de los modos vecinos están amarradas a un valor constante  $\varphi$  tal que

$$\varphi_l - \varphi_{l-1} = \varphi, \quad (4.1)$$

donde  $\varphi_l$  representa la fase para el  $l$ -ésimo modo longitudinal. Entonces, el campo óptico total  $E(t)$  se puede expresar como la suma de los  $l$ -componentes longitudinales

$$E(t) = \sum_{n=-l}^l E_n \exp\{j[(\omega_0 + n\Delta\omega)t + n\varphi]\}, \quad (4.2)$$

donde  $\omega_0$  es la frecuencia del modo central, y  $\Delta\omega$  es la diferencia en frecuencia entre dos modos consecutivos. Por simplicidad el valor de la fase para el modo central es tomado como cero. De esta ecuación observamos que el campo total puede ser reescrito de la siguiente forma

$$E(t) = A(t)\exp(j\omega_0 t), \quad (4.3)$$

donde

$$A(t) = \sum_{n=-l}^l E_n \exp[jn(\Delta\omega t + \varphi)]. \quad (4.4)$$

La ecuación (4.3) muestra que  $E(t)$  puede ser representado en términos de una portadora sinusoidal a la frecuencia central  $\omega_0$ , cuya amplitud  $A(t)$  es dependiente del tiempo. Para calcular el comportamiento temporal de  $A(t)$  cambiamos a un nuevo tiempo de referencia  $t'$  tal que  $\Delta\omega t' = \Delta\omega t + \varphi$ . En términos de la nueva variable  $t'$  la ecuación (4.4) puede transformarse en

$$A(t) = \sum_{n=-l}^l E_n \exp[jn(\Delta\omega t')]. \quad (4.5)$$

La sumatoria en el segundo miembro de la ecuación (4.5) es una progresión geométrica que puede ser evaluada de la siguiente forma para obtener

$$A(t) = E_0 \frac{\sin[(2n+1)\Delta\omega t' / 2]}{\sin(\Delta\omega t' / 2)}. \quad (4.6)$$

Para entender el significado físico de la ecuación (4.6), la Fig. 4.6 muestra la razón  $A^2(t)/E_0^2$  versus el tiempo  $t'$  para  $2n+1=7$  modos oscilantes. Siendo  $A^2(t)$  proporcional a la intensidad del haz.

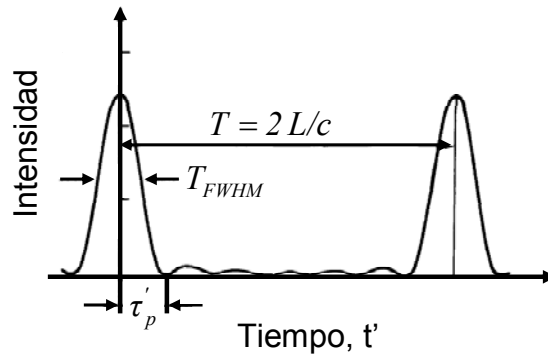


Fig. 4.6. Evolución temporal del amarre de modos.



Como resultado de la condición de amarre de modos, ecuación (4.1), los modos oscilantes interfieren para producir un tren de pulsos igualmente espaciados. El máximo del pulso ocurre cuando el denominador en la ecuación (4.6) tiende a cero. En la nueva referencia de tiempo  $t'$ , el primer máximo ocurre para  $t'=0$ . Note que a este tiempo el numerador en la ecuación (4.6) también se desvanece. Haciendo una aproximación mediante  $\sin \theta \approx \theta$ , la cual es válida para valores pequeños de  $\theta$ , leemos de la ecuación (4.6) que  $A^2(0) = (2n+1)^2 E_0^2$ . El pulso siguiente ocurre cuando el denominador se desvanece otra vez, esto pasa cuando  $t'$  es tal que  $(\Delta\omega t'/2) = \pi$ . De tal forma que dos pulsos sucesivos están separados un tiempo

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (4.7)$$

donde  $\Delta\nu$  es la frecuencia de separación entre los dos modos consecutivos. Para  $t' > 0$  el primer cero para  $A^2(t')$  ocurre cuando el numerador en la ecuación (4.6) se desvanece. Esto ocurre al tiempo  $\tau'_p$  tal que  $[(2n+1)\Delta\omega t'_p/2] = \pi$ . Puesto que el ancho  $T_{FWHM}$  es aproximadamente igual a  $\tau'_p$ , podemos obtener una expresión aproximada para el ancho del pulso

$$T_{FWHM} \approx \frac{2\pi}{(2n+1)\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu_L}, \quad (4.8)$$

donde  $\Delta\nu_L = (2n+1)\Delta\omega/2\pi$  es el ancho de banda total.

Como se aprecia de estos resultados, debido a la condición de amarre de modos la salida láser es en forma de un tren de pulsos individuales separados por  $T$ . Este resultado se puede interpretar como si un solo pulso circulara dentro de la cavidad con periodo  $T$ . El ancho del pulso está inversamente relacionado con el ancho de banda del medio de ganancia  $\Delta\nu_L$ . Es decir  $\Delta\nu_L^{-1}$  provee un estimado del orden de magnitud para el ancho del pulso generado. La relación exacta para el ancho del pulso depende de la forma del espectro de ganancia y de la naturaleza del ensanchamiento (homogéneo ó inhomogéneo).

#### 4.2.2. Técnicas de Amarre de modos

Como mencionamos anteriormente las técnicas de amarre de modos se caracterizan por el uso de moduladores dentro de la cavidad. En estos sistemas las pérdidas en la cavidad son moduladas con el objetivo de iniciar y mantener la operación de amarre de modos. Las

técnicas mediante las cuales los modos son forzados a amarrarse son conocidas como amarre de modos activo y amarre de modos pasivo. El amarre de modos activo se refiere al caso donde el modulador es controlado externamente, y el amarre de modos pasivo se refiere a la situación en la cual el elemento que induce el amarre de modos no es controlado de manera externa, sino que explota algún efecto no lineal como la absorción saturable, o el cambio del índice de refracción del material. En la actualidad los pulsos más cortos reportados hasta hoy han sido generados empleando técnicas de amarre de modos. En las siguientes secciones describiremos brevemente los principios básicos de operación para el amarre de modos activo y pasivo.

#### 4.2.2.1. Amarre de modos Activo

Una técnica de amarre de modos es introducir una variable de pérdida en la cavidad tal como se muestra en la Fig. 4.7.

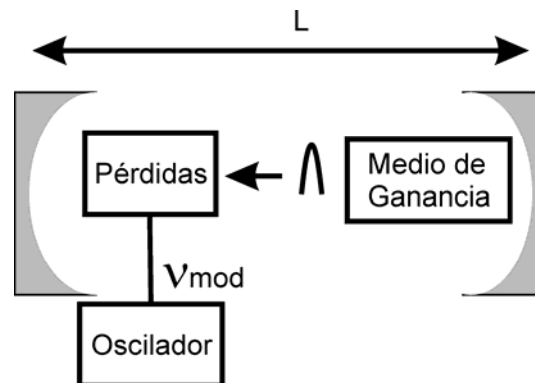


Fig. 4.7. Esquema de amarre de modos activo en el cual las pérdidas de la cavidad son moduladas externamente a la frecuencia  $v_{mod}$ .

Las pérdidas en la cavidad son moduladas en tiempo a una frecuencia  $v_{mod}$  igual a la separación de modos  $\Delta v$ , típicamente por medio de moduladores electro-ópticos o acusto-ópticos localizados dentro de la cavidad. Esta modulación acopla dos modos adyacentes debido a que la variación en amplitud del campo óptico produce dos componentes de onda separados por  $\pm \Delta v$ , de manera que la modulación crea bandas laterales alrededor de la frecuencia central  $v_0$ , la cual acopla la energía de un modo a otro modo como se ilustra en la Fig. 4.8.

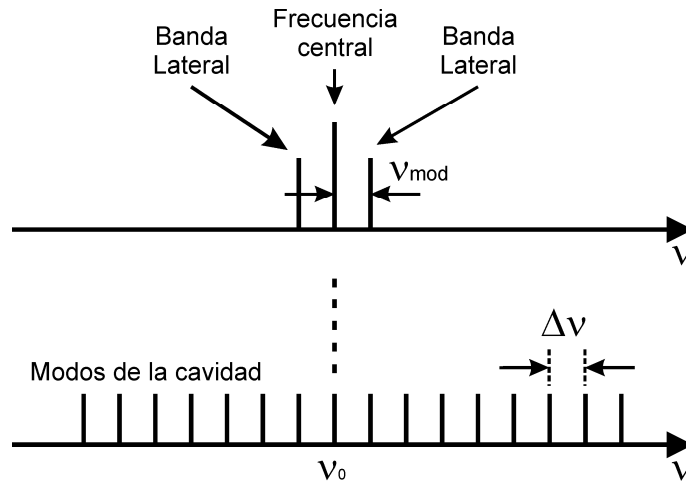


Fig. 4.8. Cuando un modo de frecuencia  $\nu_0$  es modulado a la frecuencia  $\nu_{mod}=\Delta\nu$  se crean bandas laterales a las frecuencias  $\nu_0\pm\Delta\nu$  que inyectan energía a los modos adyacentes, de tal forma que podemos decir que los modos se acoplan.

Si el acoplamiento es suficientemente fuerte, la fase de los modos adyacentes se amarrará satisfaciendo la condición de amarre de modos. La Fig. 4.9 muestra una variación sinusoidal en tiempo referente a las pérdidas en la cavidad impuesta por la señal de modulación a la frecuencia  $\Delta\nu=c/(2L)$ .

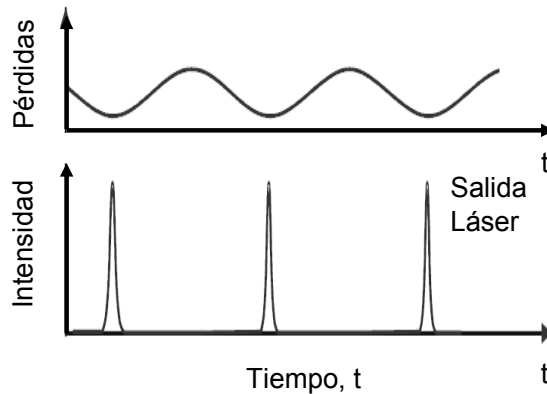


Fig. 4.9. Dependencia temporal de las pérdidas en la cavidad para el amarre de modos activo. El pulso de laseo se genera cuando las pérdidas en la cavidad son menores.

El periodo entre las pérdidas mínimas es  $T=2L/c$ , el cual corresponde al tiempo de ida y vuelta (un ciclo) del pulso en la cavidad. Cuando la luz llega al medio con pérdidas variables, la luz que se ajusta con el mínimo de las pérdidas tiene la menor atenuación en comparación con la luz que llega en otro tiempo. En la cavidad se puede formar cualquier combinación lineal de modos con fases aleatorias, pero solo los modos que presentan el

menor umbral debido a la modulación estarán amarrados en fase y presentarán laseo. Esta técnica debido a su señal de modulación externa es conocida como amarre de modos activo. A pesar de que el amarre de modos activo es una técnica bien definida, esta sufre de dos desventajas importantes:

- Se requiere de un control externo y la frecuencia de modulación debe ser sincronizada precisamente al modo espacial de la cavidad.
- El modulador limita el ancho de banda y por consiguiente la duración del pulso esta limitada.

Estas desventajas pueden ser resueltas usando técnicas de amarre de modos pasivo, donde la modulación externa es reemplazada por un elemento no lineal y las pérdidas en la cavidad dependen de la intensidad del pulso generado.

#### 4.2.2.2. Amarre de modos Pasivo

El amarre de modos pasivo es un proceso que ocurre de manera espontánea en la cavidad, sin la necesidad de usar una fuente de modulación externa. Este proceso se puede llevar a cabo insertando algún dispositivo no lineal dentro de la cavidad, típicamente un absorbedor saturable. Por absorbedor saturable entendemos un medio absorbente cuya transmisión se incrementa con la intensidad o la energía como se muestra en la Fig. 4.10.

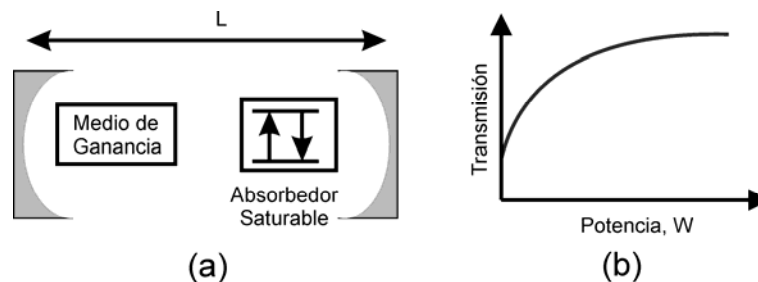


Fig. 4.10. (a) Esquema de amarre de modos pasivo en el cual las pérdidas en la cavidad son moduladas mediante un absorbedor saturable, (b) Transmisión característica para un absorbedor saturable.

Para el amarre de modos la ganancia para onda continua esta ajustada por debajo del nivel de umbral de emisión, así el laseo no será iniciado por ningún modo. Para que el laseo ocurra la luz debe ser suficientemente intensa para decrecer las pérdidas por absorción en el absorbedor saturable. Esto puede ocurrir si los modos se amarran juntos en fase para crear

pulsos intensos. Puesto que el pico de potencia para un pulso es más intenso en comparación con el nivel de onda continúa, el amarre de modos pasivo llega a ser un proceso autoselectivo donde los modos más intensos crean las condiciones bajo las cuales se genera el amarre de modos. La Fig. 4.11 muestra la dependencia temporal de las pérdidas en la cavidad para el amarre de modos pasivo.

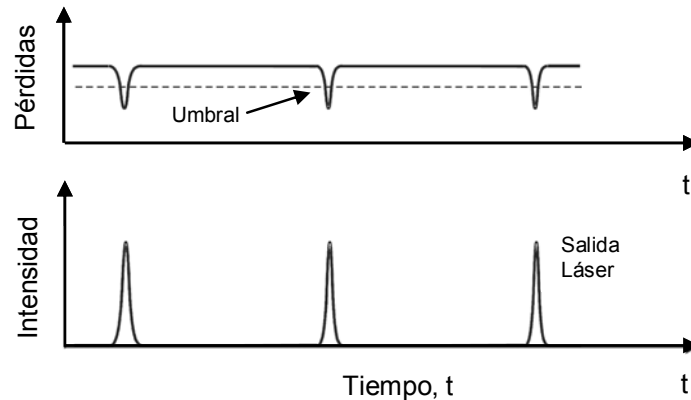


Fig. 4.11. Dependencia temporal de las pérdidas en la cavidad para el amarre de modos pasivo. El pulso aparece cuando las pérdidas están por debajo del umbral de emisión.

Para la generación de pulsos ultracortos es necesario que el absorbedor saturable recobre sus propiedades inmediatamente después que la intensidad de la luz es reducida. Tales materiales son denominados absorbedores saturables rápidos. La desventaja principal del amarre de modos pasivo es que se tiene un menor control de los pulsos generados en comparación con el caso activo.

En fibras ópticas el amarre de modos pasivo se puede obtener mediante el uso de absorbedores saturables artificiales, los cuales se basan en un efecto no lineal y cuya respuesta de baja transmisión para potencias bajas y alta transmisión para potencias elevadas es similar a la de un absorbedor saturable. Entre ellos el láser de fibra de figura 8 es una configuración de especial interés puesto que mantiene su naturaleza todo-fibra y puede ser empleado para el estudio de efectos no lineales en fibras ópticas. En la siguiente sección describiremos con más detalle este dispositivo.

### 4.3. El láser de Figura 8

En esta sección discutiremos el láser de fibra amarre de modos pasivo de figura 8, el cual es un tipo de láser de amarre de modos donde los efectos no lineales juegan un papel clave para el funcionamiento del láser. Un diseño típico para el F8L se muestra a en la Fig. 4.12.

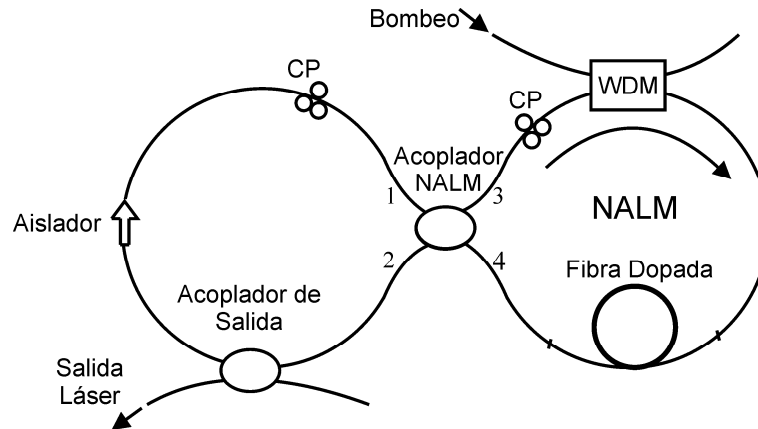


Fig. 4.12. Configuración convencional de un F8L de fibra óptica.

Esta configuración consiste de dos lazos de fibra conectados por un acoplador 2 X 2 en cada extremo. En la ilustración el lazo derecho es referido como NALM [11], el cual es responsable de la ganancia láser y la absorción saturable artificial para el amarre de modos pasivo. El lazo izquierdo consiste de una cavidad de anillo, la cual funciona como elemento de retroalimentación que toma la salida del NALM por el puerto 2 y la retroalimenta nuevamente por el puerto 1, como se aprecia en la figura este lazo contiene un aislador óptico para mantener una operación unidireccional. El elemento de ganancia para estos láseres es típicamente una fibra dopada con erbio (EDF, Erbium-doped fiber), la cual provee ganancia en un ancho de banda de 1530 a 1570 nm (40 nm). Los controles de polarización (CP) son utilizados para mantener la polarización en la cavidad debido a que la birrefringencia residual en la fibra y la EDF no mantienen el estado de polarización. La salida del láser es tomada a través de un acoplador de fibra el cual es equivalente al espejo parcialmente transmisivo de una configuración láser convencional. Debido a la geometría del F8L este también se puede diseñar con la EDF localizada en el lazo izquierdo. En tal caso el lazo izquierdo asegura una operación unidireccional y provee la ganancia láser. Bajo esta situación el lazo derecho es ahora conocido como NOLM [12], el cual será responsable de la absorción saturable artificial y la formación de pulsos. En las siguientes secciones analizaremos con más detalle la operación del NOLM, cuya transmisión

dependiente de la intensidad puede acortar un pulso justo como lo hace un absorbedor saturable.

#### 4.4. Análisis del NOLM

En esta sección analizaremos el funcionamiento del NOLM y su aplicación como absorbedor saturable artificial en un F8L. En la Fig. 4.13 se muestra un diagrama esquemático para un NOLM convencional.

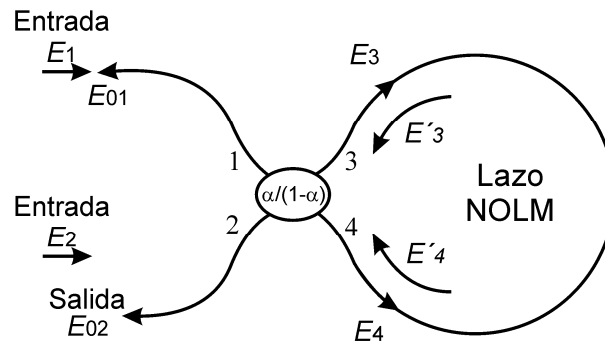


Fig. 4.13. Configuración de un NOLM convencional.

Como podemos observar, el NOLM consiste de un acoplador direccional de cuatro puertos con razón de acoplamiento  $\alpha/(1-\alpha)$  y dos de sus puertos conectados entre si para formar un lazo de fibra. La operación del NOLM la podemos analizar empleando la matriz de transmisión del acoplador para los campos de entrada  $E_1$  y  $E_2$

$$\begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\alpha} & j\sqrt{(1-\alpha)} \\ j\sqrt{(1-\alpha)} & \sqrt{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

donde  $\alpha$  representa la constante de acoplamiento del acoplador y los campos  $E_3$  y  $E_4$  representan a los campos transmitidos al lazo a través de los puertos 3 y 4 del acoplador. Nótese que los cambios de fase debido a la transmisión del acoplador están representados por el término complejo  $j$  en la matriz de transmisión. Los campos  $E_3$  y  $E_4$  se propagan en el lazo y adquieren una fase no lineal que esta definida por la longitud del lazo y la no linealidad. A estos campos después de propagarse en el lazo, pero antes de incidir en el acoplador los podemos expresar de la siguiente forma

$$\begin{pmatrix} E_3' \\ E_4' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & e^{j\varphi_{4-3}} \\ e^{j\varphi_{3-4}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix}, \quad (4.10)$$

donde  $E'_3$  y  $E'_4$  representan a los campos después de su propagación en el lazo,  $\varphi_{3-4}$  y  $\varphi_{4-3}$  son las fases adquiridas por los campos al propagarse del puerto 3 al puerto 4, y del puerto 4 al puerto 3 respectivamente. Finalmente los campos  $E'_3$  y  $E'_4$  inciden en el acoplador y los campos a la salida del lazo están determinados por

$$\begin{pmatrix} E_{01} \\ E_{02} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\alpha} & j\sqrt{(1-\alpha)} \\ j\sqrt{(1-\alpha)} & \sqrt{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_3 \\ E'_4 \end{pmatrix}, \quad (4.11)$$

donde  $E_{01}$  y  $E_{02}$  representan los campos a la salida del lazo a través de los puertos 1 y 2 del acoplador respectivamente.

