

Caracterización de las amplitudes de paquetes de pulsos ultracortos utilizando un espejo de lazo óptico no-lineal



Maestría en Ciencias (Óptica)

Asesor:

Dr. Olivier Pottiez

Estudiante:

Ing. Físico Rodrigo Páez Aguirre

Abril de 2018 León, Guanajuato, México A mís padres y hermanos que me han apoyado en toda mí trayectoría académíca.

AGRADECIMIENTOS

A mi asesor de tesis el Dr. Olivier Pottiez le agradezco por su tiempo y paciencia para la culminación de este trabajo, también le agradezco por su apoyo y consejos brindados en la elaboración del trabajo.

A mis compañeros del CIO por sus consejos y apoyo brindado. Especialmente a mis amigos y colegas Flor, Heriberto, Jorge, Carlos, Javier, Ulises y Jair con quienes pase momentos increíbles todo este tiempo.

A mis profesores del CIO quienes contribuyeron a mi formación académica.

Finalmente agradezco a CONACYT por la beca brindada.

ÍNDICE

DEDICATORIA	.I
AGRADECIMIENTOS	Π
LISTADO DE FIGURAS	/I
Capítulo 1. Introducción general.	
1.1 Introducción	.1
1.2 Referencias	7
Capítulo 2. Marco teórico.	
2.1 Introducción	.9
2.2 Birrefringencias de las fibras ópticas	10
2.3 Efecto Kerr óptico.	12
2.4 Interferómetro de Sagnac	14
2.5 Interferómetro de Sagnac de fibra óptica	15
2.6 Interferómetro no lineal de fibra óptica	18
2.7 Arquitecturas del NOLM	23
2.7.1 NOLM con acoplador simétrico	23
2.7.2 NOLM con acoplador simétrico y un atenuador o amplificador en lazo	el 5
2.7.3 NOLM con asimetría en dispersión	26
2.7.4 NOLM desbalanceado en polarización	27
2.8 Aplicación del NOLM: Absorbedor saturable en un láser de figura ocho generador o pulsos de ruido	1e 31
2.9 Referencias	55

Capítulo 3. Técnica para la caracterización de perfiles y estadística amplitudes de pulsos ópticos a partir de un NOLM.	de
3.1 Introducción	37
3.2 Reconstrucción de perfiles ópticos	38
3.2.1 Principio de la técnica	38
3.2.2 Reconstrucción del perfil a partir de rebanadas verticales	43
3.2.3 Reconstrucción numérica de perfiles de pulsos ópticos	45
3.3 Evaluación de la estadística de las amplitudes de paquetes de pulsos ópticos mediant NOLM	e un 47
3.3.1 Técnica de paquetes de pulsos rectangulares	47
3.3.2 Resolución numérica de las amplitudes de distribuciones probabilidad.	de 52
3.4 Conclusiones	54
3.5 Referencias	54
Capítulo 4. Desarrollo y caracterización del arreglo experimental.	
4.1 Introducción	56
4.2 Arreglo experimental	57
4.3 Diseño de la arquitectura del NOLM	59
4.4 Diodo Láser Fabry-Perot	61
4.4.1 Caracterización de la potencia de salida	61
4.4.2 Caracterización espectral	61
4.5 Etapas de amplificación	63
4.5.1 Etapa 1 de amplificación	63
4.5.2 Etapa 2 de amplificación	63
4.6 Caracterización de la transmisión del NOLM	65
4.6.1 NOLM de 10 m de longitud	65
4.6.2 NOLM de 55 m de longitud	69

4.7 Arreglo del láser de figura ocho	69
4.8 Caracterización del láser de figura ocho	71
4.9 Referencias	.74

Capítulo 5. Caracterización experimental de la estadística de las amplitudes de pulsos ópticos.

5.1 Introducción7	5
5.2 Comprobación experimental de la técnica para determinar la estadística de amplitudes d	le
paquetes de pulsos ópticos7	6
5.3 Estadística de las amplitudes de paquetes de pulsos de ruido generados por un láser d	le
igura ocho8	1
5.4 Conclusiones generales	5
5.5 Referencias	6