En un F8L la operación del láser es unidireccional, por lo tanto nos interesa el caso cuando  $E_2=0$ . Bajo esta condición desarrollamos las matrices (4.9) a (4.11) para obtener una expresión de la reflexión y transmisión

$$R = \frac{|E_{01}|^2}{|E_1|^2} = 4\alpha(1-\alpha)\cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right), \quad (4.12)$$

$$T = \frac{|E_{02}|^2}{|E_1|^2} = 1 - 4\alpha(1-\alpha)\cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right), \quad (4.13)$$

donde  $R$  y  $T$  representan la reflexión y transmisión del NOLM respectivamente, y  $\Delta\varphi$  representa la diferencia de fase entre los componentes del lazo ( $\Delta\varphi=\varphi_{4-3}-\varphi_{3-4}$ ).

En estas ecuaciones se observa claramente que la transmisión del NOLM depende de la diferencia de fase entre los haces que se contrapropagan en el lazo. Cuando el acoplador esta exactamente balanceado  $\alpha=0.5$  y en ausencia de efectos no lineales, la fase es idéntica para los haces en el lazo, por consiguiente  $\Delta\varphi=0$ . En esta situación las ecuaciones (4.12) y (4.13) predicen una reflexión del 100% y transmisión cero. Para el caso de un acoplador asimétrico ( $\alpha\neq 0.5$ ) es posible tener transmisión, sin embargo la mayor parte de la luz es aún reflejada. Una alternativa para obtener alta transmisión es mediante la contribución de los efectos no lineales en la fibra. En los NOLMs convencionales los efectos no lineales son empleados para generar una asimetría entre los componentes que se propagan del lazo, resultando así en una transmisión no lineal. La diferencia de fase no lineal esta representada por la siguiente ecuación

$$\Delta\varphi = \varphi_{NL4-3} - \varphi_{NL3-4} = (1-2\alpha)\gamma P_0 L, \quad (4.14)$$



donde  $\varphi_{NL}$  representa la fase no lineal adquirida,  $L$  es la longitud del lazo,  $\gamma$  es el coeficiente no lineal, y  $P_0$  es la potencia incidente en el puerto 1 del acoplador. Para el caso donde  $\alpha \neq 0.5$  los haces transmitidos al lazo tienen diferentes intensidades y por lo tanto acumulan diferente fase no lineal bajo el efecto de la SPM, esto conlleva a una transmisión no lineal en función de la potencia como la que se muestra en las gráficas de la Fig. 4.14.

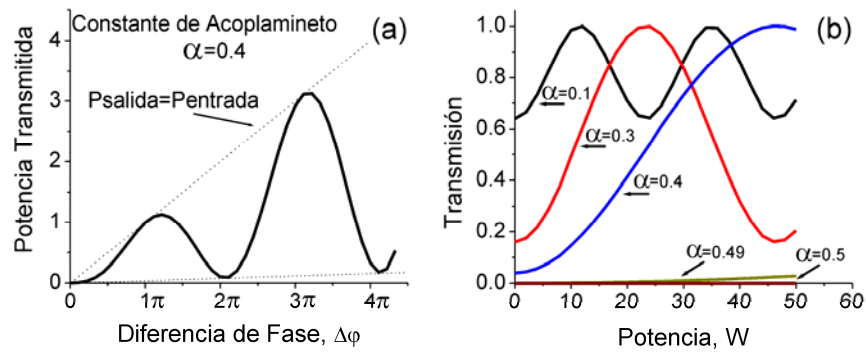


Fig. 4.14. (a) Transmisión no lineal del NOLM, (b) Transmisión no lineal del NOLM considerando diferentes constantes de acoplamiento  $\alpha$ .

Como se observa en la gráfica de la Fig. 4.14(a), la potencia transmitida por el NOLM se incrementa a medida que aumenta la potencia, y esta alcanza su primer máximo (100% de transmisión) cuando se obtiene una diferencia de fase no lineal  $\Delta\varphi$  igual a  $\pi$ . También se observa que la transmisión tiene un comportamiento oscilatorio con transmisiones máximas para múltiplos impares de  $\pi$ . Sin embargo, es importante notar que la transmisión ocurre cuando el acoplador es asimétrico. En la Fig. 4.14(b) se muestra la transmisión del NOLM en función de la potencia considerando diferentes valores de  $\alpha$ . Como podemos notar la potencia crítica,  $P_{critica} = \pi / (1 - 2\alpha)\gamma L$ , o potencia necesaria para generar una diferencia de fase de  $\pi$ , es inversamente proporcional a  $(1 - 2\alpha)$  y por lo tanto esta se reduce conforme  $\alpha$  tiende a cero. Además, debido a que el mínimo de la transmisión depende de  $1 - 4\alpha(1 - \alpha)$ , el contraste o rango dinámico (razón entre el máximo y mínimo de la transmisión) decrece conforme  $\alpha$  es menor a 0.5. Por lo tanto, la potencia crítica y el contraste están comprometidos en relación a la constante de acoplamiento.

En un F8L la operación del NOLM es en el régimen pulsado, por lo tanto también nos interesa analizar la operación pulsada para el NOLM. En este caso, debemos analizar la evolución de pulsos e incluir los efectos dispersivos en la fibra. Un primer análisis lo podemos realizar considerando la evolución de pulsos largos en el NOLM. Para esto

debemos considerar que el pulso en cuestión tenga una longitud de dispersión  $L_D$  mucho mayor a la longitud del lazo en el NOLM ( $L_D \gg L$ ). Bajo esta condición la degradación del pulso debido a dispersión no es un factor importante, y por lo tanto podemos mantener un perfil de intensidad constante para el pulso. Entonces, para esta situación la diferencia de fase no lineal solo depende del perfil de intensidad del pulso incidente  $\Delta\varphi(t) \propto |A(t)|^2$ , donde  $A(t)$  representa la envolvente del pulso, y como resultado se espera que el NOLM tenga una transmisión que varíe en función de la envolvente del pulso. Un ejemplo de este efecto se muestra en la Fig. 4.15, en donde consideramos un pulso de entrada de 160 ps ( $T_{FWHM}$ ) con potencia pico igual a 45 W y  $L_D$  igual a 330 km. Para el NOLM consideramos una configuración como la mostrada en la Fig. 4.13, con una constante de acoplamiento  $\alpha$  igual 0.4 y una longitud en el lazo de 210 m. La transmisión para el pulso la simulamos empleando el programa que se muestra en el apéndice A, el cual simula la evolución de pulsos en un NOLM convencional. Como referencia podemos utilizar la gráfica mostrada en la Fig. 4.14(b) color azul, esta gráfica corresponde a la operación del NOLM en el régimen continuo y puede ser muy útil para comprender la transmisión del pulso a la salida del NOLM.

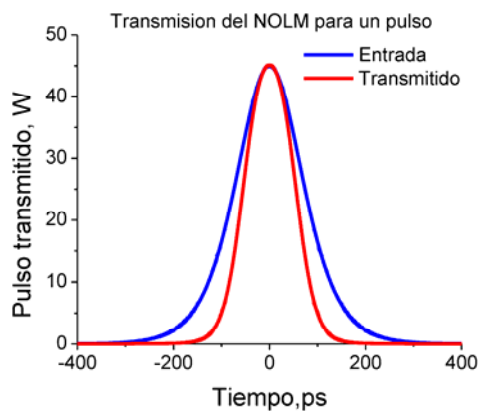


Fig. 4.15. Transmisión del NOLM para un pulso largo. La gráfica color azul representa el pulso de entrada al NOLM y la curva color rojo representa el pulso transmitido a la salida del NOLM.

Como podemos observar, el pulso transmitido sufre un estrechamiento debido a la transmisión del NOLM dependiente de la potencia, obteniendo una transmisión máxima para el pico de 45 W y transmisión mínima en los costados laterales. En el amarre de

modos esto constituye en un efecto de modulación de amplitud, el pico del pulso experimenta una mayor transmisión comparado con sus lados laterales, lo cual indica una operación similar a la de un absorbedor saturable que puede ser muy útil en el amarre de modos.

Para analizar la transmisión de pulsos cortos, la dispersión juega un papel importante en la transmisión del NOLM. Un caso particularmente importante ocurre cuando los pulsos que se propagan en el lazo tienen un comportamiento similar al de un solitón. Bajo esta situación los pulsos exhiben una fase no lineal casi uniforme, dando como resultado una transmisión completa. Este efecto puede verse en la transmisión del NOLM mostrada en la Fig. 4.16, en la cual comparamos la transmisión para los pulsos cortos y largos. En esta simulación consideramos para los pulsos largos un pulso de 160 ps con  $L_D$  igual a 330 km, y para los pulsos cortos un pulso de 1.6 ps con  $L_D$  igual 33 m. Como se observa en la gráfica color negro, solo para una energía de entrada 2 veces mayor se presenta una transmisión completa. Esto se debe a que en este punto tenemos la propagación de solitones en el lazo del NOLM. Debido a que un solitón obedece a la condición  $N=1$ , los demás casos ya no corresponden a solitones. Sin embargo, puesto que podemos observar altas y bajas transmisiones, se puede decir que los pulsos cortos tienen un comportamiento similar al de un solitón, exhibiendo una fase casi uniforme para pulso. En el NOLM consideramos una longitud en el lazo ( $L$ ) 4 veces mayor a la longitud de repetición del solitón ( $Z_0=\pi L_D/2$ ) de 1.6 ps, de tal manera que  $L\approx 210$  m.

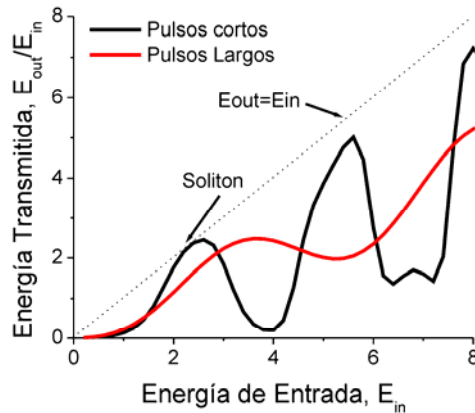


Fig. 4.16. Transmisión no lineal del NOLM para pulsos. La línea negra representa el caso de pulsos cortos y la línea roja representa la transmisión para pulsos largos.

Los resultados para pulsos largos muestran una modulación poco profunda, esto resulta en un promedio para diferentes potencias del pulso. Por otra parte, como consecuencia de la tendencia de los solitones a comportarse como unidad, la curva calculada para pulsos cortos muestra una modulación profunda y muy parecida al caso ideal mostrado en la Fig. 4.14(a). Este comportamiento es de gran utilidad en el amarre de modos pasivo, puesto que pulsos con suficiente potencia podrán ser transmitidos al segundo anillo de la cavidad donde el pulso se amplificará y se generará el amarre de modos.

#### 4.4.1. El NOLM como absorbedor saturable

Desde la primer propuesta del NOLM [12], este dispositivo ha sido objeto de investigaciones con el fin optimizar su transmisión. Varios trabajos han reportado diferentes esquemas de NOLMs en los cuales se explota mayormente la asimetría en potencia de los haces en el lazo [11,13,14,15,16,17], por lo que una limitante para estos sistemas es que no es posible obtener simultáneamente alto contraste y potencia crítica controlable. Una alternativa para mejorar el desempeño del NOLM propone la asimetría de polarización. En 1997 el Dr. Kuzin *et al.* propusieron un NOLM simétrico ( $\alpha=0.5$ ) con fibra altamente torcida en el lazo y una placa retardadora de  $\lambda/4$  para proveer asimetría de polarización [18]. En la Fig. 4.17 se muestra un diagrama esquemático de esta configuración.

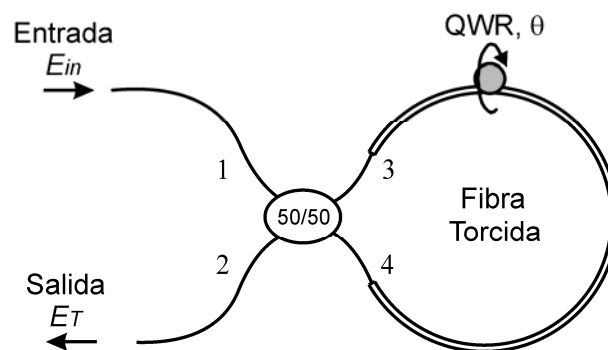


Fig. 4.17. Esquema del NOLM con fibra altamente torcida y un retardador de  $\lambda/4$  ubicado asimétricamente en el lazo.

En esta configuración la torsión en la fibra es importante para inducir birrefringencia circular (actividad óptica) y reducir significativamente la birrefringencia lineal residual que genera cambios de polarización en la evolución del pulso [19,20]. Esto hace a esta

configuración de NOLM más estable e insensitiva a variaciones del ambiente. El retardador de  $\lambda/4$  (QWR, quarter-wave retarder) es colocado inmediatamente después del puerto 3, de manera que el haz que se propaga en sentido de las manecillas del reloj experimenta un cambio de polarización al inicio de su propagación. Mientras que el haz en dirección opuesta (puerto 4) experimenta un cambio de polarización al final de su propagación en el lazo. Una característica importante de esta configuración es que su transmisión es muy flexible, y esta puede ser modificada a través del estado de polarización del campo incidente o a través de ajustes del ángulo de rotación del QWR. Para el caso particular de polarización circular en la entrada, el contraste puede ser ajustado para valores entre 1 e  $\infty$  mediante rotación del QWR sin generar cambios importantes en la potencia crítica [21]. Por esta razón para el análisis del NOLM mostrado en la Fig. 4.17 consideramos una polarización de entrada circular.

Haciendo un análisis matricial similar al de la sección anterior, podemos obtener una expresión para la transmisión del NOLM en función del ángulo de rotación del QWR para la región de bajas potencias

$$T = \frac{|E_T|^2}{|E_{in}|^2} = \frac{1}{2} \left[ 2 - 4\alpha(1-\alpha)(1 + \cos^2(2\theta)) \right], \quad (4.15)$$

donde  $E_{in}$  y  $E_T$  representan a los campos de entrada y transmitidos en el NOLM, y  $\theta$  es el ángulo de rotación del QWR. La ecuación (4.15) describe una transmisión periódica con valor mínimo igual a cero y máximo igual a 0.5 que depende de la rotación del QWR. En la Fig. 4.18 se muestra la transmisión del NOLM para la región de bajas potencias versus el ángulo del QWR.

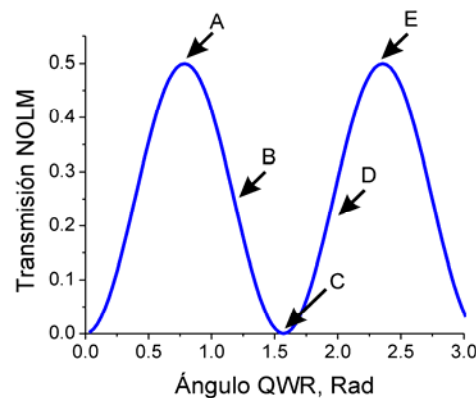


Fig. 4.18. Transmisión del NOLM para bajas potencias versus el ángulo de rotación del QWR.

Para analizar la operación del NOLM y su función como absorbedor saturable en un F8L, analizamos la transmisión del NOLM en la región no lineal posicionando el QWR en los diferentes ángulos marcados por los puntos (A-D) mostrados en la Fig. 4.18. Para modelar la evolución de pulsos en el NOLM utilizamos una base circular de la NLSE empleando las siguientes ecuaciones acopladas [22]

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} = \frac{\Delta\beta}{2} \frac{\partial A_+}{\partial T} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_+}{\partial T^2} + i \frac{2}{3} \gamma (|A_+|^2 + 2|A_-|^2) A_+, \quad (4.16a)$$

$$\frac{\partial A_-}{\partial z} = -\frac{\Delta\beta}{2} \frac{\partial A_-}{\partial T} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_-}{\partial T^2} + i \frac{2}{3} \gamma (|A_-|^2 + 2|A_+|^2) A_-, \quad (4.16b)$$

donde  $A_+$  y  $A_-$  representa la envolvente del pulso para un estado de polarización circular derecha e izquierda respectivamente,  $z$  representa la distancia física, el parámetro  $\Delta\beta$  representa la diferencia de las velocidades de grupo entre los estados circular derecho y circular izquierdo,  $\beta_2$  es el parámetro GVD igual a  $-25.5 \text{ ps}^2/\text{km}$  que corresponde a una dispersión  $D$  igual a  $20 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$  para  $1550 \text{ nm}$  en una fibra estándar (SMF-28),  $T$  representa el tiempo físico en un marco retardado, y  $\gamma$  es el coeficiente no lineal igual a  $1.62 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  obtenido del área efectiva de  $81 \text{ }\mu\text{m}^2$  y el coeficiente no lineal  $n_2=3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  para una fibra estándar [23]. Las ecuaciones (4.16) son resueltas numéricamente con el método split-step, y el programa que simula la evolución de pulsos en el NOLM mostrado en la Fig. 4.17 se muestra en el apéndice B. En la Fig. 4.19 se muestran las dependencias de la transmisión del NOLM en función de la potencia. Para estas gráficas consideramos pulsos de entrada largos, con un perfil de intensidad supergausiano, lo que nos permite simular pulsos con un perfil prácticamente cuadrado que son muy útiles para simular el caso de onda continua. Las gráficas de la Fig. 4.19 son realizadas posicionando el QWR en los diferentes ángulos marcados por los puntos A-D mostrados en la Fig. 4.18. La longitud del lazo en el NOLM es de  $220 \text{ m}$ .

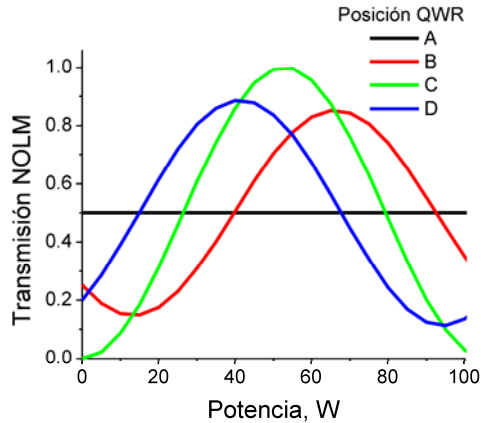


Fig. 4.19. Transmisión no lineal del NOLM en función de la potencia para diferentes ángulos del QWR. Las gráficas (A-D) corresponden a la posición del ángulo del QWR como se muestra en la Fig. 4.18.

La Fig. 4.19 muestra cuatro casos característicos que pueden ser utilizados para analizar la operación del NOLM mostrado en la Fig. 4.17. Para la transmisión en el punto A se observa una transmisión constante igual a 0.5, lo que nos indica que para un ángulo en la palca de  $\pi/4$  (0.7854 rad) la no linealidad no influye en la transmisión del NOLM y la transmisión se mantiene constante. Para el punto B la transmisión inicialmente tiende a decrecer conforme aumenta la potencia, y posteriormente esta se incrementa para valores elevados de potencia. Sin embargo, debido al decremento en la transmisión, esta dependencia en función del ángulo del QWR solo se favorece la operación en el régimen continuo en un F8L. En el punto C la transmisión del NOLM se inicia desde 0, lo que nos indica que el NOLM refleja los componentes de baja intensidad y no permite que se inicie la operación de amarre de modos. Finalmente para la transmisión que corresponde al punto D la situación es diferente. Para bajas potencias la transmisión es distinta de cero, y permite que un pequeño ruido inicial se pueda amplificar e inicie el proceso de amarre de modos. Además, también se observa un incremento en la transmisión cuando la potencia se incrementa, favoreciendo la transmisión de pulsos. Como podemos observar esta transmisión es muy similar a la transmisión de un absorbente saturable, ver Fig. 4.10(b), por lo que podemos decir que la transmisión alrededor del punto D nos permite obtener una transmisión adecuada para ser utilizada en láseres de amarre de modos [24].

#### 4.5. El láser de fibra de figura 8

La Fig. 4.20 muestra la configuración de un F8L reportado previamente en [25] por Rubén Grajales en su tesis doctoral. En esta configuración se reporta la generación de pulsos de picosegundos empleando una rejilla de Bragg y cuya salida láser es tomada a través de un acoplador de fibra direccional (Acoplador 2). El propósito de presentar esta configuración es con fines de comparación, puesto que en la siguiente sección presentaremos una configuración similar de F8L en la cual se propone una salida dependiente de la polarización con el objetivo de eliminar los componentes de baja intensidad que usualmente están presentes en los dispositivos con salida de acoplador.

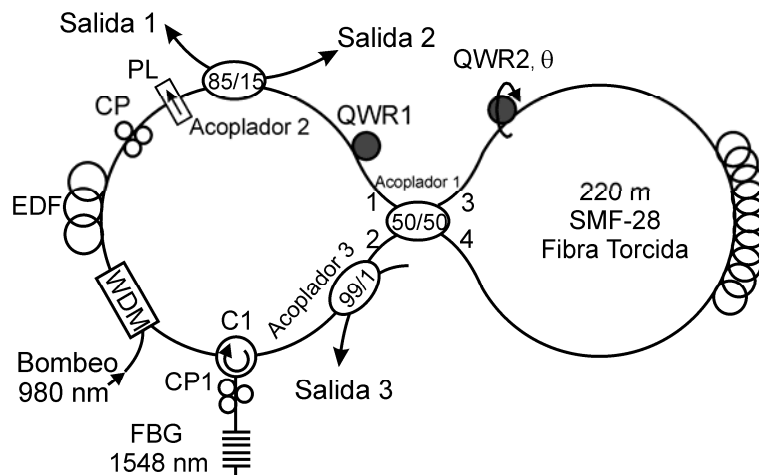


Fig. 4.20. Esquema experimental de un F8L de amarre de modos pasivo reportado previamente en [25].

Como muestra la figura, el lazo derecho contiene al NOLM el cual consiste de una fibra torcida de 220 m con razón de torsión igual a 18 rad/m y un retardador de un cuarto de onda QWR2 localizado asimétricamente. El lazo izquierdo es utilizado como elemento de retroalimentación el cual consiste de una etapa de amplificación a través de una EDF de 10 metros, un controlador de polarización (CP), un polarizador lineal (PL), y acopladores direccionales para el monitoreo de la salida láser. En esta configuración el CP es utilizado para tener máxima transmisión a través del polarizador PL, y la operación unidireccional es mantenida mediante la inserción del circulator C1. Para el bombeo de la EDF se utilizó una longitud de onda de 980 nm con potencia máxima de 100 mW. El QWR1 es utilizado para introducir polarización circular en el NOLM, y los acopladores 2 y 3 se usaron para monitorear la salida del láser y analizar los pulsos generados. Como se observa en la Fig.



4.20 esta configuración incluye una rejilla de Bragg (FBG) a través del circulador C1 que funciona como filtro espectral. La rejilla de Bragg tiene una longitud de onda central de 1548 nm con una reflexión del 100%, y un ancho espectral de  $\sim 0.5$  nm. Con esta configuración se espera la generación de pulsos con duración temporal ( $T_{FWHM}$ ) de  $\sim 23$  ps tomando como base el ancho de banda de la rejilla. De acuerdo a la teoría de amarre de modos, un láser de este tipo no necesita una señal para iniciar la oscilación. Por lo que la señal de un ruido debido a la emisión espontánea es amplificada y retroalimentada en la cavidad, de manera que en cada ciclo se amplificará por la ganancia de la EDF. Este proceso es continuo hasta que se produce una señal que sature al amplificador. Para lograrlo se deben satisfacer dos condiciones. La primera es que la ganancia de pequeña señal de la EDF debe ser más grande que las pérdidas en el sistema de retroalimentación, de modo que exista una ganancia neta en cada ciclo. La segunda establece que la fase total tenga cambios de fase en múltiplos enteros de  $2\pi$  en cada ciclo en la cavidad, permitiendo que la fase de la señal iguale la fase inicial después de cada ciclo.

La función del NOLM como absorbedor saturable se puede entender analizando la evolución de un pulso que incide en el NOLM por el puerto 1. El pulso será dividido por el acoplador 1 en dos pulsos con la misma amplitud que serán transmitidos por los puertos 3 y 4 al lazo del NOLM. A través de la asimetría de polarización se puede obtener una diferencia de fase no lineal entre los pulsos que se contrapropagan en lazo del NOLM, y debido a que los cambios de la fase no lineal siguen el perfil de intensidad, estos pulsos experimentan menor transmisión (o mayor pérdida) en los costados laterales, de manera que el pulso después de pasar por el NOLM es más estrecho que el pulso inicial. Después de varios ciclos el pulso continuará reduciéndose hasta llegar a un punto donde sea tan corto que su ancho espectral es comparable al ancho de banda del medio de ganancia. Con la configuración mostrada en la Fig. 4.20 fue posible generar pulsos con una frecuencia de repetición de 0.8 MHz que corresponde a la frecuencia fundamental de la cavidad. Además una característica importante de esta configuración, es que mediante ajustes del ángulo del QWR es posible obtener autoencendido (self-starting) [24], el cual se presentó cuando el ángulo del QWR se posicionó muy cerca del punto D como se muestra en la figura 4.19. La Fig. 4.21 muestra la frecuencia de los pulsos generados con el láser bajo discusión.

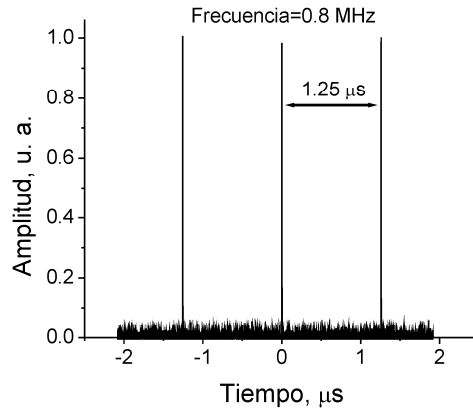


Fig. 4.21. Tren de pulsos generados con razón de repetición de 0.8 MHz.

El amarre de modos se logró con una potencia de bombeo de 100 mW, pero una vez generados los pulsos es posible bajar la potencia a 35 mW y mantener el amarre de modos para un solo pulso en la cavidad. La función de autocorrelación que corresponde al pulso de salida se muestra en la Fig. 4.22, la cual tiene un ancho total a la mitad del máximo ( $T_{ac}$ ) de 30 ps.

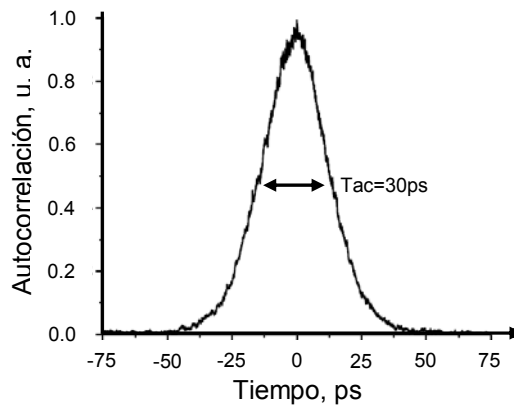


Fig. 4.22. Función de autocorrelación para los pulsos de salida generados con la configuración mostrada en la Fig. 4.20.

La función de autocorrelación muestra que el pulso tiene una duración de  $T_{FWHM} = 21.2$  ps ( $T_{FWHM} = 0.707T_{ac}$ ) si asumimos un perfil de intensidad gaussiano. Como podemos notar este valor es bastante cercano al valor esperado de 23 ps. Analizando con detalle la función de autocorrelación, se podría decir que el pulso carece de componentes de baja intensidad como pedestal u onda continua. Sin embargo, una manera de determinar la presencia de

componentes de baja intensidad es mediante el espectro de potencia. En la Fig. 4.23 se muestra el espectro de potencia para la emisión láser mostrada en la Fig. 4.22.

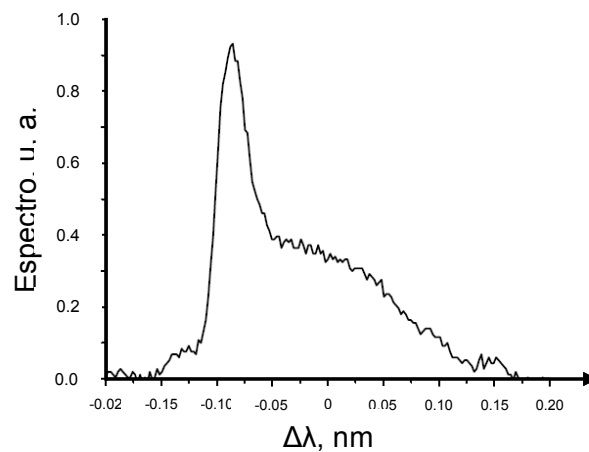


Fig. 4.23. Espectro de potencia para los pulsos generados con la configuración mostrada en la Fig. 4.20.

Podemos notar que el espectro consiste de un componente ancho el cual asumimos pertenece a los pulsos generados. Sin embargo, también se observa un pico máximo que corresponde a un componente de energía mayor, el cual lo atribuimos a la presencia de onda continua. La potencia promedio para los pulsos de salida es del orden de 1 mW. Sin embargo, puesto que existen niveles de onda continua, es muy complicado estimar la potencia pico para el pulso. Por lo tanto, con el fin de mejorar el esquema anterior se propone una configuración con salida dependiente de la polarización, la cual será descrita en la siguiente sección.

#### **4.6. F8L con salida dependiente de la polarización**

Para tratar de mejorar el esquema anterior y buscar eliminar la transmisión de componentes de baja intensidad, se propone una configuración con salida dependiente de la polarización. En la Fig. 4.24 se muestra el diagrama experimental de la configuración propuesta.

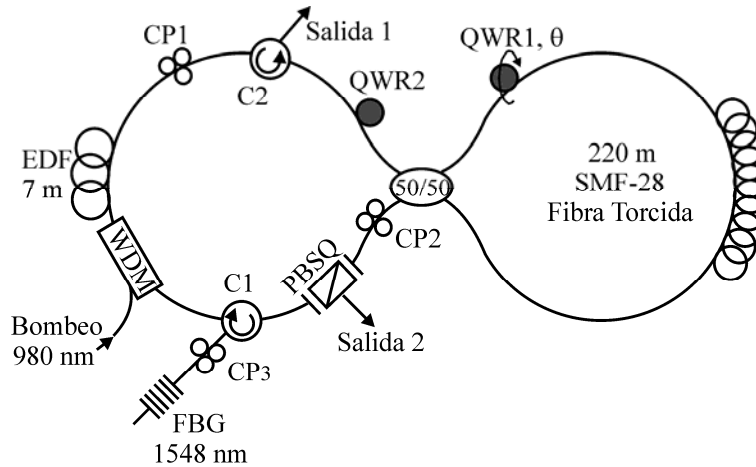


Fig. 4.24. Diagrama experimental para nuestra configuración propuesta de F8L.

El NOLM consiste de una configuración idéntica a la del F8L mostrado en el caso anterior, ver Fig. 4.20. El acoplador es simétrico, el lazo consiste de 220 m de fibra torcida con una razón de torsión igual a 7 vueltas por metro y un QWR1 localizado asimétricamente en el lazo del NOLM. Sin embargo, hemos realizado algunos cambios importantes en el lazo izquierdo del F8L en comparación con el esquema de la Fig. 4.20. En esta configuración la salida del NOLM es introducida al control de polarización (CP2) y a un cubo polarizador divisor de haz (PBSQ, polarizer beam-splitter cube), la salida láser es tomada a través de la salida 2 sin la necesidad de acopladores, e inmediatamente después de la salida del NOLM. La EDF consiste de 7 m de longitud con una alta concentración de iones de Erblio ( $9.92 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ ), y el acoplador C2 es introducido para mantener una operación unidireccional y monitorear la frecuencia de repetición del F8L a través de la salida 1. De manera similar a la configuración anterior, el láser de bombeo tiene una potencia máxima de 100 mW para una longitud de onda de 980 nm.

Para comprender la operación del NOLM en esta configuración de F8L analizamos nuevamente su transmisión, pero esta vez analizamos por separado cada uno de los componentes de polarización que componen al campo transmitido como se muestra en la Fig. 4.25. La transmisión del NOLM es analizada considerando una polarización de entrada circular derecha  $C^+$  y una longitud en el lazo de 220 m.

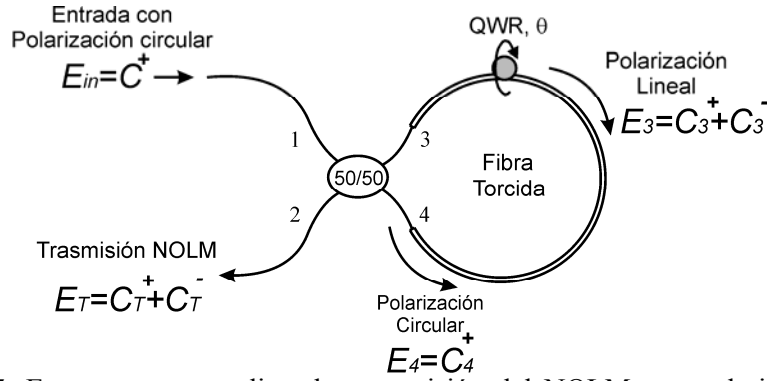


Fig. 4.25. Esquema para analizar la transmisión del NOLM con polarización de entrada circular derecha  $C^+$ .

$E_{in}$  es el campo de entrada el cual esta representado en una base circular derecha  $C^+$ ,  $\theta$  representa el ángulo de rotación del QWR,  $E_3$  y  $E_4$  son los campos que se transmiten por los puertos 3 y 4 respectivamente, y  $E_T$  representa al campo transmitido a la salida del NOLM. Nótese que debido al QWR se espera que  $E_T$  este compuesto por la suma de dos componentes de polarización ortogonales. Haciendo un análisis matricial podemos obtener una expresión para el campo transmitido  $E_T$  en función de sus componentes de polarización como se muestra a continuación

$$|E_T|^2 = \begin{pmatrix} |C_T^+|^2 \\ |C_T^-|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{|E_{in}|^2}{2} \left( 1 - 4\alpha(1-\alpha) \cos^2 \left( \frac{\Delta\varphi_{NL}}{2} \right) \right) \\ \frac{|E_{in}|^2}{2} \left( 1 - 4\alpha(1-\alpha) \cos^2 \left( \frac{\Delta\varphi_{NL} - 4\theta}{2} \right) \right) \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

Asumiendo el caso donde  $\Delta\varphi_{NL}$  es igual a cero (bajas potencias), observamos que el campo transmitido con polarización paralela al haz de entrada  $C_T^+$  tiene transmisión cero, mientras que el componente transmitido con polarización ortogonal  $C_T^-$  puede experimentar transmisión distinta de cero debido a su dependencia con el ángulo de rotación  $\theta$ . Esta dependencia produce una transmisión oscilatoria del componente  $C_T^-$  como la que se muestra en la Fig. 4.26(a). Por lo tanto, podemos decir que en la región de bajas potencias el NOLM tiene un comportamiento similar al de una placa de  $\lambda/2$  al transmitir únicamente el campo con polarización ortogonal al campo de entrada.

Para la región de altas potencias la diferencia de fase no lineal  $\Delta\varphi_{NL}$  juega un papel importante en la operación del NOLM. Conforme aumenta la potencia el componente

paralelo a la entrada del NOLM  $C_T^+$  aparece, y experimenta mayor transmisión a medida que aumenta la potencia, ver Fig. 4.26(b). Como la transmisión de  $C_T^+$  no depende del ángulo  $\theta$ , esta es fija para cualquier rotación del QWR y siempre inicia su transmisión desde cero. En contraste, la componente de polarización  $C_T^-$ , ortogonal a la entrada del NOLM, exhibe una transmisión que depende fuertemente de la posición del QWR. En las Figs. 4.26(c) y 4.26(d) se muestra la transmisión no lineal de la componente  $C_T^-$  considerando diferentes ángulos de rotación del QWR. Estos ángulos están representados por los puntos A-H como se muestra en la gráfica de la Fig. 4.26(a).

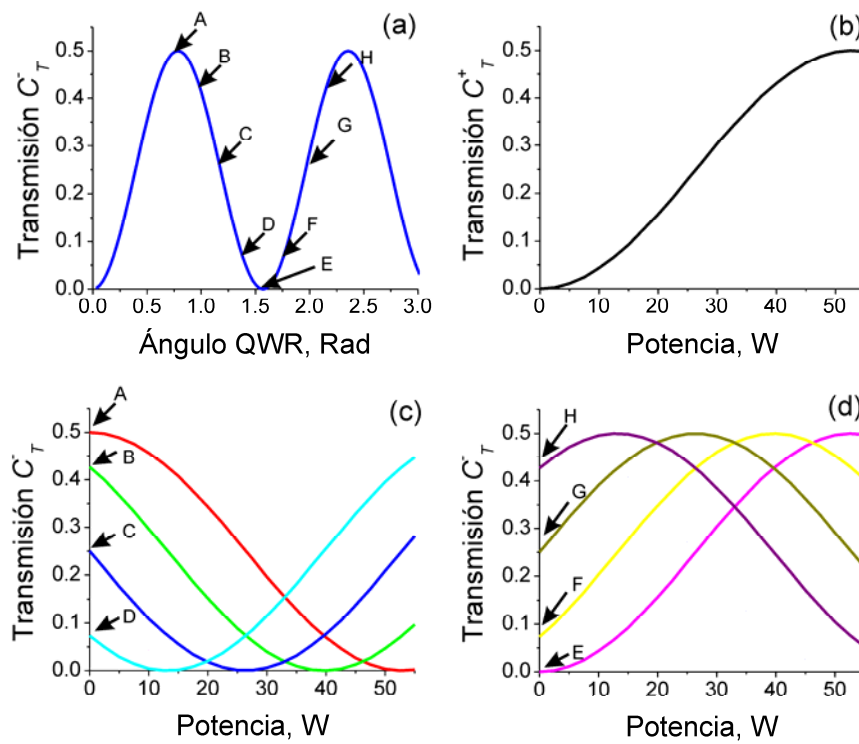


Fig. 4.26. Transmisión del NOLM considerando sus dos componentes de polarización. (a) Transmisión del NOLM versus el ángulo del QWR, (b) Transmisión del componente  $C_T^+$  en función de la potencia, (c) Transmisión de la componente  $C_T^-$  en función de la potencia para los ángulos A-D del QWR, (d) Transmisión de la componente  $C_T^-$  en función de la potencia para los ángulos E-H del QWR. Para estas simulaciones se consideró una polarización de entrada  $C^+$  y una longitud en el lazo de 220m.

De estos resultados observamos que debido a la transmisión cero para bajas potencias, la transmisión no lineal del componente paralelo a la entrada  $C_T^+$  puede ser utilizada para la transmisión de pulsos sin componentes de baja intensidad como onda continua o pedestal. Mientras que para el componente con polarización ortogonal a la entrada  $C_T^-$ , podemos explotar su transmisión dependiente de la rotación del QWR para obtener una transmisión que nos permita iniciar el amarre de modos. Como se muestra en la Fig. 4.26(d) la transmisión alrededor del punto F es de especial interés puesto que exhibe una transmisión diferente de cero para bajas potencias, permitiendo que un pequeño ruido inicial se pueda amplificar e inicie el proceso de amarre de modos. Además, como se demostró en la sección anterior, esta transmisión puede ser muy útil para tener autoencendido (self-starting) en una configuración de F8L.

Para aprovechar estas propiedades de la transmisión del NOLM en una configuración de F8L, introducimos un controlador de polarización (CP2) y un cubo polarizador divisor de haz (PBSQ) a la salida del NOLM. El CP2 puede ajustarse para proveer una máxima transmisión a través del PBSQ de tal forma que la componente de baja intensidad (ortogonal a la entrada del NOLM) pueda ser transmitida a la cavidad del láser e iniciar el amarre de modos. Con este ajuste la componente de polarización ortogonal pasará a través del PBSQ y la componente paralela a la entrada es monitoreada en la salida del láser (salida 2) como se muestra en la Fig. 4.27.

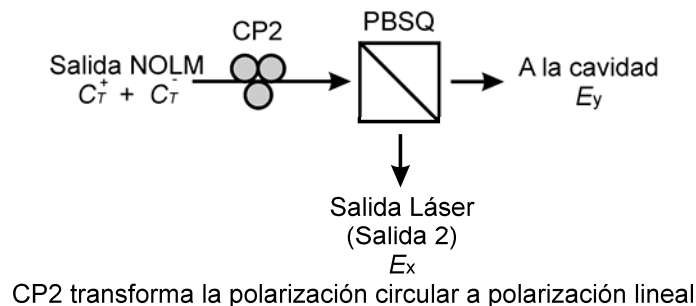


Fig. 4.27. Salida del F8L dependiente de la polarización.