LISTADO DE FIGURAS

Figura 2.1 . Evolución de la polarización en una fibra óptica birrefringente11
Figura 2.2 . Interferómetro de Sagnac de bulto14
Figura 2.3 . Interferómetro de Sagnac de fibra óptica16
Figura 2.4. Reflexión (R) y Transmisión (T) del interferómetro de Sagnac en régimen lineal
Figura 2.5. Transmisión del NOLM variando: a) el coeficiente de acoplamiento y b) la
longitud del lazo21
Figura 2.6 . Potencia de switcheo en función del coeficiente de acoplamiento
Figura 2.7. Rango dinámico en función del coeficiente de acoplamiento
Figura 2.8. Acoplador asimétrico con controladores de polarización dentro del lazo23
Figura 2.9. NOLM con un acoplador simétrico y un elemento de atenuación o de
amplificación dentro del lazo24
Figura 2.10. NOLM con un acoplador simétrico y desbalanceado en dispersión26
Figura 2.11. NOLM con asimetría en polarización
Figura 2.12. Transmisión del NOLM balanceado en polarización. a) control del rango
dinámico a partir de una polarización de entrada circular. b) control de la potencia de
switcheo a partir de una polarización de entrada lineal

Figura 2.13. Esquema de la arquitectura de un láser de figura ocho. (ISO) es el aislador óptico, (CP) son los controladores de polarización, (R) es la señal reflejada por el NOLM (que será absorbida por el aislador) y (T) es la señal transmitida por el NOLM......32

Figura 3.1. (a) Transmisión y (b) potencia de salida del NOLM para diferentes fases de polarización normalizadas a la potencia de switcheo. $\Delta \phi = \pi/4$ para la línea roja punteada

Figura 4.1. Arreglo experimental para la caracterización del NOLM donde las siglas representan los siguientes elementos. Diodo láser Fabry-Perot (DFP), aislador (ISO), controlador de polarización (CP), multiplexador por división de longitud de onda (WDM), fibra dopada con erbio (EDF), circulador óptico (OC), rejilla de Bragg de fibra (FBG), polarizador (P), placa retardadora cuarto de onda (QWR), torcimiento de la fibra (torsión),

monitoreo a la entrada del NOLM al 0.1% (S1), monitoreo a la salida del NOLM al 10%
(S2), detección (D) y láser de figura ocho (F8L)
Figura. 4.2. Esquema de la arquitectura del NOLM
Figura 4.3. Caracterización de la potencia de salida del DFP60
Figura 4.4. Caracterización del DFP para: a) espectro y b) espectro a diferentes temperaturas
Figura 4.5. Potencia óptica de las etapas de: a) Amplificación uno y b) Amplificación dos64
Figura 4.6. Transmisión experimental para el NOLM de 10 m con diferentes fases de transmisión
Figura 4.7 . Transmisión del NOLM de 10 m con una fase de transmisión negativa. a) baja potencia y b) alta potencia
Figura 4.8. Transmisión del NOLM de 55 m con una fase de transmisión negativa68
Figura 4.9 . Arreglo experimental para el láser de figura ocho generador de pulsos de ruido, las siglas representan los siguientes elementos. Multiplexador por división de longitud de onda (WDM), fibra dopada con erbio (EDF), controlador de polarización (CP), aislador óptico (ISO), fibra compensadora en dispersión (DCF), polarizador lineal (P), placa de media onda (HWR), placa cuarto de onda (QWR) y torcimiento de la fibra (torsión)70
Figura 4.10. Tren de pulsos del láser de figura ocho71
Figura 4.11 . Medición de la envolvente de pulsos de ruido. (a), (b), (c), (d) y (e) sin promediar la medición. (f) promediando la medición
Figura 4.12. Traza de autocorrelación del pulso de ruido
Figura 4.13. Espectro óptico del pulso de ruido
Figura 5.1 . Modulación senoidal de la señal láser con una profundidad de ~50% para frecuencias de (a) 300 Hz y (c) 500 Hz. Estadística de las amplitudes de la modulación de la señal láser para las frecuencias de (b) 300 Hz y (d) 500 Hz, determinadas directamente a partir de las figuras (a) y (c)

Capítulo 1

Introducción general

1.1 Introducción

Cuando se habla de pulsos cortos y ultracortos, se está hablando de pulsos con escalas temporales del orden de nanosegundos, picosegundos y femtosegundos. Estas dos últimas escalas son las que dominan la escala temporal de los pulsos ultracortos, dichos pulsos tienen diferentes características que los hacen importantes para diferentes aplicaciones. Entre sus características tenemos:

- Alta resolución temporal: Como ya se mencionó los pulsos son del orden de picosegundos o femtosegundos, esto sirve para excitar y medir fenómenos o procesos físicos ultrarrápidos en el campo de la química y la biología. Los pulsos ultracortos dan origen a la *"femtoquímica"*, en 1999 se le otorgó el premio nobel de química a Ahmed Zewail por sus amplios estudios en el área. Además, siendo ultracortos se pueden producir con altas repeticiones sin que se traslapen, lo que los hace útiles también en las telecomunicaciones ópticas [1, 2].
- Alta resolución espacial: Para conocer la extensión espacial de los pulsos, se tiene que multiplicar el ancho temporal de los pulsos con la velocidad de la luz. De esta manera se obtienen aplicaciones en microscopia e imagenología [2].