Con el propósito de analizar el desempeño del F8L con salida dependiente de la polarización, en la Fig. 4.28 se muestra la función de autocorrelación para los pulsos de salida empleando la configuración de F8L mostrada en la Fig. 4.24.

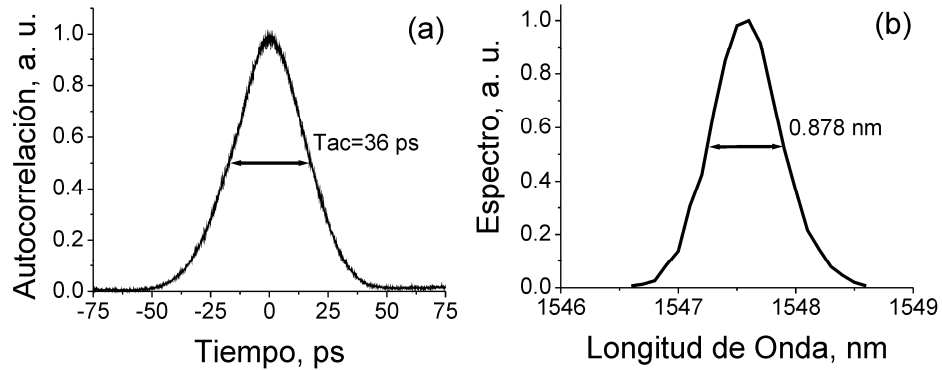


Fig. 4.28. (a) Función de autocorrelación de los pulsos generados empleando la configuración de F8L mostrada en la Fig. 4.24, (b) espectro de potencia.

La función de autocorrelación muestra que los pulsos generados tienen una  $T_{FWHM}$  de 25 ps ( $0.707 T_{ac}$ ), muy cercanos a los pulsos generados en la configuración de F8L con acoplador de salida (Fig. 4.22). Al analizar la distribución espectral (Fig. 4.28(b)) observamos que con la configuración con salida dependiente de la polarización no aparece la formación de un pico que revele la aparición de componentes de baja intensidad como pedestales u onda continua. Para el pulso mostrado en la Fig. 4.28(a) la potencia pico del pulso la estimamos en 1.2W empleando un detector rápido de 10 GHz. Sin embargo, debido a que el detector no es suficientemente rápido para resolver el pulso, esta medición es una estimación de la potencia pico y lo más probable es que la potencia tenga un valor ligeramente mayor al estimado. A partir de la potencia promedio y asumiendo que no existe ninguna contribución de baja intensidad, podemos estimar la potencia pico máxima en 4.3 W, la cual obtuvimos a partir del valor de la potencia promedio de 0.1 mW. Como podemos observar esta configuración permite la generación de pulsos cortos con valores de potencia muy cercanos al valor máximo estimado, lo que es de gran importancia en el régimen pulsado puesto que la potencia es un parámetro importante a determinar. Para nuestros pulsos generados, el contraste entre el nivel de pico y el nivel de onda continua es superior a 40 dB. El amarre de modos se logró para una posición del QWR alrededor de los puntos F y G, ver Fig. 4.26(d), con una potencia de bombeo aproximada de 70 mW. Una vez obtenido el amarre de modos, la potencia de bombeo se puede reducir hasta 15 mW y mantener el amarre de modos para un solo pulso como el mostrado en la Fig. 4.28(a).



## 4.7. Conclusiones

En este capítulo hemos analizado de forma general la operación de los láseres de fibra en el régimen pulsado. De forma particular analizamos la configuración de un F8L e investigamos una configuración de F8L con salida dependiente de la polarización. Los resultados experimentales demuestran que con esta configuración es posible obtener pulsos prácticamente sin contribuciones de baja potencia, por lo que los pulsos generados tienen potencia pico muy cercana al valor máximo obtenido a partir de la potencia promedio. Asumiendo un perfil de intensidad gaussiano los pulsos generados tienen una  $T_{FWHM}$  igual a 25 ps y potencia pico igual a 1.2 W. El contraste entre el pico y componente de onda continúa es mayor a 40 dB, por lo que asumimos que el pulso no presenta componentes de baja intensidad.

Estos pulsos serán de gran utilidad para analizar la formación de solitones en fibras con dispersión anómala. En los capítulos posteriores esta configuración de F8L con salida dependiente de la polarización formará parte de nuestro sistema experimental para investigar la extracción de solitones.

## 4.8. Referencias

- 
1. E. Snitzer, "Optical maser action of Nd<sup>3+</sup> in a Barium Crown Glass," *Phys. Rev. Lett.* **7**, 444-446 (1961).
  2. J. Stone, C. A. Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry," *Appl. Phys. Lett.* **23**, 388 (1973).
  3. J. Stone, C. A. Burrus, "Neodymium-doped fiber lasers: room temperature cw operation with an injection laser pump," *Appl. Opt.* **13**, 1256-1258 (1974).
  4. Mears, R., L. Reekie, S. Poole, D. Payne, "Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers," *Electron. Lett.* **21**, 738-740 (1985).
  5. R. J. Mears, L. Reekie, I. Jauncey, D. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$ ," *Electron. Lett.* **23**: 1026-1028 (1987).
  6. M. J. F. Digonnet, *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers* 2a ed. (Marcel Dekker Inc., 2001).
  7. S. Yin, P. B. Ruffin, F. T. S. Yu, *Fiber optic sensors* 2a ed. (CRC press, 2008).

- 
8. J. F. Duarte, *Tunable laser applications* 2a ed. (CRC press, 2009).
  9. M. E. Fermann, A. Galvanauskas, *Ultrafast lasers technology and applications* 1a ed. (Marcel Dekker Inc. 2003).
  10. G. P. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics* 2a ed. (Academic, 2008).
  11. M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Lett.*, **15**, 752-754, 1990.
  12. N. J. Doran, D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.* **13**, 56-58 (1988).
  13. M. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel, J. R. Simpson, "Soliton switching in a fiber nonlinear loop mirror," *Opt. Lett.* **14**, 811-813 (1989).
  14. L. Chusseau, E. Delevaque, "250 fs optical pulse generation by simultaneous soliton compression and shaping in a nonlinear optical loop mirror including a Peak attenuation," *Opt. Lett.* **19**, 734-736 (1994).
  15. K. Smith, E. J. Greer, N. J. Doran, D. M. Bird, K. H. Cameron, "Pulse amplification and shaping using a nonlinear loop mirror that incorporates a saturable gain," *Opt. Lett.* **17**, 408-410 (1992).
  16. W. S. Wong, S. Namiki, M. Margalit, H. A. Haus, E. P. Ippen, "Self-switching of optical pulses in dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors," *Opt. Lett.* **22**, 1150-1152 (1997).
  17. K. R. Tamura, M. Nakazawa, "Spectral smoothing and pedestal reduction of wavelength tunable quasi-adiabatically compressed femtosecond solitons using a dispersion-flattened dispersion-imbalanced loop mirror," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **11**, 230-232 (1999).
  18. E. A. Kuzin, J. A. Andrarde-Lucio, B. Ibarra-Escamilla, R. Rojas-Laguna, J. Sanchez-Mondragon, "Nonlinear optical loop mirror using the nonlinear polarization rotation effect," *Opt. Commun.* **144**, 60-64 (1997).
  19. R. Ulrich, A. Simon, "Polarization optics of twisted single-mode fibers," *Appl. Optics* **18**, 2241-2251 (1979).
  20. T. Tanemura, K. Kikuchi, "Circular-birefringence fiber for nonlinear optical signal processing," *J. Lightwave Technol.* **24**, 4108-4119 (2006).

- 
21. O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, F. Méndez-Martínez, “Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fiber and a  $\lambda/4$  birefringence bias,” *Opt. Commun.* **254**, 152-167 (2005).
  22. Y. Silberberg, Y. Barad, “Rotating vector solitary waves in isotropic fibers,” *Opt. Lett.* **20**, 246-248 (1995).
  23. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic, 2001).
  24. B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. kuzin, J. W. Haus, R. Grajales-coutiño, P. Zaca-Moran, “Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM,” *Opt. Commun.* **281**, 1226-1232 (2008).
  25. Rubén Grajales, *Investigación experimental de la operación del autoencendido de un láser de fibra de figura 8 basado en un NOLM simétrico*, Tesis doctoral INAOE( 2008).

## Capítulo 5

### Extracción no lineal de solitones en fibras ópticas

En este capítulo se investiga numéricamente la extracción no lineal de solitones que resultan de la ruptura de pulsos en una fibra óptica. Para este propósito se propone el uso de un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) y encontramos que bajo ciertas condiciones es posible extraer un solitón. Los resultados numéricos demuestran que mediante una selección adecuada de los parámetros del NOLM y la previa amplificación de los pulsos antes de ser introducidos al NOLM, es posible extraer un solitón fundamental y además sintonizar su duración temporal. Para el caso particular de un pulso de 20 ps, la duración del solitón extraído se pudo sintonizar entre 0.23 y 0.61 ps. Los resultados sugieren que el método propuesto puede ser útil para la extracción de solitones y para producir solitones fundamentales con deseable duración temporal.

#### 5.1. Introducción

La compresión, formación y generación de pulsos en fibras ópticas son temas de gran interés y que han sido objeto de investigación durante poco más de dos décadas. El efecto de compresión fue demostrado por primera vez por Mollenauer *et al.* en [1]. En ese trabajo se demostró que el mecanismo de compresión está relacionado con la evolución periódica de solitones de alto orden ( $N > 1$ ), por lo que dicha evolución puede ser empleada para producir una fuerte compresión de los pulsos. Desde entonces, varios trabajos han sido reportados en los cuales el efecto de compresión en fibras con dispersión anómala ha sido explotado [2,3,4,5,6,7,8,9]. En estos trabajos particular atención se ha dado a la reducción de pedestal [3-9]. Para esta aplicación, las inherentes propiedades del NOLM lo hacen un elemento muy atractivo para la conmutación óptica, la formación (pulse shaping) de pulsos y la eliminación de pedestales. El principio de operación del NOLM se basa en la diferencia de fase no lineal adquirida por los haces en el lazo [10]. Sin embargo, un problema fundamental del NOLM es que la conmutación solo ocurre para una porción del pulso,

puesto que los cambios de fase siguen a la envolvente temporal. Una alternativa para solucionar este problema es el uso de solitones, puesto que mantienen una fase uniforme que permite la conmutación completa de pulsos [11,12,13,14,15,16].

Poco después de la primera publicación del NOLM [10], este dispositivo fue sugerido para aplicaciones de formación de pulsos [17,18]. El NOLM sugerido inicialmente explota la diferencia de fase no lineal causada por la asimetría en potencia de los haces en el lazo. Para este propósito el acoplador tiene que ser asimétrico. La desventaja de esta configuración es que la transmisión es diferente de cero para bajas potencias, lo que es indeseable para remover pedestales. El NOLM con acoplador simétrico y un desequilibrio en la dispersión del lazo fue sugerido en [19] y discutido para la supresión de pedestal [20,21,22]. El NOLM también ha sido propuesto para obtener simultáneamente compresión y reducción de pedestal [23,24,25]. En [23] pulsos iniciales de varios picosegundos fueron generados por un láser semiconductor, amplificados e introducidos a un NOLM ligeramente desbalanceado. Tales pulsos experimentaron simultáneamente compresión y un mejoramiento en la forma del pulso (pulse shaping) en el NOLM. Como resultado pulsos de 250 femtosegundos libres de pedestal fueron generados. En el lazo del NOLM se incluyó una atenuación controlable para permitir un control preciso del mejoramiento en la forma del pulso. Sin embargo, se requiere un ajuste muy fino para la longitud de la fibra y el balance en la potencia para generar pulsos libres de pedestal. En la referencia [24] se estudia a detalle la optimización para la compresión de solitones de alto orden en un NOLM desbalanceado. Con estos esquemas es requerido un procedimiento de optimización muy complejo para obtener pulsos libres de pedestal con perfil de secante hiperbólica,  $sech^2(x)$ .

Un diseño de NOLM simétrico que usa asimetría de polarización ha sido propuesto en [26]. Este NOLM incluye una fibra altamente torcida en el lazo y un retardador de cuarto de onda QWR. Como se mencionó en el capítulo anterior, el propósito del QWR es romper la simetría en la polarización para obtener una diferencia de fase de los haces en el lazo, lo que nos permite obtener una transmisión cero para la región de bajas potencias. La fuerte torsión en la fibra produce una birrefringencia circular y decrece la indeseable birrefringencia lineal residual [27]. Esto hace a la configuración más estable e insensitiva a las variaciones del ambiente. Por otra parte, también ha sido demostrado que la fibra torcida

funciona como una fibra ideal cuando los efectos no lineales son usados [28]. La transmisión para este NOLM en la región de bajas potencias puede ser fácilmente ajustada en un rango de entre 0 y 0.5 mediante la rotación del QWR. Además, aun cuando la transmisión para bajas potencias es igual a cero, la potencia crítica es razonablemente baja. Por lo tanto, las propiedades de este NOLM lo hacen muy útil también para aplicaciones de supresión de pedestal [29,30].

Es bien sabido que cuando un pulso intenso de luz se propaga en una fibra en la región de dispersión anómala, es posible generar la ruptura temporal del pulso y formar una serie de solitones fundamentales [31]. Este rompimiento del pulso es estudiado en conexión con la generación de supercontinuo, ver [32] y sus referencias. Inicialmente el pulso se rompe en solitones debido a la combinación de la no linealidad Kerr y la dispersión anómala. Zakharov y Shabat investigaron la NLSE [33] y encontraron la distribución de potencia a la cual los solitones tienden asintóticamente al final del proceso. De estos resultados en particular, se obtiene que la potencia para el solitón más intenso es aproximadamente cuatro veces mayor a la potencia pico del pulso de entrada. Este resultado presenta una aproximación para una gran variedad de pulsos planos con número de solitón grande. Sin embargo, la formación de solitones puede ser afectada por colisiones, de manera que bajo la presencia de la IRS estos tienden a amplificarse y a desplazarse en frecuencia [34,35,36]. La investigación experimental con pulsos de nanosegundos revela que en la etapa inicial del ensanchamiento espectral los solitones tienen un comportamiento similar a la predicción del modelo discutido en [33] (ver referencia [37]). Estos resultados muestran que usando un nivel de potencia apropiado podemos obtener un grupo de solitones en los cuales el solitón de mayor intensidad tiene la potencia deseada, y por consiguiente la duración deseada.

En este capítulo investigamos numéricamente la extracción de un solitón del grupo de solitones que se generan por la ruptura temporal de un pulso en una fibra con dispersión anómala. Para la extracción del solitón empleamos un NOLM simétrico con asimetría de polarización. En este trabajo el NOLM es utilizado para la extracción de pulsos de picosegundos y subpicosegundos. Se observa que la transmisión para un solitón depende fuertemente de su duración temporal, y su transmisión puede ser ajustada por una amplificación adicional antes de ser introducido al NOLM. Esto permite ajustar la

transmisión del NOLM para extraer un solitón determinado. La longitud óptima del NOLM depende de la duración del solitón que deseamos extraer. Los cálculos numéricos muestran que la longitud óptima es de 5.7 veces la longitud de dispersión para el solitón deseado. Como caso particular utilizamos pulsos de bombeo con duración temporal ( $T_{FWHM}$ ) de 20 ps y potencia pico de 10 W. Para el lazo del NOLM escogimos 37 m de fibra. Los resultados muestran que para este caso es posible extraer solitones fundamentales con  $T_{FWHM}$  entre 0.23 y 0.61 ps. Creemos que el método propuesto puede ser muy útil para la extracción de solitones y para producir solitones con deseable duración temporal.

## **5.2. Configuración propuesta para la extracción no lineal de solitones y cálculos numéricos**

La configuración propuesta para la extracción no lineal de solitones se muestra en la Fig. 5.1. La Fibra 1 es bombeada por un pulso gaussiano con duración temporal de algunos picosegundos. De acuerdo con los resultados obtenidos en el capítulo 3, los pulsos con duración de  $\sim 20$  ps pueden ser útiles para investigar la ruptura temporal del pulso y la subsecuente formación de solitones. En particular esta duración resulta muy atractiva puesto que es posible generar pulsos de  $\sim 20$  ps limitando el ancho de banda en un láser de fibra empleando una rejilla de Bragg (ver capítulo 4). Además, los pulsos de picosegundos pueden ser manipulados de manera más cómoda que los pulsos ultracortos. Los pulsos de  $\sim 20$  ps todavía pueden ser amplificados y propagados en distancias cortas de fibra sin generar cambios importantes en su perfil. Por esta razón los cálculos numéricos los hacemos empleando pulsos de 20 ps. De acuerdo con la referencia [37], cuando ocurre la formación de solitones estos tienen un comportamiento similar al modelo reportado en [33]. Estos resultados predicen que al final de la primera etapa del proceso de formación de solitones, el solitón de mayor intensidad tiene amplitud 4 veces mayor que la del pulso de entrada. Para las simulaciones la potencia del pulso de entrada y la longitud de la Fibra 1 son escogidas de manera que se forme un grupo de solitones que correspondan a la etapa final de la parte inicial del proceso de formación de solitones. Bajo esta condición los solitones todavía no son afectados por la IRS y podemos decir que aún permanecen dentro de la envolvente del pulso, por lo que mantienen la misma longitud de onda. Simulamos la evolución de un pulso linealmente polarizado de 10 W a través de una fibra estándar de 1

km (Fibra 1). La dispersión en la fibra es de  $20 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{Km})$  a  $1550 \text{ nm}$ , y su área efectiva es igual a  $81 \mu\text{m}^2$ . Estos parámetros corresponden a una fibra SMF-28. El número de solitón  $N$  para este pulso es estimado en 13.5. El grupo de solitones a la salida de la Fibra 1 pasará a través de los controladores de polarización CP para convertir su polarización lineal a un estado de polarización circular. Posteriormente, los pulsos son amplificados por un EDFA e introducidos al NOLM. Una fibra adicional (Fibra 2) es conectada a la salida del NOLM con fines de conformación del pulso y para la formación de solitones fundamentales.

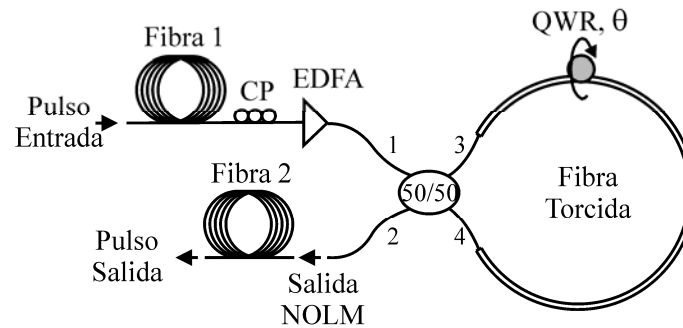


Fig. 5.1. Esquema propuesto para investigar la extracción de solitones usando un NOLM [38].

Como se observa en la Fig. 5.1 el NOLM consiste de un acoplador simétrico, un lazo de fibra altamente torcida y una placa retardadora de cuarto de onda QWR que puede ser rotada perpendicularmente a la fibra del lazo. En el lazo consideramos una razón de torsión igual a 6 vueltas por metro. La longitud del lazo es escogida igual a 37 m, con esta longitud tenemos una transmisión máxima para el solitón deseado. Esto será discutido en detalle después. Para el campo en la entrada al NOLM consideramos una polarización circular, esto debido a que con esta polarización la potencia crítica prácticamente no depende del ángulo de rotación del QWR [39]. Como veremos más adelante, la forma de onda transmitida por el NOLM depende fuertemente de la ganancia del amplificador (EDFA) insertado previo a la entrada del NOLM. En nuestra simulación la amplificación del EDFA se varió entre 1.5 y 7.5.

El principio de operación del NOLM en esta configuración lo podemos describirse como sigue. El grupo de solitones, con polarización circular, es introducido al NOLM por el puerto 1, donde el acoplador simétrico divide el haz en dos haces de igual intensidad transmitidos por los puertos 3 y 4 hacia el lazo. El acoplador no afecta el estado de polarización, así que el haz transmitido por el puerto 3 es convertido a una polarización



lineal al inicio de su propagación por el QWR y se propaga en sentido de las manecillas del reloj hasta que llega al puerto 4. Numéricamente modelamos el haz linealmente polarizado compuesto por la suma de dos componentes de polarización circular, y calculamos su evolución usando una base circular de la NLSE como se muestra en las ecuaciones 5.1. El haz que se propaga en sentido opuesto a las manecillas del reloj mantiene su polarización circular inicial. Su evolución es calculada con las mismas ecuaciones (5.1) tomando la condición inicial  $A_-=0$ , después de pasar a través del QWR el pulso convierte su estado de polarización a lineal y llega al puerto 3. Finalmente haces linealmente polarizados son recombinados en el acoplador. La transmisión del NOLM depende tanto de la diferencia de fase no lineal y de la orientación de polarización mutua de los haces. La polarización mutua depende de la orientación del QWR. Para nuestros cálculos usamos las siguientes ecuaciones acopladas en la siguiente forma [40]:

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} = \frac{\Delta\beta}{2} \frac{\partial A_+}{\partial T} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_+}{\partial T^2} + i \frac{2}{3} \gamma \left( |A_+|^2 + 2|A_-|^2 \right) A_+ \quad (5.1a)$$

$$\frac{\partial A_-}{\partial z} = -\frac{\Delta\beta}{2} \frac{\partial A_-}{\partial T} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_-}{\partial T^2} + i \frac{2}{3} \gamma \left( |A_-|^2 + 2|A_+|^2 \right) A_-, \quad (5.1b)$$

donde  $A_+$  y  $A_-$  representan la envolvente del pulso en los estados circular derecha y circular izquierda respectivamente,  $z$  representa la distancia física, el parámetro  $\Delta\beta$  representa la diferencia entre las velocidades de grupo de los componentes con polarización derecha e izquierda respectivamente. El parámetro  $\Delta\beta$  está relacionado con la razón de torsión ( $\tau$ ) por medio de la siguiente relación  $\Delta\beta = B_{cir}/c$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz y la birrefringencia circular normalizada  $B_{cir}$  está definida por  $B_{cir} = \lambda g \tau / 2\pi$ , donde  $g \approx 0.16$  para fibras de sílice [41]. Para la razón de torsión de 6 vueltas por metro  $\Delta\beta$  es igual a 4.96 ps/km.  $\beta_2$  es el parámetro GVD igual a -25.5 ps<sup>2</sup>/km que corresponde a un parámetro de dispersión  $D$  de 20 ps/(nm-km) a 1550 nm,  $T$  representa el tiempo físico en un marco retardado, y  $\gamma$  es el coeficiente no lineal igual a 1.621 W<sup>-1</sup>/km obtenido del área efectiva de 81 μm<sup>2</sup> y el coeficiente no lineal  $n_2 = 3.2 \times 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W para una fibra estándar de sílice. Las ecuaciones (5.1) son resueltas numéricamente con el método SSFM. Para la simulación del NOLM simplificamos nuestro tratamiento excluyendo el término Raman debido a que su contribución es despreciable por la corta longitud en el lazo. Sin embargo, para simular la

evolución del pulso en la Fibra 1 y la Fibra 2, incluimos el termino Raman en la NLSE. Así la NLSE modificada toma la siguiente forma [42]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma \left( |A|^2 A - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right), \quad (5.2)$$

donde  $A$  representa la envolvente del pulso, y  $T_R$  es la respuesta temporal del efecto Raman. En la simulación usamos un valor para  $T_R$  igual a 3 fs, un valor típico en fibras ópticas de sílice [31].

### 5.3. Análisis de la transmisión de solitones

Supongamos ahora que obtenemos un grupo de solitones polarizados linealmente a la salida de la Fibra 1. Estos pasarán a través del CP y convertirán su polarización lineal a circular. En este punto los pulsos ya no son considerados solitones puesto que la amplitud para un solitón con polarización circular tiene amplitud  $3/2$  mayor que la de un solitón con polarización lineal. Los pulsos que entran al acoplador son divididos en dos haces de igual amplitud que son transmitidos por los puertos 3 y 4 hacia el lazo. Para obtener la propagación de solitones en el lazo, los pulsos después del CP son amplificados por el EDFA. Para una amplificación igual a 3 el pulso que se propaga en sentido contrario a las manecillas del reloj se propaga como un solitón fundamental con polarización circular, mientras que el pulso que se propaga en sentido de las manecillas del reloj se propaga compuesto por la suma de dos polarizaciones ortogonales circulares y con amplitud ligeramente mayor que la de un solitón con polarización lineal, por lo tanto el pulso sufre una pequeña compresión en el lazo. Para la amplificación de 2 este pulso tiene una potencia correspondiente a la de un solitón con polarización lineal, sin embargo la birrefringencia circular complica su evolución y el pulso se propaga como dos pulsos acoplados con polarización circular derecha e izquierda. Para esta amplificación, el pulso en sentido contrario a las manecillas del reloj tiene una amplitud menor a la de un solitón circular, con número  $N$  igual a 0.8, por lo tanto se espera que este pulso sea afectado por efectos dispersivos en el lazo. La Fig. 5.2 muestra como la transmisión del NOLM depende de la duración temporal de los solitones a la salida de la Fibra 1. La configuración del NOLM consiste de una fibra de 37 m en el lazo y la amplificación del EDFA se varió de 1.5 a 7.5. Los cálculos demuestran que para la amplificación de 3, la transmisión puede alcanzar

99.4% cuando la longitud del lazo y la duración del solitón son ajustados adecuadamente. En nuestro caso particular, la transmisión máxima ocurre para un solitón de 0.72 ps. La transmisión nunca alcanza este valor para los otros valores de amplificación. Sin embargo podemos considerar que la transmisión es también alta para los demás casos. Para la amplificación igual a 2 el máximo de la transmisión alcanza 94.8 % para el solitón de 0.52 ps y para los otros valores de amplificación el máximo de la transmisión es mayor a 85%.

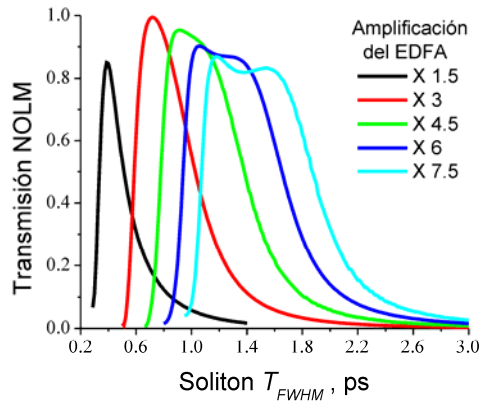


Fig. 5.2. Transmisión del NOLM considerando la solitones con polarización lineal a la salida de la Fibra 1. Los solitones tienen duración temporal entre 0.2 y 3 ps, y el NOLM consiste de una longitud de fibra de 37 m en el lazo.

Como podemos observar la transmisión del NOLM en función de la duración de los solitones es muy abrupta, además también se observa que la transmisión se desplaza hacia solitones de mayor duración conforme se incrementa la amplificación del EDFA. Para la amplificación de 1.5 el máximo ocurre para el solitón de 0.39 ps, y para la amplificación de 7.5 el máximo ocurre a 1.17 ps. Los resultados mostrados en la Fig. 5.2 sugieren que el mejor desempeño se obtiene para una amplificación de 3. Para amplificaciones menores los pulsos sufren de fuertes efectos dispersivos que degradan la transmisión, causando una transmisión menor.

Una característica importante que notamos, es que la máxima transmisión del NOLM ocurre para una longitud en el lazo igual a  $2\pi L_D$  cuando la amplificación es igual a 3. Este resultado se puede comprobar analizando la transmisión para pulsos que no son afectados por la dispersión:

$$T = (\alpha - 1)^2 + \alpha^2 - 2\alpha(1 - \alpha) \cos \left[ \alpha \frac{L}{L_{NL}} - (1 - \alpha) \frac{L}{L_{NLC}} \right], \quad (5.3)$$

donde  $L$  es la longitud del lazo,  $L_{NL}$  y  $L_{NLC}$  son las longitudes no lineales definidas como  $L_{NL}=(\gamma P_0)^{-1}$  y  $L_{NLC}=(3/2)L_{NL}$  para el pulso en el sentido de las manecillas del reloj (polarización lineal) y para el pulso en dirección opuesta (polarización circular), respectivamente.  $P_0$  representa la potencia pico, y  $\alpha$  es la constante de acoplamiento del acoplador,  $\alpha=0.5$  en nuestro caso. Para obtener una transmisión máxima es necesario una diferencia de fase no lineal de  $\pi$ . Bajo esta condición, de la ecuación (5.3) se obtiene una longitud para el lazo que corresponde a la condición de máxima transmisión,  $L=2\pi L_{NLC}$ . Pero en el caso de solitones,  $L_D=L_{NLC}$ , esta condición puede expresarse como  $L=2\pi L_D$ . Sin embargo, puesto que solo el pulso que se propaga en sentido opuesto a las manecillas es un solitón, la evolución y la fase no lineal es más complicada. Numéricamente hemos investigado la longitud óptima para obtener una transmisión completa y encontramos que esta tiene que ser igual a  $5.7L_D$  para el solitón deseado. Esta característica de la transmisión del NOLM provee la posibilidad de ajustar la longitud del lazo para obtener transmisión completa para un solitón deseado. La Fig. 5.3 muestra una gráfica de la longitud óptima calculada para solitones con  $T_{FWHM}$  en un rango entre 0.1 a 1.6 ps.

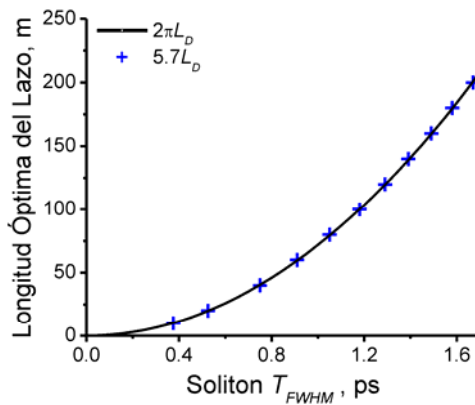


Fig. 5.3. Longitud óptima del lazo del NOLM para obtener transmisión máxima para solitones con  $T_{FWHM}$  en un rango entre 0.1 ps y 1.6 ps. Las cruces muestran la longitud óptica calculada numéricamente, y la línea continua muestra la aproximación  $L=2\pi L_D$ .

#### 5.4. Extracción de solitones

Para la investigación numérica de la extracción de solitones empleamos la configuración de la Fig. 5.1. Analizamos la evolución de un pulso gaussiano de 10 W de potencia pico y

$T_{FWHM}$  igual a 20 ps. El pulso se propaga a través de la Fibra 1 donde ocurre la ruptura temporal y se forma un grupo de solitones. La Fig. 5.4 muestra la forma de onda a la salida de la Fibra 1 para una longitud de 1.1 km. El pulso de entrada también se muestra en la figura.

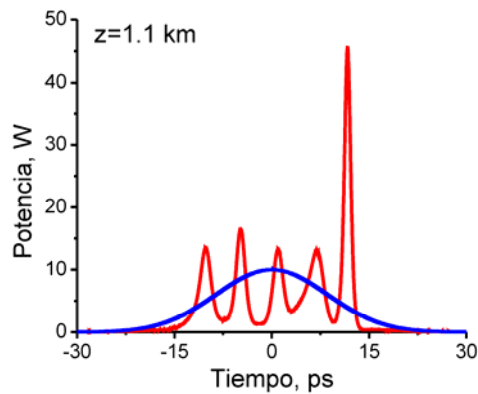


Fig. 5.4. Formas de onda de entrada (línea azul) y salida (línea roja) para la Fibra 1.

El pulso más intenso tiene perfil  $sech^2(x)$ , 45.56 W de potencia pico y 1.14 ps de duración ( $T_{FWHM}$ ). El número  $N$  para este pulso es igual a 1.1. Para los pulsos de menor intensidad su duración temporal varía de entre 1.68 ps a 3 ps, y  $N$  es estimado alrededor de 1. Esta forma de onda pasa a través del CP y es amplificada por el EDFA. La Fig. 5.5 muestra la forma de onda transmitida considerando diferentes valores de amplificación para el EDFA. Para este caso el QWR es ajustado para tener transmisión cero para bajas potencias, mientras que para altos niveles de potencia la transmisión del NOLM puede alcanzar 1 cuando la diferencia de fase no lineal sea igual a  $\pi$ .

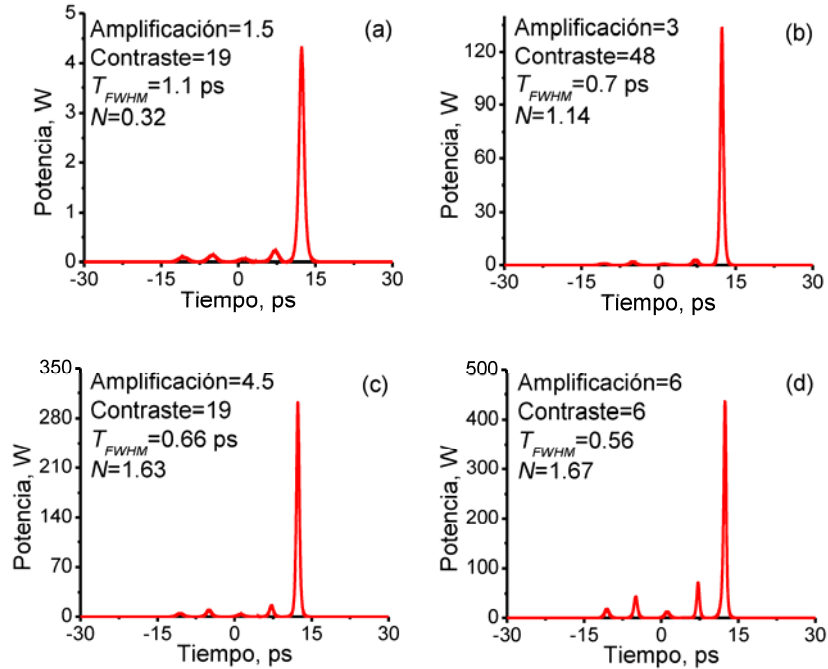


Fig. 5.5. Formas de onda transmitidas a la salida del NOLM considerando diferentes valores de amplificación del EDFA: (a) 1.5, (b) 3, (c) 4.5 y (d) 6.

Los resultados mostrados en la Fig. 5.5 pueden ser analizados usando las curvas de transmisión mostradas en la Fig. 5.2. La forma de onda de salida en la Fig. 5.5(a) muestra el caso en el cual la transmisión es baja para solitones con duración mayor a 1 ps. Por lo tanto, solo un pequeño porcentaje del pulso es transmitido. Sin embargo, la transmisión del solitón de 1.1 ps es 3.6 veces mayor que la del segundo solitón más intenso de 1.68 ps, y el contraste entre el pulso de mayor intensidad y el segundo más intenso es 19. El pulso transmitido tiene número de solitón  $N$  igual a 0.32 y el  $T_{FWHM}$  igual a 1.1 ps. En la Fig. 5.5(b) la transmisión para el solitón de 1.1 ps es todavía menor a 1, pero para este caso su transmisión se ha incrementado significativamente y es al menos 8 veces mayor que la transmisión de los solitones restantes. Como resultado el pulso transmitido es más intenso y tiene un contraste de 48. Así la amplificación de 3 veces permite una mayor transmisión y un mayor contraste que para el caso anterior. El número de solitón para el pulso transmitido es igual a 1.14 y el  $T_{FWHM}$  es igual a 0.7 ps. En la Fig. 5.5(c) la transmisión del solitón de 1.1 ps es muy cercana a 1, sin embargo, debido al desplazamiento de la transmisión a medida que aumentamos la potencia los solitones de mayor duración incrementan su transmisión, y por lo tanto el contraste es reducido a 19. El pulso más intenso tiene un  $T_{FWHM}$  igual a 0.66 ps y el número de solitón es igual a 1.63. Para la forma de onda

mostrada en la Fig. 5.5(d), la transmisión del solitón de 1.1 ps es casi la misma que para el caso anterior, pero en este caso la transmisión para los solitones con mayor duración se incrementa, resultando en una disminución del contraste. La duración del solitón a la salida del NOLM es igual a 0.56 ps con número de solitón de 1.67. La energía para los pulsos transmitidos en las Figs. 5.5(a)-(d) son 5.38 pJ, 106.15 pJ, 225.73 pJ y 277.67 pJ, respectivamente.

Una característica importante que podemos observar de la Fig. 5.5 es que la amplitud de los pulsos no deseados es baja, y su correspondiente número de solitón es menor a 1. En la presencia de dispersión anómala los efectos dispersivos y no lineales juegan un papel importante. Para pulsos de baja intensidad ( $N < 1$ ) la dispersión es el efecto dominante y da origen a un ensanchamiento del pulso. Para pulsos con mayor amplitud ( $N > 1$ ) la no linealidad domina y el pulso experimenta un efecto de compresión definido por la potencia del pulso. Por otra parte, también ha sido demostrado que si el pulso no corresponde exactamente a un solitón para  $N$  en el rango entre 0.5 y 1.5, el pulso ajusta su forma y ancho conforme este se propaga en la fibra y evoluciona a un solitón fundamental [43,44]. Tomando ventaja de esta propiedad podemos mejorar la calidad de los pulsos a la salida del NOLM usando una fibra adicional como un medio dispersivo no lineal. El propósito de la fibra adicional es dispersar la amplitud de los pulsos no deseados y formar un solitón fundamental. En los cálculos los pulsos a la salida del NOLM son introducidos a una fibra estándar de 100 m (Fibra 2) cuyos parámetros corresponden a los de una SMF-28. La Fig. 5.6 muestra los pulsos a la salida de la Fibra 2 considerando como entrada los pulsos transmitidos por el NOLM mostrados en la Fig. 5.5.

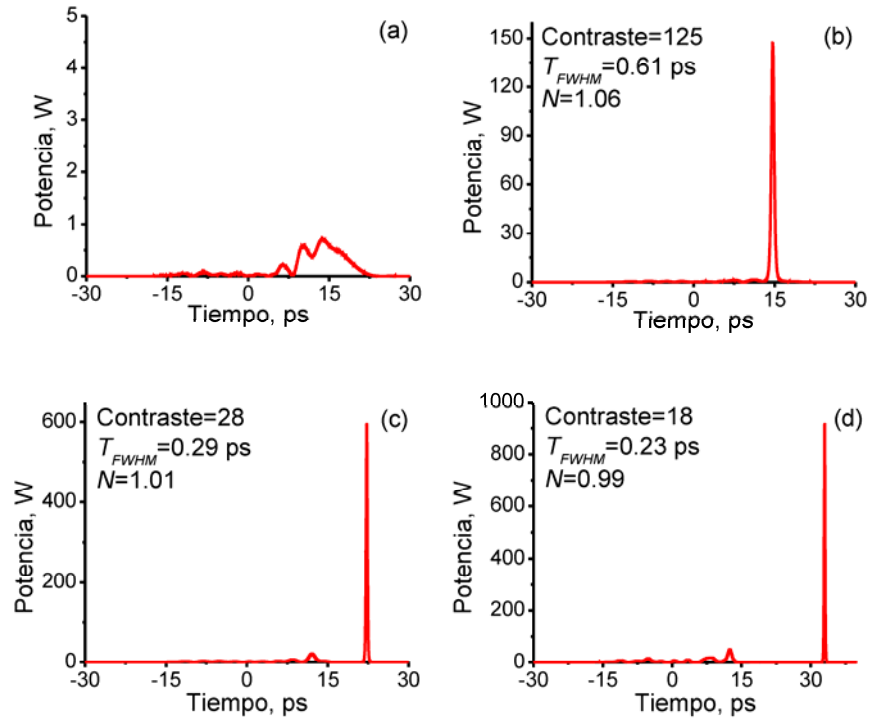


Fig. 5.6. Pulsos a la salida de la Fibra 2 (100 m) considerando como entrada las formas de onda transmitidas por el NOLM mostradas en la Fig. 5.5. (a) muestra los fuertes efectos dispersivos para pulsos con  $N < 1$ . (b-d) muestran los casos en los cuales los efectos no lineales y dispersivos mejoran la calidad del pulso transmitido obteniendo un mayor contraste y formando un solitón fundamental.

El efecto de dispersión en la fibra mejora el contraste del pulso de salida, reduciendo considerablemente la amplitud de los pulsos no deseados. Sin embargo, la energía de los pulsos no deseados permanece constante como una onda dispersiva. Esta limitación puede ser superada con éxito utilizando un NOLM adicional para eliminar el componente de baja intensidad. El contraste obtenido para los pulsos de salida en las Figs. 5.6(b)-(d) corresponden a 125, 28 y 18 respectivamente. Para estos casos el pulso con  $N > 1$  sufre un efecto de compresión seguido de un desplazamiento en frecuencia que temporalmente se aprecia como un retraso del pulso debido a la GVD anómala. Los pulsos transmitidos tienen un perfil  $sech^2(x)$ , un número de solitón igual a 1.06, 1.01 y 0.99, y una  $T_{FWHM}$  igual a 0.61 ps, 0.29 ps y 0.23 ps, respectivamente. La energía para los pulsos es reducida a 102.38 pJ, 196.52 pJ y 240.24 pJ, respectivamente. La diferencia en energía es debido a que el número de solitón para los pulsos antes de ser introducidos a la Fibra 2 no corresponden



exactamente a un solitón fundamental ( $N=1$ ), y como resultado parte de su energía es transferida a una onda dispersiva que no forma parte del solitón. El producto tiempo-ancho de banda (time-bandwidth product) para estos pulsos es de 0.38, 0.36 y 0.32 respectivamente, los cuales están muy cerca del valor ideal de 0.315 para los pulsos limitados por transformada de Fourier (transform-limited pulses) con perfil de intensidad  $sech^2(x)$  [45].

Estos resultados sugieren que empleando este método la amplificación del EDFA juega un papel importante para obtener el pulso de mayor calidad a la salida del sistema. Como consecuencia, se puede esperar que exista una amplificación óptima que nos permita obtener el máximo contraste entre el pulso deseado y los no deseados. Con el objetivo de analizar como influye la amplificación en el proceso de extracción de solitones, calculamos la razón entre la energía del pulso deseado y los pulsos restantes. La Fig. 5.7(a) muestra el contraste entre la energía del pulso transmitido y los pulsos restantes, y la Fig. 5.7(b) muestra el contraste de potencia entre la potencia pico del pulso transmitido y la del siguiente más intenso.

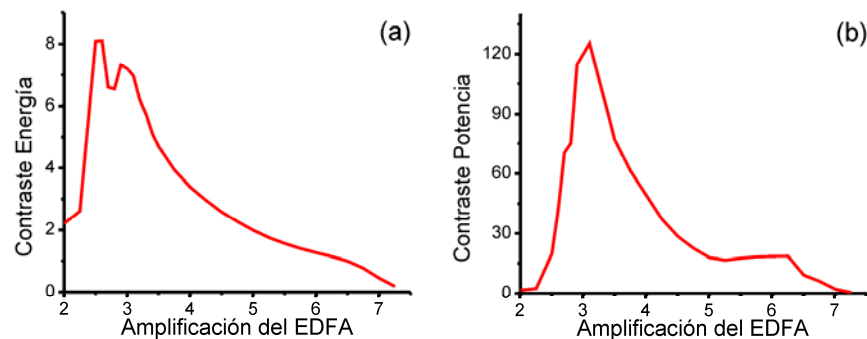


Fig. 5.7. (a) Contraste de energía entre el pulso deseado y los pulsos restantes, (b) Contraste de potencia entre la potencia pico del pulso más intenso y el siguiente más intenso.

De la Fig. 5.7 podemos ver que la energía máxima es obtenida para la amplificación de 2.6, mientras que el máximo contraste de potencia ocurre con la amplificación de 3.1. Sin embargo para la amplificación de 2.6 el contraste de potencia decrece muy poco. Para valores de amplificación menores a 2.6 los contrastes de potencia y energía decaen abruptamente debido a que la baja amplificación causa que pulsos con  $N < 1$  se propaguen en el lazo y como consecuencia los efectos dispersivos degradan el contraste. Para valores

de amplificación mayores a 3, el contraste de energía y de potencia decrece debido al desplazamiento de la transmisión hacia solitones de mayor duración. Como resultado, los pulsos no deseados se benefician de transmisiones más elevadas. Sin embargo, podemos decir que valores de amplificación entre 3 y 6 producen razonablemente buenos resultados. Una porción significativa de la energía está contenida en el pulso deseado y la razón de potencia puede ser mayor a 18. De estos resultados podemos ver que la duración de los solitones puede ser sintonizada entre 0.23 y 0.61 ps ajustando adecuadamente la amplificación del EDFA. Por consiguiente, uno puede ajustar el sistema de tal manera que solo el solitón deseado sea transmitido. Creemos que el método propuesto puede ser muy útil para la aplicación de extracción de solitones y para el estudio de fenómenos no lineales en fibras ópticas.

## **5.5. Conclusiones**

Investigamos numéricamente la transmisión de un grupo de solitones a través de un NOLM y encontramos que bajo ciertas condiciones es posible extraer un solitón fundamental. Para nuestro caso particular los resultados muestran que el NOLM exhibe una transmisión selectiva que depende fuertemente de la duración de los solitones, la longitud del lazo, y la amplificación previa de los solitones antes de ser introducidos al NOLM. Por lo tanto, si ajustamos adecuadamente estos parámetros es posible extraer un solitón. Los resultados demuestran que seleccionando adecuadamente estos parámetros es posible obtener un alto contraste a la salida del NOLM. El contraste obtenido en nuestra configuración con un NOLM de 37 m fue de 48. Sin embargo, el contraste y la calidad del pulso se pueden mejorar insertando una fibra adicional que funcione como un medio dispersivo no lineal. Esta fibra adicional dispersa la amplitud de los pulsos no deseados y contribuye a la formación de un solitón fundamental. Como resultado, en nuestra configuración fue posible mejorar el contraste de 48 hasta 125, y obtener solitones fundamentales con duración temporal de subpicosegundos. Otra propiedad importante de esta configuración es que podemos ajustar la duración del solitón para obtener solitones de salida en un rango entre 0.23 ps y 0.61 ps mediante el ajuste de la amplificación del EDFA. A partir de estos resultados creemos que este método puede ser útil para investigar la extracción no lineal de solitones y para producir solitones fundamentales con deseable duración temporal.

## 5.6. Referencias

---

1. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers," *Opt. Lett.* **8**, 289-291 (1983).
2. F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, "Ultrashort pulses from the soliton laser," *Opt. Lett.* **12**, 407-409 (1987).
3. A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor, "Generation of 33-fsec pulses at 1.32  $\mu\text{m}$  through a high-order soliton effect in a single-mode optical fiber," *Opt. Lett.* **12**, 395-397 (1987).
4. P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, H. P. Weber, "Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 1938-1946 (1987).
5. G. P. Agrawal, "Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers," *Opt. Lett.* **15**, 224-226 (1990).
6. K. C. Chan, H. F. Liu, "Effects of Raman scattering and frequency chirping on soliton-effect pulse compression," *Opt. Lett.* **14**, 1150-1152 (1993).
7. K. Chan, W. Cao, "Improved soliton-effect pulse compression by combined action of negative third-order dispersion and Raman self-scattering in optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2371-2375 (1998).
8. C. Chen, P. L. Kelley, "Nonlinear pulse compression in optical fibers: scaling laws and numerical analysis," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1961-1967 (2002).
9. Y. Ozeki, T. Inoue, "Stationary rescaled pulse in dispersion-decreasing fiber for pedestal-free pulse compression," *Opt. Lett.* **31**, 1606-1608 (2006).
10. N. J. Doran, David Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.* **13**, 56-58 (1988).
11. N. J. Doran, David Wood, "Soliton processing element for all-optical switching and logic," *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1843-1846 (1987).
12. M. N. Islam, E. R. Sunderman, R. H. Stolen, W. Pleibel, J. R. Simpson, "Soliton switching in a fiber nonlinear loop mirror," *Opt. Lett.* **14**, 811-813 (1989).

- 
13. K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar, "Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer," *Opt. Lett.* **14**, 754-756 (1989).
  14. K. J. Blow, N. J. Doran, S. J. D. Phoenix, "The soliton phase," *Opt. Commun.* **88**, 137-140 (1992).
  15. H. Y. Rhy, B. Y. Kim, H. Lee, "Optical switching with nonlinear loop mirror using vector solitons status in a nearly isotropic fiber," *Opt. Commun.* **147**, 47-50 (1998).
  16. Y. Zhao, P. Ye, "Impact of initial chirp on nonlinear optical loop mirror switches in switching solitons," *Opt. Commun.* **199**, 361-368 (2001).
  17. K. Smith, N. J. Doran, P. G. J. Wigley, "Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.* **15**, 1294-1296 (1990).
  18. K. Smith, E. J. Greer, N. J. Doran, D. M. Bird, K. H. Cameron, "Pulse amplification and shaping using a nonlinear loop mirror that incorporates a saturable gain," *Opt. Lett.* **17**, 408-410 (1992).
  19. W. S. Wong, S. Namiki, M. Margalit, H. A. Haus, E. P. Ippen, "Self-switching of optical pulses in dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors," *Opt. Lett.* **22**, 1150-1152 (1997).
  20. I. Y. Khrushchev, I. H. White, R. V. Plenty, "High-quality laser diode pulse compression in a dispersion-imbalanced loop mirror," *Electron. Lett.* **34**, 1009-1010 (1998).
  21. K. R. Tamura, M. Nakazawa, "Spectral smoothing and pedestal reduction of wavelength tunable quasi-adiabatically compressed femtosecond solitons using a dispersion-flattened dispersion-imbalanced loop mirror," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 230-232 (1999).
  22. K. R. Tamura, M. Nakazawa, "A polarization-maintaining pedestal-free femtosecond pulse compressor incorporating an ultrafast dispersion-imbalanced nonlinear optical loop mirror," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 526-528 (2001).
  23. L. Chusseau, E. Delevaque, "250-fs optical pulse generation by simultaneous soliton compression and shaping in a nonlinear optical loop mirror including a weak attenuation," *Opt. Lett.* **19**, 734-736 (1994).

- 
24. J. Wu, Y. Li, C. Lou, Y. Gao, "Optimization of pulse compression with an unbalanced nonlinear optical loop mirror," *Opt. Commun.* **180**, 43-47 (2000).
  25. P. K. A. Wai, W. Cao, "Ultrashort soliton generation through higher-order soliton compression in a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion-decreasing fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1346-1355 (2003).
  26. E. A. Kuzin, J. A. Andrarde-Lucio, B. Ibarra Escamilla, R. Rojas Laguna, J. Sanchez Mondragon, "Nonlinear optical loop mirror using the nonlinear polarization rotation effect," *Opt. Commun.* **144**, 60-64 (1997).
  27. C. Tsao, *Optical Fiber Waveguide Analysis*, 1a ed. (Oxford University, 1992).
  28. T. Tanemura, K. Kikuchi, "Circular-birefringence fiber for nonlinear optical signal processing," *J. Lightwave Technol.* **24**, 4108-4119 (2006).
  29. B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, P. Zaca-Morán, R. Grajales-Coutiño, F. Mendez-Martinez, O. Pottiez, R. Rojas-Laguna, J.W. Haus, "Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias," *Opt. Express* **13**, 10760-10767 (2005).
  30. O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, "High-quality amplitude jitter reduction and extinction enhancement using a power symmetric NOLM and a polarizer," *Opt. Express* **15**, 2564–2572 (2007).
  31. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3a ed. (Academic, 2001).
  32. J. M. Dudley, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. of Mod. Phys.* **78**, 1135-1184 (2006).
  33. V. E. Zakharov, A. B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media," *Sov. Phys. JETP* **61**, 62-69 (1972).
  34. B. A. Malomed, "Soliton-collision problem in the nonlinear Schrödinger equation with a nonlinear damping term," *Phys. Rev. A* **44**, 1412-1414 (1991).
  35. A. V. Husakou, J. Hermann, "Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fiber," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 203901 (2001).
  36. A. Peleg, "Log-normal distribution of pulse amplitudes due to Raman cross talk in wavelength division multiplexing soliton transmission," *Opt. Lett.* **29**, 1980-1982 (2004).

- 
37. N. Korneev, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, M. Bello-Jiménez, A. Flores-Rosas, “Initial development of supercontinuum in fibers with anomalous dispersion pumped by nanosecond-long pulses,” *Opt. Express* **16**, 2636-2645 (2008).
  38. M. Bello-Jiménez, E.A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sanchez, “Soliton extraction from a bunch of solitons resulting from pulse breakup by using a nonlinear optical loop mirror,” *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, 1456-1462 (2009).
  39. O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, F. Méndez-Martínez, “Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a  $\lambda/4$  birefringence bias,” *Opt. Commun.* **254**, 152-167 (2005).
  40. Y. Silberberg, Y. Barad, “Rotating vector solitary waves in isotropic fibers,” *Opt. Lett.* **20**, 246–248 (1995).
  41. D. N. Payne, A. J. Barlow, J. J. Ramskov Hansen, “Development of low- and high-birefringence optical fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, 477-488 (1982).
  42. J. P. Gordon, “Theory of the soliton self-frequency shift,” *Opt. Lett.* **11**, 662-664, 1986.
  43. J. Satsuma, N. Yajima, “Initial value problems of one dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media,” *Suppl. Prog. Theor. Phys.* **55**, 284-306 (1974).
  44. A. Hasegawa, M. Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers*, 3rd ed. (Springer series in photonics, Springer, Germany, 2003).
  45. J. C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena*, 2a ed. (Academic, 2006).

## Capítulo 6

# Investigación experimental de la extracción de solitones en fibras ópticas

Este capítulo forma la parte experimental del proceso de extracción de solitones descrito previamente en el capítulo anterior. Los resultados experimentales demuestran que es posible la extracción de solitones fundamentales empleando un NOLM como elemento de extracción. Reportamos la detección de un solitón con duración de 1.46 ps a la salida del NOLM. Sin embargo, al utilizar una fibra adicional como elemento dispersivo no lineal, pudimos detectar un solitón fundamental de 0.99 ps. Los resultados obtenidos demuestran que la configuración propuesta puede ser utilizada para generar solitones ultracortos de alta calidad, pero además esta configuración presenta un alto potencial para investigar el proceso inicial de la formación de solitones en fibras ópticas.

### 6.1. Introducción

El presente capítulo forma la parte experimental del proceso de extracción de solitones descrito previamente en el capítulo 5. Investigamos experimentalmente la extracción de un solitón que resulta de la ruptura temporal de un pulso de 25 ps en una fibra estándar SMF-28. Anteriormente demostramos que el NOLM puede diseñarse para obtener alta transmisión para un rango de solitones con duración específica, mientras que solitones con duración mayor o menor a ese rango son rechazados. Además, puesto que la transmisión del NOLM puede ser desplazada hacia solitones de mayor duración, esto permite obtener una transmisión selectiva que puede ser utilizada para extraer un solitón deseado.

Para la configuración del NOLM consideramos un acoplador simétrico, fibra altamente torcida en el lazo (5 vueltas/metro) y un QWR localizado asimétricamente en el lazo. Como caso particular investigamos la evolución de un pulso gaussiano de 25 ps. Este pulso se propaga a través de una fibra estándar de 500 m en la región de dispersión anómala, donde ocurre la ruptura temporal y la formación de un grupo de solitones. Los solitones

resultantes son introducidos al NOLM y su transmisión es monitoreada usando un autocorrelador de barrido rápido (modelo FR-103XL). Los resultados experimentales demostraron que la configuración propuesta nos permite extraer un solitón a la salida del NOLM. Para nuestro caso en particular reportamos la extracción de un pulso con  $T_{FWHM}$  igual a 1.46 ps, cuya función de autocorrelación corresponde a la de un perfil de  $sech^2(x)$  y número de solitón  $N=1.3$ . Como se propuso en el esquema mostrado en la Fig. 5.1, introducimos una fibra adicional a la salida del NOLM con fines de mejoramiento de la envolvente del pulso (pulse shaping). A la salida del sistema detectamos un solitón fundamental con  $T_{FWHM}$  igual a 0.99 ps. Nuestros resultados demuestran que la configuración propuesta puede ser utilizada para generar solitones con alto contraste, pero además presenta un potencial alto para estudiar la formación de solitones en fibras ópticas.

## 6.2. Sistema experimental

La Fig. 6.1 muestra un diagrama esquemático de la configuración experimental. En esta configuración los pulsos iniciales de  $\sim 1550$  nm son generados por un F8L previamente descrito en el capítulo 4 y cuya operación también ha sido reportada en [1]. El F8L emite pulsos aproximadamente gaussianos de 25 ps de duración y con potencia pico igual  $\sim 1.2$  W. Estos pulsos son introducidos al amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA-1) para obtener pulsos con potencia máxima de  $\sim 20$  W, los cuales son usados para bombear la Fibra 1. Para la Fibra 1 empleamos una fibra estándar (Corning SMF-28) de 500 m con una razón de torsión de 5 vueltas por metro. La torsión reduce la birrefringencia lineal residual, esto la hace insensitiva a las variaciones ambientales y nos permite mantener el estado de polarización durante la propagación del pulso en la fibra. Los solitones resultantes a la salida de la Fibra 1 son amplificados por un segundo amplificador de fibra (EDFA-2) para asegurar que los pulsos que se contrapropagan en el lazo tengan amplitud igual o superior a la de un solitón. Los pulsos amplificados por el EDFA-2 pasan a través del control de polarización CP al cual ajustamos para tener una transmisión máxima a través del polarizador lineal PL. La polarización lineal a la salida de PL es convertida a una polarización circular por el QWR2, necesaria para una operación adecuada del NOLM. Los pulsos son introducidos al NOLM el cual está constituido con una fibra SMF-28 de 40 m y con torsión igual a 7 vueltas por metro. En el NOLM sus parámetros son ajustados para



transmitir el solitón de mayor intensidad. De acuerdo a los resultados publicados en [2], se espera que la amplitud para el solitón más intenso sea cuatro veces mayor a la potencia pico del pulso de bombeo. En nuestro caso se espera tener un solitón de  $\sim 80$  W, el cual corresponde a un  $T_{FWHM}$  de  $\sim 0.78$  ps. Finalmente una fibra adicional SMF-28 de 1 km (Fibra 2) es conectada a la salida del NOLM para aplicaciones de conformación del pulso.

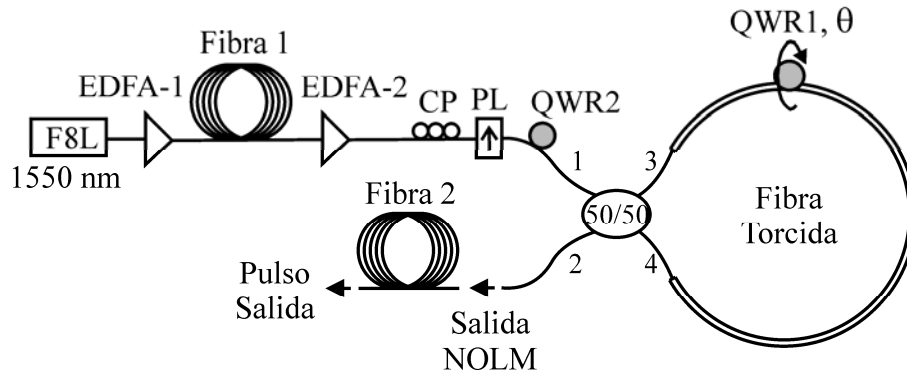


Fig. 6.1. Sistema experimental usado para investigar la extracción de solitones en una fibra óptica [3].

Una importante propiedad de esta configuración es que la transmisión del NOLM puede ajustarse a través de la rotación del QWR1, lo que nos permite obtener altos contrastes en la transmisión [4]. Con la longitud de 40 m en el lazo el NOLM exhibe una transmisión selectiva en un rango entre 0.4 y 1.87 ps. El EDFA-2 se construyó con una fibra de alta concentración de iones de Erbium empleando únicamente 3 m de longitud, esto para asegurar una amplificación de  $\sim 6$  dB y evitar que los efectos no lineales afecten a los solitones generados. En el capítulo anterior se demostró que el NOLM puede diseñarse para obtener alta transmisión para una cierta duración de solitones, mientras que los solitones con duración mayor o menor a este rango son reflejados. El rango de solitones con transmisión alta depende la longitud del lazo, y su transmisión puede ser manipulada mediante la amplificación del EDFA-2. La Fig. 6.2 muestra como la transmisión del NOLM depende de la duración de los solitones a la salida de la Fibra 1. La simulación fue hecha considerando los parámetros reales empleados en el experimento y asumiendo una amplificación del EDFA-2 entre 1.5 y 9.

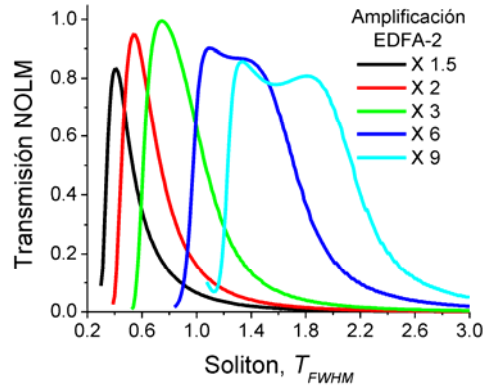


Fig. 6.2. Transmisión del NOLM para solitones considerando una longitud en el lazo de 40 m.

Como podemos observar, para la amplificación de 1.5 el máximo de la transmisión ocurre para un solitón con duración de 0.4 ps, mientras que para la amplificación de 9 el máximo ocurre para el solitón con duración de 1.33 ps. La longitud de lazo ( $L$ ) requerida para obtener una transmisión máxima (100%) esta asociada con la longitud de dispersión  $L_D$  mediante la relación  $L=5.7L_D$  [5]. En nuestro caso, puesto que esperamos que el solitón de mayor intensidad tenga una duración aproximada de 0.78 ps, la longitud del lazo se escogió igual a 40 m, permitiendo una transmisión máxima para solitones con duración alrededor de 0.78 ps.

### 6.3. Resultados experimentales y discusión

Cuando el pulso de entrada es introducido a la Fibra 1 y este alcanza cierto nivel de potencia, el pulso se vuelve inestable durante su propagación y se rompe temporalmente formando un grupo de pulsos individuales cuyas características son muy similares a las de un solitón fundamental. En esta sección presentamos el proceso de formación de solitones usando pulsos de bombeo con potencia pico en un rango entre 5 y 20 W. La Fig. 6.3 muestra la función de autocorrelación para los pulsos a la salida de la Fibra 1, la potencia para los pulsos corresponde a 5 W, 9 W, y 20 W, respectivamente. En las gráficas el pulso de entrada a la fibra está representado de color azul, y el pulso de salida por el color rojo.

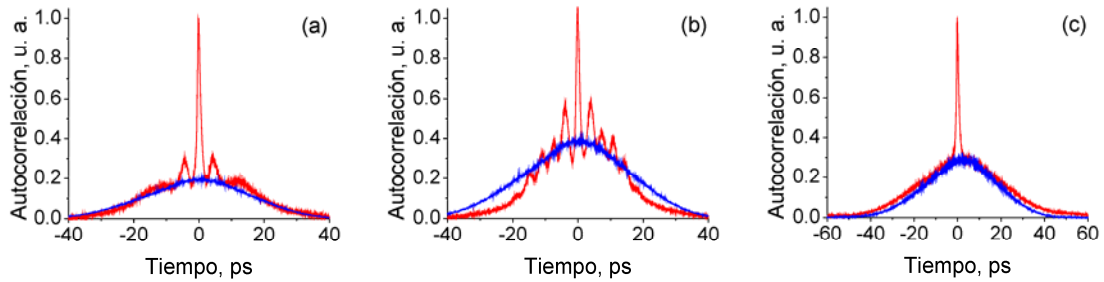


Fig. 6.3. Funciones de autocorrelación (línea roja) a la salida de la Fibra 1. La potencia de los pulsos de bombeo se varió en (a) 5 W, (b) 9 W, y (c) 20 W. La línea azul corresponde a la función de autocorrelación del pulso de entrada.

Para las gráficas mostradas en la Fig. 6.3 es importante tomar en cuenta que cada función de autocorrelación consiste de un promedio de varias funciones de autocorrelación. La Fig. 6.3(a) representa el estado inicial de la ruptura del pulso de bombeo, el cual consiste de un número pequeño de pulsos con un pico máximo principal. Conforme se aumenta la potencia del bombeo, como se muestra en la Fig. 6.3(b), el número de pulsos generados también se incrementa. Sin embargo como podemos apreciar, la forma de onda en la Fig. 3(b) esta bien definida y consiste de una serie de pulsos distribuidos a lo ancho de la envolvente. Por lo que es posible detectar picos de potencia en la autocorrelación promedio. También es posible notar alguna compresión en la Fig. 6.3(b). Finalmente para mayores potencias de bombeo, Fig. 6.3(c), la función de autocorrelación no revela la aparición de múltiples picos, lo que significa que cada pulso generado forma parte de una distribución aleatoria de un grupo de solitones, por lo que no es posible observar la formación de pulsos bien definidos. Sin embargo, en la Fig. 6.3(c) es posible observar un ensanchamiento con respecto al pulso de entrada, este fenómeno lo atribuimos a un retraso temporal de los pulsos debido al auto desplazamiento de solitones en frecuencia (SSFS). En la siguiente sección analizaremos el proceso de extracción de solitones para los casos correspondientes a las Figs. 6.3(a)-(c).

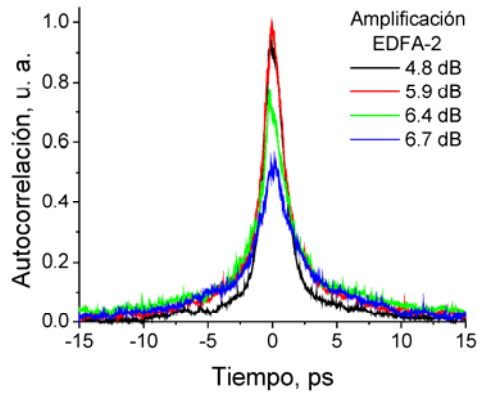


Fig. 6.4. Funciones de autocorrelación a la salida del NOLM considerando diferentes valores de amplificación del EDFA-2.

En la Fig. 6.4 se muestran las funciones de autocorrelación a la salida del NOLM para diferentes amplificaciones del EDFA-2. Como podemos observar, la amplificación de 4.8 dB y 5.9 dB proveen una transmisión muy cercana al máximo de la transmisión. Por lo que amplificaciones mayores resultan en un rápido decremento en la transmisión debido a su desplazamiento hacia solitones de mayor duración, ver Fig. 6.2. Sin embargo una comparación cuantitativa entre las dependencias calculadas y el experimento es complicada, esto debido a que las pérdidas introducidas por el PL no están bien definidas debido al efecto de rotación no lineal de polarización, por lo tanto las pérdidas varían al cambiar la amplificación. En los experimentos ajustamos la mejor amplificación para obtener una función de autocorrelación que corresponda al caso de máxima transmisión. La Fig. 6.5 muestra las funciones de autocorrelación correspondiente a la extracción de solitones para los tres casos característicos de la ruptura temporal mostrados en las Figs. 6.3(a)-(c). Para estos casos el QWR1 es ajustado para tener una transmisión cero para bajas potencias a la salida del NOLM.

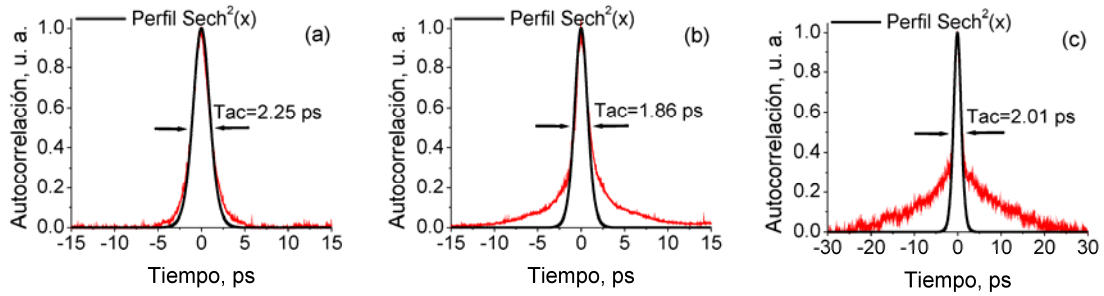


Fig. 6.5. Funciones de autocorrelación a la salida del NOLM (línea roja) correspondiente a la extracción de solitón es para los casos mostrados en las Figs. 6.3(a), 6.3(b) y 6.3(c), respectivamente. La línea color negro corresponde a un perfil  $sech^2(x)$  ideal.

Es interesante notar que en la etapa inicial de la formación de solitones, Fig. 6.3(a), es posible obtener una extracción de solitón exitosa. Esto lo atribuimos al hecho de que los solitones formados en la etapa inicial del rompimiento consisten de un pequeño número de solitones con un alto contraste y con diferente duración temporal, por lo que es relativamente fácil ajustar la transmisión del NOLM para la extracción de un solo solitón. El pulso extraído es mostrado en la Fig. 6.5(a) y tiene  $T_{FWHM}$  igual a 1.46 ps. Este valor es estimado a partir del ancho de la función de autocorrelación  $Tac$  igual a 2.25 ps ( $T_{FWHM}=0.648Tac$ ), la potencia pico máxima para este pulso es estimada en 37.8 W a partir de su potencia promedio (0.05 mW), y el número de solitón  $N$  del pulso es estimado en 1.3. Para el caso mostrado en la Fig. 6.5(b) la situación es diferente debido al incremento del número de solitones. Solitones con duración ligeramente mayor al solitón de mayor intensidad aparecen y por lo tanto la transmisión de un solo solitón es más complicada, esto debido a que el NOLM permite la transmisión de solitones cuya duración es ligeramente mayor que la del solitón con mayor amplitud, ver Fig. 6.2. Para este caso el  $T_{FWHM}$  es estimado en 1.21 ps a partir de la autocorrelación,  $Tac=1.86$  ps. Sin embargo, este valor representa una estimación aproximada puesto que no se observa un perfil  $sech^2(x)$ . Para el caso mostrado en la Fig. 6.5(c) la función de autocorrelación es parecida a la mostrada en la Fig. 6.5(b). El  $T_{FWHM}$  del pulso es estimado en 1.3 ps a partir de  $Tac=2.01$  ps. Para los casos mostrados en la Fig. 6.5(b) y Fig. 6.5(c), los pulsos extraídos están acompañados por pulsos de baja intensidad, por lo que no es posible obtener una estimación apropiada de la potencia pico y consecuentemente el número de solitón.

Una interesante característica de esta configuración de NOLM es la posibilidad de ajustar la transmisión de bajas potencias mediante la rotación del QWR1. Podemos ajustar el ángulo del QWR1 de manera que la transmisión para bajas potencias tenga un valor entre 0 y 0.5. La Fig. 6.6(a) muestra la transmisión del NOLM para dos diferentes ángulos del QWR1. La línea roja muestra el caso en el cual el QWR1 es ajustado para tener una transmisión cero para bajas potencias. En los experimentos obtuvimos una transmisión igual a -32dB para los componentes de baja intensidad. La línea azul muestra la transmisión cuando el QWR es rotado diez grados con respecto al punto de transmisión cero para bajas potencias. Para este ángulo de QWR1 un incremento en la potencia resulta en un decaimiento de la transmisión la cual alcanza un valor muy cercano a cero y posteriormente se empieza a incrementar conforme aumenta la potencia. Esta dependencia nos permite suprimir la amplitud de los componentes no deseados en el proceso de extracción de solitones. La Fig. 6.6(b) y Fig. 6.6(c) muestran las funciones de autocorrelación a la salida del NOLM para los casos discutidos en la Fig. 6.5(b) y Fig. 6.5(c) considerando la rotación del QWR1 en aproximadamente diez grados con respecto al punto de transmisión cero para bajas potencias. Como podemos ver, en ambos casos se puede reducir la transmisión de los componentes no deseados en aproximadamente 2 a 3 veces. Los pulsos transmitidos en la Fig. 6.6(b) y Fig. 6.6(c) tienen  $T_{FWHM}$  de 0.91 ps y 0.87 ps respectivamente, los cuales son muy cercanos al valor estimado de 0.78 ps.

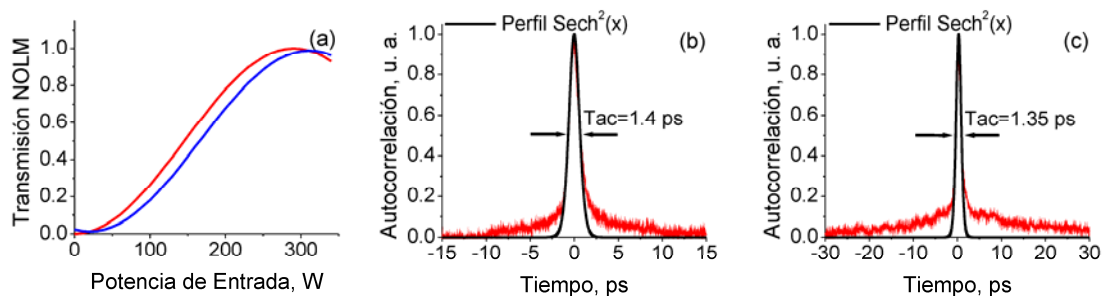


Fig. 6.6. (a) Transmisión no lineal del NOLM considerando dos diferentes ángulos para el QWR1. (b-c) Funciones de autocorrelación a la salida del NOLM considerando una rotación de 10 grados del QWR1 con respecto al ángulo de transmisión cero para los casos discutidos en la Fig. 6.5(b) y Fig. 6.5(c), respectivamente.

De acuerdo con la teoría [6,7], podemos generar un solitón fundamental a la salida del NOLM haciendo uso de un medio dispersivo no lineal como lo describimos en el capítulo 5. Con este propósito introducimos una fibra adicional (Fibra2) de 1 km de longitud como medio dispersivo no lineal con el fin de analizar su efecto en la formación de solitones. En la Fig. 6.7 se muestra la función de autocorrelación a la salida de la Fibra 2 considerando como entrada el pulso extraído por el NOLM mostrado en la Fig. 6.5(a).

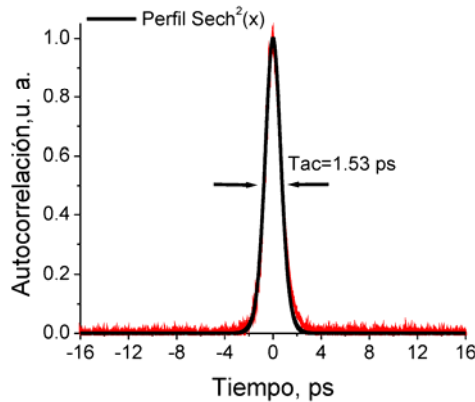


Fig. 6.7. Función de autocorrelación a la salida de la Fibra 2.

El  $T_{FWHM}$  para este pulso es de 0.99 ps. Asumiendo que no existen ondas dispersivas y usando la potencia promedio a la salida de la Fibra 2 (0.05 mW), podemos estimar la máxima potencia pico en 55 W. Sin embargo, este valor es mayor al que corresponde para el solitón de 0.99 ps (50 W). Esta discrepancia es debido a la contribución de ondas dispersivas que no forman parte del solitón y acompañan al pulso. De estos resultados podemos concluir que 90% de la energía corresponde al solitón, y solo el 10 % corresponde a la onda dispersiva. Esto significa un alto nivel de contraste de 70 dB entre la potencia pico del solitón y el nivel de la onda dispersiva.

## 6.4. Conclusiones

Hemos investigado de forma experimental la extracción no lineal de solitones en una fibra con dispersión anómala. Inicialmente investigamos el proceso de formación de solitones para un pulso de picosegundos, y posteriormente se propuso al NOLM como elemento no lineal para la extracción de solitones. Los resultados experimentales demuestran que es posible extraer un solitón a la salida del NOLM. Para nuestro caso particular, usamos pulsos de bombeo de 25 ps para generar un grupo de solitones en una fibra estándar de 500

m. Los resultados obtenidos demuestran que con la configuración propuesta la extracción individual de solitones a la salida del NOLM puede ser posible. Observamos la transmisión del solitón de mayor intensidad a través del NOLM y la supresión de los componentes no deseados. Bajo ciertas condiciones específicas detectamos a la salida del NOLM un solitón con  $T_{FWHM}$  de 1.46 ps extraído prácticamente sin pedestal y con muy bajo nivel de potencia para la onda dispersiva. También se demostró que el uso de una fibra adicional a la salida del NOLM puede ser útil para aplicaciones de mejoramiento de la envolvente del pulso y para formar solitones fundamentales. A la salida de la fibra detectamos un solitón fundamental de 0.99 ps, con un contraste entre el nivel del pico y la onda dispersiva de 70 dB. Nuestros resultados demuestran que el método propuesto puede ser útil para la generación de solitones ultracortos, pero además puede ser muy útil para investigar el proceso inicial de la formación de solitones en una fibra óptica.

## 6.5. Referencias

- 
1. B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, M. Duran-Sanchez, J. W. Haus, "All-fiber passive mode-locked laser to generate ps pulses based in a symmetrical NOLM," *Laser Phys.* **19**, 368–370 (2009).
  2. V. E. Zakharov, A. B. Shabat, "Exact theory of twodimensional self-focusing and one-dimensional selfmodulation of waves in nonlinear media," *Sov. Phys. JETP* **61**, 62–69 (1972).
  3. M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sanchez, "Experimental investigation of the extraction of solitons at the initial stage of the soliton formation process," Artículo aceptado para su publicación en *Opt. Express* (2010).
  4. O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, F. Méndez-Martínez, "Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a  $\lambda/4$  birefringence bias," *Opt. Commun.* **254**, 152-167 (2005).
  5. M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Durán-Sánchez, "Soliton extraction from a bunch of solitons resulting from pulse



---

breakup by using a nonlinear optical loop mirror,” J. Opt. Soc. Am. B **26**, 1456-1462 (2009).

6. J. Satsuma, N. Yajima, “Initial value problems of one dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media,” Suppl. Prog. Theor. Phys. **55**, 284-306 (1974).
7. A. Hasegawa, M. Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers*, 3a ed.(Springer series in photonics, Germany, 2003).

# Capítulo 7

## Conclusiones y trabajo futuro

En este capítulo se destacan los resultados más significativos del proyecto de tesis y se presentan las conclusiones finales de acuerdo al trabajo reportado. Al final de este capítulo se sugieren algunas direcciones hacia las cuales podría continuar el trabajo.

### 7.1. Conclusiones

Debido que aún no ha sido reportado un método para analizar de forma directa la formación de solitones, la conclusión más importante de este trabajo es la demostración experimental de la extracción selectiva de solitones durante su proceso inicial de formación.

Inicialmente investigamos numéricamente el proceso que detona la formación de solitones para pulsos entre 10 y 100 ps. Los resultados revelaron que los principales efectos que originan la formación de solitones son la MI y la compresión de pulsos. Para pulsos largos la formación de solitones es un proceso aleatorio que se origina por la amplificación de las perturbaciones en amplitud (ruido) debido a la MI. Mientras que para los pulsos cortos el ruido no constituye un factor importante, por lo que este no es un proceso aleatorio y los solitones se originan por la ruptura temporal del pulso debido a una fuerte compresión, lo que los hace muy atractivos para obtener buena concordancia entre simulación y experimento. También observamos que el número de solitones es fuertemente dependiente de la duración del pulso de bombeo. Para pulsos cortos el contraste es elevado, lo que nos indica que los solitones resultantes tienen diferente duración temporal. Estas propiedades hacen a los pulsos cortos muy atractivos para investigar el proceso de formación de solitones. Para nuestro caso concluimos que pulsos de  $\sim 20$  ps son ideales puesto que experimentalmente son relativamente fácil de manipular y presentan las mismas características que pulsos cortos.

La generación de pulsos de  $\sim 20$  ps la obtuvimos limitando el ancho de banda en un F8L empleando una rejilla de Bragg. En nuestra configuración de F8L se propuso una configuración con salida dependiente de la polarización. Los resultados experimentales demostraron que con esta configuración fue posible obtener pulsos sin contribuciones de

baja potencia, por lo que los pulsos tienen potencia pico muy cercana al valor máximo esperado. Asumiendo un perfil de intensidad gaussiano los pulsos generados tienen una  $T_{FWHM}$  igual a 25 ps y potencia pico igual a 1.2 W. El contraste entre el pico y la componente de onda continua es mayor a 40 dB, por lo que asumimos que el pulso no presenta componentes de baja intensidad. Estos pulsos constituyen los pulsos de bombeo empleados en nuestra configuración experimental para investigar la generación y extracción de solitones.

Numéricamente investigamos la transmisión de un grupo de solitones a través de un NOLM y encontramos que bajo ciertas condiciones es posible extraer un solitón fundamental. Para nuestro caso particular los resultados muestran que el NOLM exhibe una transmisión selectiva que depende fuertemente de la duración de los solitones, la longitud del lazo, y la amplificación previa de los solitones antes de ser introducidos al NOLM. Los resultados demuestran que seleccionando adecuadamente estos parámetros es posible obtener un alto contraste a la salida del NOLM. Sin embargo, el contraste y la calidad del pulso se pueden mejorar insertando una fibra adicional que funcione como un medio dispersivo no lineal. Esta fibra adicional dispersa la amplitud de los pulsos no deseados y contribuye a la formación de un solitón fundamental. Como resultado, fue posible mejorar el contraste de 48 hasta 125, y obtener solitones fundamentales con duración temporal de subpicosegundos. A partir de estos resultados pudimos concluir que este método puede ser útil para investigar la extracción no lineal de solitones y para producir solitones fundamentales con deseable duración temporal.

Finalmente investigamos de forma experimental la extracción de solitones en una fibra con dispersión anómala. Investigamos el proceso de formación de solitones para un pulso de 25 ps y posteriormente se propuso al NOLM como elemento no lineal para llevar a cabo la extracción de solitones. Los resultados obtenidos muestran que con la configuración propuesta la extracción individual de solitones a la salida del NOLM puede ser posible. Observamos la transmisión del solitón de mayor intensidad a través del NOLM y la supresión de los componentes no deseados. A la salida del NOLM detectamos un solitón de 1.46 ps sin pedestal y con muy bajo nivel de potencia para la onda dispersiva. También se demostró que el uso de una fibra adicional a la salida del NOLM puede ser útil para aplicaciones de conformación del pulso y formación de solitones fundamentales. A la salida

de la fibra detectamos un solitón fundamental de 0.99 ps, con un contraste entre el nivel del pico y la onda dispersiva de 70 dB. Nuestros resultados revelan que el método propuesto puede ser útil para la generación de solitones ultracortos, pero además puede ser muy útil para investigar la formación de solitones en fibras ópticas.

## 7.2. Trabajo Futuro

Como hemos mencionado a lo largo de esta tesis, la extracción de solitones puede ser muy útil para investigar la formación de solitones. Sin embargo, puesto que el NOLM exhibe una transmisión muy selectiva, es posible emplear nuestra configuración para la transmisión selectiva de solitones. Por ejemplo, en la Fig. 7.1 se muestra una secuencia de solitones para un pulso de 5 ps. Como podemos observar la forma de onda consiste de pulsos intensos con amplitud de 54.4 y 20.8 W, y con  $T_{FWHM}$  igual a 0.95 ps y 1.55 ps, respectivamente.

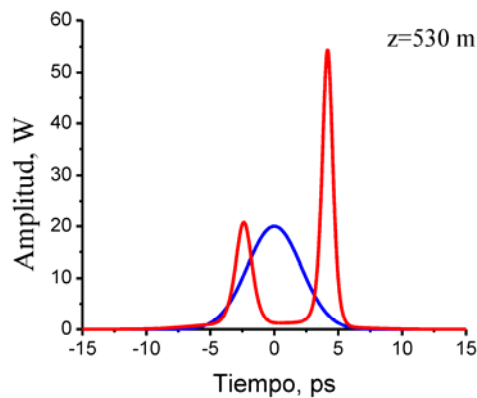


Fig. 7.1. Secuencia de solitones para un pulso de 5 ps de duración y potencia pico de 20 W. La línea color azul corresponde al pulso de entrada.

Para esta situación podemos manipular la transmisión del NOLM para obtener una conmutación de solitones como se muestra en la Fig. 7.2.

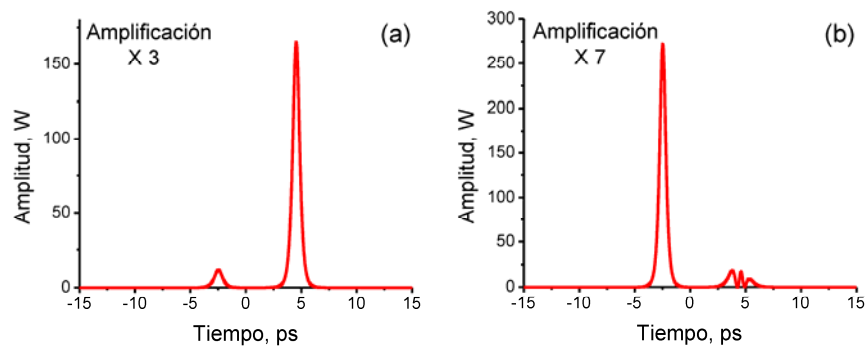


Fig. 7.2. Transmisión sintonizable del NOLM para la conmutación de solitones.

Otra aplicación interesante podría ser la transmisión de solitones con características similares. Un ejemplo de esto se muestra en la Fig. 7.3, donde se aprecia la generación de un número grande de solitones debido a la ruptura temporal de un pulso largo.

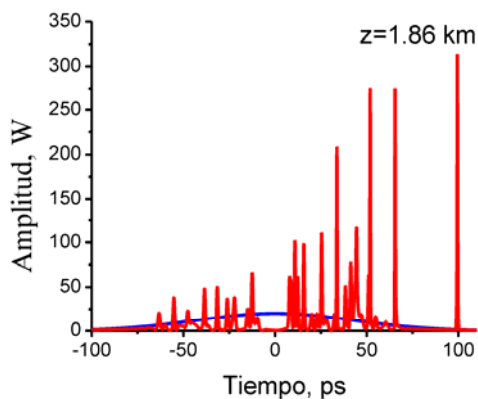


Fig. 7.3. Secuencia de solitones para un pulso de 100 ps y potencia pico de 20 W.

Puesto que no es posible resolver temporalmente los efectos ultrarrápidos, podemos analizar la transmisión de solitones con similares características mediante la transmisión de la energía a la salida del NOLM, ver Fig. 7.4.

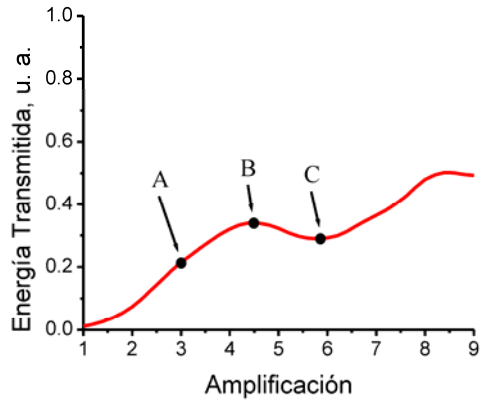


Fig. 7.4. Energía transmitida versus amplificación.

Las oscilaciones en la transmisión son debido al desplazamiento que sufre la transmisión del NOLM debido a la amplificación, de esta gráfica es posible encontrar situaciones donde los solitones con características similares tienen transmisión máxima o son reflejados. La Fig. 7.5 muestra los solitones transmitidos para los puntos A y C mostrados en la Fig. 7.4.

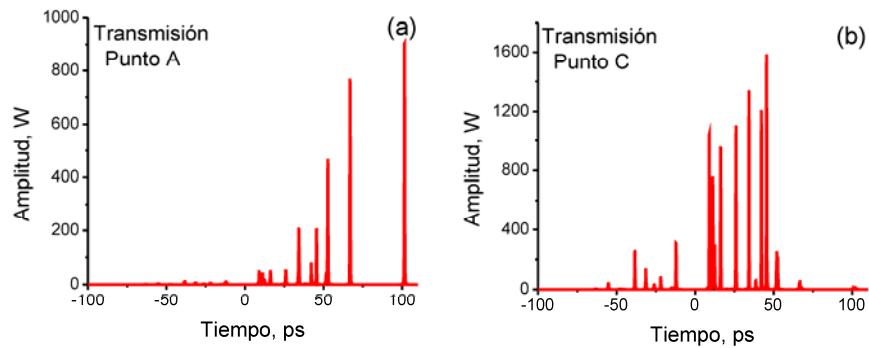


Fig. 7.5. Forma de onda transmitida a la salida del NOLM mediante la amplificación de (a) 3 y (b) 8 veces la secuencia de solitones mostrada en la Fig. 7.3.

Finalmente, puesto que con la configuración propuesta es posible obtener pulsos de alta calidad, una aplicación inmediata es como fuente de pulsos ultracortos, esto debido a que la potencia de los pulsos extraídos es de decenas de watts, lo que los hace muy útiles en la investigación de efectos no lineales tales como supercontinuo, compresión de pulsos, terahertz, etc.

# Apéndice A

## Programa que simula la evolución de pulsos en un NOLM convencional

```
clear all; clc; clf;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Parámetros del acoplador%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

coupler_constant=0.4;
direct=coupler_constant;
indirect=(1-direct);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Parámetros del pulso%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Tfwhm=162; % FWHM, ps
%T0=Tfwhm*0.8493 % Parámetro T0 para el perfil exp(-x^2)
T0=Tfwhm*0.5672 % Parámetro T0 para el perfil sech(x)
LL=0.001; % Factor de conversión a km
Ld=T0^2*pi*0.6/(20*1.55*1.55); % Longitud de dispersión,km
alphaDB=0.2 % Pérdidas, (dB/km)
alpha=alphaDB/(4.3429); % Pérdidas, (1/km)

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Ventana temporal y espectral%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

z=100 % Distancia de lazo en metros
n=2^12 % Número de muestras
x1=-5; % tiempo mínimo (ventana)
x2=5; % tiempo máximo (ventana)
x=[x1:(x2-x1)/n:x2]; % Ventana de tiempo
fc=pi*(n+1)/(x2-x1); % Frecuencia de Nyquist
f=[-fc:2*fc/n:fc];
f=[f(n/2+1:n+1) f(1:n/2)]; % Ventana espectral

%Up(1,:)=exp(-x.^6); % Supergausiana
Up(1,:)=sech(x); % Pulso sech(x)
IUp=Up; % Pulso de entrada al NOLM
VUp=fft(IUp,n+1); % Fourier del pulso de entrada

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Inicia ciclo para simular la operación del NOLM%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

for MM=1:1 % Inicia ciclo MM
    P0=(10*MM); % Potencia de entrada, W
    Lnl=(80e-12*1.55e-6)/(6.28*3.2e-20*P0)*LL; % Longitud no lineal, Km
    N=sqrt(Ld/Lnl) % Número de solitón
    inpower(MM)=P0; % Potencia de entrada (arreglo)
    phase_diference(MM)=(z/(Lnl*1000))*(1-(2*coupler_constant))/pi; % Diferencia de Fase
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Numero de Pasos del programa, dz %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

    if Ld < Ln1
        dz=(Ld*1000)/150;
    else
        dz=(Ln1*1000)/150;
    end
    NZ=round(z/dz)                                % Número de pasos

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Dirección clockwise y counterclockwise %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% (Pulsos en el Lazo del NOLM)%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

    for NN=1:2                                    % NN=1 para cw; NN=2 para ccw
        if NN==1
            Ucw=Up.*sqrt(direct);                % Pulso en el Puerto 3
            Up_lazo=Ucw;                          % Pulso en dirección cw
        end
        if NN==2
            Uccw=i.*Up.*sqrt(indirect);          % Pulso en el Puerto 4
            Up_lazo=Uccw;                        % Pulso en dirección ccw
        end

        dzh=dz/2;
        Up_lazo=fft(Up_lazo);                    % split step inicia con la FFT
        Tp=exp(-(i*LL/Ld/2*f.^2*dzh)-(LL*alpha*dzh/2));
                                                    % Operador Dispersion
        m=0; check=1; N_soliton=0; contador_m=0;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Comienza split-step%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

        for m=1:NZ
            Up_lazo=Tp.*Up_lazo;                 % Fourier después de dz/2
            Up_lazo=ifft(Up_lazo);              % pulse en dz/2
            Up1=abs(Up_lazo).^2;
            Np=Up1;                               % SFM
            Up_lazo=exp(((i*LL/Ln1)*(Np)).*dz).*Up_lazo;
                                                    % Operador no lineal en dz
            Up_lazo=fft(Up_lazo);
            Up_lazo=Tp.*Up_lazo;                 % Fin del paso dz (Fourier)

            if rem(m,100)==0
                current_distance=m*dz;           % Distancia actual
            end
        end                                        % Fin del ciclo split step

        if NN==1
            Up4=ifft(Up_lazo);                   % Pulso en el puerto 4
        end

        if NN==2
            Up3=ifft(Up_lazo);                   % Pulso en el puerto 3
        end
    end                                            % Fin del ciclo NN (pulsos al final del lazo)

Final_distance=dz*m                                % Distancia Final
inputenergy=sum(IUp.*conj(IUp))                   % energía del pulso de entrada (Up)

```



```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Pulsos transmitidos por el NOLM%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Upout=(Up4*sqrt(direct))+(i.*Up3*sqrt(indirect));
Utransmitted=abs(Upout).^2; % Pulso transmitido
transmittance(MM)=sum(Utransmitted)/inputenergy; % Transmisión

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Pulsos reflejado por el NOLM%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Upour=(Up3*sqrt(direct))+(i.*Up4*sqrt(indirect));
Ureflected=abs(Upour).^2; % Pulso reflejado
reflectance(MM)=sum(Ureflected)/inputenergy; % Reflexión

energy_transmitted=sum(Utransmitted); % energía tranmitida
energy_reflected=sum(Ureflected); % energía reflejada
outputenergy=energy_transmitted+energy_reflected

end % Fin del ciclo MM

PP(:,1)=(x*T0); % Tiempo, ps
PP(:,2)=(IUp.*conj(IUp)); % Pulso de entrada (Intensidad)
PP(:,3)=Utransmitted; % Pulso transmitido por el NOLM

figure(1)
plot(inpower,transmittance,'o',inpower,reflectance,'o'),grid,xlabel('Potencia, W'),ylabel('Transmisión'),title('Transmitancia azul and reflectancia verde');

figure(2)
plot(phase_diference,transmittance,'o'),grid,xlabel('Dif. De Fase, W'),ylabel('Transmisión'),title('Transmitancia');

figure(3)
plot(PP(:,1),P0*PP(:,3),'r',PP(:,1),P0*PP(:,2),'b'),xlabel('Tiempo, ps'),ylabel('Potencia, W'),grid,title('Pulso Transmitido (rojo), Pulso de Entrada (Azul)');

```

## Apéndice B

# Programa que simula la evolución de pulsos en el NOLM con fibra torcida y un QWR en el lazo

```
clear all; clc; clf;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Parámetros del pulso%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Tfwhm=100                % FWHM, ps
%T0=Tfwhm*0.5672;       % Parámetro T0 para el perfil sech(x)
T0=Tfwhm*0.8495;        % Parámetro T0 para el perfil exp(-x^2)
alfa=0.5;               % Birrefringencia inducida por vuelta ps/Km
D=20;                   % Dispersion, ps/(nm-km)
Ld=T0^2*pi*0.6/(D*1.55^2); % Longitud de dispersion, km
LL=0.001;               % Factor de conversión a km
z=220;                  % Longitud del lazo del NOLM, m
n=2^12;                 % Número de muestras del pulso
x0=5;                   % Parámetro para ventana de tiempo

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Ventana temporal y espectral%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

x=linspace(-x0,x0,n+1); % Muestras de tiempo
x=[x(n/2+1:n+1) x(1:n/2)]; % Ventana de Tiempo
fc=pi*(n+1)/(2*x0);     % Frecuencia de Nyquist
f=linspace(-fc,fc,n+1);
f=[f(n/2+1:n+1) f(1:n/2)]; % Ventana espectral

%Up1(1,:)=sech(x);      % Pulso de Entrada sech(x)
Up1(1,:)=exp(-x.^6);    % Pulso entrada Gausiano
FIUp(1,:)=fft(Up1);     % Fourier del pulso de entrada
IUp=Up1(1,:);           % Pulso en la entrada

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Angulo de rotación QWR%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

for ii=1:1
bb=0.5* pi;              % Ángulo del QWR
ccc(ii)=bb;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Inicia ciclo para simular la operación del NOLM%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

for MM=1:31              % Comienza el ciclo MM
P0=(10*MM);             % Potencia de Entrada, W
inpower(MM)=P0;         % Potencia de Entrada (arreglo)
Lnl=(80e-12*1.55e-6)/(2*pi*3.2e-20*P0)*LL; % Longitud no lineal, Km
Lnlc=3/2*Lnl;           % Longitud no lineal para polarización circular, Km

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%Numero de Pasos del programa, dz%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

if Ld < Lnl
```

```

        dz=Ld*1000/150;
else
        dz=Lnl*1000/150;
end
NZ=round(z/dz);           %Número de pasos

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Dirección clockwise y counterclockwise %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% (Pulsos en el Lazo del NOLM)%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

for NN=1:2                % NN=1 para clockwise; NN=2 para counter-clockwise
    if NN==1
        Up=Up1/sqrt(2);    % Pulso en el Puerto 3
        UpR=cos(pi/4)*Up;  % Componente con pol. Cir. Derecha al pasar el QWR
        UpL=sin(pi/4)*Up*i*exp(i*2*bb); % Componente con pol. Cir. Izquierda
    al pasar el QWR
    end

        if NN==2
            Up=i*Up1/sqrt(2); % Pulso en el Puerto 4
            UpR=Up;          % Solo pol. cir. derecha se propaga en sentido ccw
            UpL=0;
        end

    dzh=dz/2;
    TpR(1,:)=exp(i*((LL*alfa/2/T0*f)-(LL/Ld/2*f.^2))*dzh); %Operador de
dispersión para polarización derecha

    TpL(1,:)=exp(i*((LL*-alfa/2/T0*f)-(LL/Ld/2*f.^2))*dzh); %Operador de
dispersión para polarización derecha

    UpR=fft(UpR);
    UpL=fft(UpL);

    tic

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Comienza split-step%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

for m=1:NZ
    UpR=TpR.*UpR;
    UpL=TpL.*UpL;
    UpR=ifft(UpR);
    UpL=ifft(UpL);

        NpR=2/3*LL/Lnl*((abs(UpR).^2)+(2*abs(UpL).^2)); %Operador no lineal
para polarización derecha

        NpL=2/3*LL/Lnl*((abs(UpL).^2)+(2*abs(UpR).^2)); %Operador no lineal
para polarización izquierda

        UpR=exp(i*NpR*dz).*UpR;
        UpL=exp(i*NpL*dz).*UpL;
        UpR=fft(UpR);
        UpL=fft(UpL);
        UpR=TpR.*UpR;
        UpL=TpL.*UpL;

```

```

    if rem(m,100)==0
        current_distance=m*dz;    % Distancia actual
    end
end    % Fin del ciclo NZ
toc

if NN==1
    UpRcw1=ifft(UpR);
    UpLcw1=ifft(UpL);
end

if NN==2
    UpRccw1=ifft(UpR);
    UpLccw1=ifft(UpL);
end

end    % Fin del ciclo NN

Final_distance=dz*m    % Distancia Final

% El pulso en sentido ccw pasa al final a través del QWR antes de entrar
nuevamente al acoplador del NOLM

UpRccw2=cos(pi/4)*UpRccw1;%*exp(-i*bb);    % Campo circular derecho para el
pulso en sentido ccw después del QWR

UpLccw2=sin(pi/4)*UpRccw1*i*exp(-i*2*bb); % Campo circular izquierdo para
el pulso en sentido ccw después del QWR

inputenergy=sum(IUp.*conj(IUp))    % energía del pulso de entrada

%%%%%%%%%%%% Pulsos transmitidos por el NOLM%%%%%%%%%%%%

UpRout=(i*UpRccw2+UpRcw1)./sqrt(2);
UpLout=(i*UpLccw2+UpLcw1)./sqrt(2);
Utransmitted=abs(UpRout).^2+abs(UpLout).^2;    % Pulso transmitido

transmitancerigth(MM)=sum(abs(UpRout).^2)/inputenergy;
transmitanceleft(MM)=sum(abs(UpLout).^2)/inputenergy;

%%%%%%%%%%%% Pulsos reflejados por el NOLM%%%%%%%%%%%%

UpRour=(UpRccw2+i*UpRcw1)./sqrt(2);
UpLour=(UpLccw2+i*UpLcw1)./sqrt(2);
Ureflected=abs(UpRour).^2+abs(UpLour).^2;    % Pulso reflejado

reflectancerigth(MM)=sum(abs(UpRour).^2)/inputenergy;
reflectanceleft(MM)=sum(abs(UpLour).^2)/inputenergy;

energyt=sum(Utransmitted);    % energía transmitida
energyr=sum(Ureflected);    % energía reflejada
outputenergy=energyt+energyr;
transmitance(MM)=energyt/inputenergy;    % Transmitancia en función de la
potencia

```

```

transmitancec(ii)=energyt/inputenergy;    % Transmitancia en función del
ángulo del QWR
reflectance(MM)=energyr/inputenergy;      % Reflectancia en función de la
potencia
reflectancec(ii)=energyr/inputenergy;     % Reflectancia en función del
ángulo del QWR

end    % Fin del ciclo MM
end    % Fin del ciclo ii

%%%%%%%%%% Espectros para los pulsos transmitidos y reflejados %%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
SS(:,1)=(f/T0*10*1.55^2/6/pi);            %Ventana spectral, nm
SS(:,2)=((abs(fft(IUp)).^2)/n+1);
SS(:,3)=((abs(fft(UpRcw1)).^2)/n+1);
SS(:,4)=((abs(fft(UpRccw2)).^2)/n+1);
SS(:,5)=((abs(fft(UpLcw1)).^2)/n+1);
SS(:,6)=((abs(fft(UpLccw2)).^2)/n+1);
SS(:,7)=((abs(fft(UpRout)).^2)/n+1);
SS(:,8)=((abs(fft(UpLout)).^2)/n+1);
SS(:,9)=((abs(fft(UpRour)).^2)/n+1);
SS(:,10)=((abs(fft(UpLour)).^2)/n+1);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

figure(1)
plot(inpower,transmitance,inpower,reflectance),grid,xlabel('Potencia,
W'),ylabel('Transmisión'),title('Transmitancia (azul) y reflectancia
(verde)');

figure(2)
plot(ccc,transmitancec,'o',ccc,reflectancec,'o'),grid,xlabel('Rotación
QWR, Radianes'),ylabel('Transmisión'),title('Transmisión Vs Rotación del
QWR');

```