- Amplio ancho de banda: Mediante la transformada de Fourier se puede relacionar el ancho temporal con el ancho de banda. Si el pulso decrece temporalmente entonces el ancho de banda incrementa. Con el descubrimiento de los peines de frecuencia (peines de luz) se pueden medir el tiempo con mayor precisión que con un reloj atómico. Por este descubrimiento se les otorgó el premio nobel de física a John Hall y Theodor Hänsch en el 2005. Por lo tanto esta característica tiene mucha relevancia en las comunicaciones ópticas, en imágenes médicas y la metrología [2].
- Altas intensidades: Ya que la potencia pico de un pulso es inversamente proporcional a la duración del pulso, entonces se pueden producir potencias pico del orden de los petawatts para láseres de bulto (Titanio-Zafiro) y para los láseres de fibra se lograron potencias pico del orden de los kilowatts, hasta ahora se han alcanzado potencias del orden de los megawatts. Estas intensidades altas son útiles en aplicaciones de microscopia no lineal, micro procesamiento de materiales, etc [2].

Bajo estas características podemos observar que el campo de la óptica ultrarrápida tiene diversas aplicaciones en diferentes campos de estudio, lo que la vuelve una ciencia interdisciplinaria. Por mencionar algunas de sus áreas de aplicación tenemos [1-5]:

Espectroscopia ultrarrápida: La idea principal es que se utilicen los pulsos ultracortos para llevar a cabo mediciones de "stop-action" en procesos físicos ultrarrápidos. De esta manera es posible estudiar mejor los procesos microscópicos. Algunas de las investigaciones que se han llevado a cabo con esta técnica son interacciones de electrones fotoexcitados y huecos con las vibraciones de la red cristalina de semiconductores, fotodisosiación y la dinámica de soluciones ultrarrápidas en especies químicas, etc.

Química controlada por láseres: Está muy relacionada con la espectroscopia ultrarrápida ya que se utilizan los láseres de femtosegundos para influenciar las reacciones químicas, además de observar los movimientos químicos y poder controlarlos.

Metrología de frecuencia: Como los pulsos ultracortos se emiten mediante trenes periódicos los cuales pueden ser muy estables y sincronizados bajo ciertas condiciones, entonces el espectro de dicho tren de pulsos se puede ver como un peine de cientos o miles de líneas espectrales discretas. Este peine se puede estabilizar para poder llevar a cabo mediciones de las frecuencias ópticas con una precisión de sub-Hertz en el espectro óptico. Esta técnica es ampliamente adoptada para la metrología de frecuencias de alta precisión y para investigaciones de los relojes ópticos de alta precisión.

Pruebas eléctricas de alta velocidad: Este tipo de pruebas son de gran relevancia para el desarrollo de dispositivos y circuitos electrónicos de gran velocidad. Como sabemos los dispositivos electrónicos ya establecidos son lentos, aunque existen dispositivos rápidos que llegan a operar en el rango de los picosegundos, lo que se pretende con los pulsos ultracortos es ofrecer mayor velocidad a los dispositivos electrónicos.

Interacciones láser-plasma: Debido a las altas potencias que se pueden conseguir con los láseres de pulsos ultracortos y hacerlos incidir sobre materiales sólidos, se pueden desprender electrones de sus núcleos produciendo plasma a partir de los láseres. De esta manera se pueden estudiar los plasmas de densidad solida con temperaturas de hasta un millón de grados.

Generación de longitudes de onda cortas: Pulsos ultracortos de alta intensidad en la región del espectro visible pueden utilizarse para generar radiación coherente a longitudes de onda cortas (en la región del ultravioleta y los rayos X), a través de procesos de generación de harmónicos no lineales altos o por bombeos de láseres de rayos X. La generación de este tipo de radiación en estas regiones del espectro es importante para estudiar las imágenes de estructuras microscópicas.

Comunicaciones ópticas: La importancia que tiene la óptica ultrarrápida en los avances tecnológicos no solo abarca la generación de pulsos ultracortos, también considera el procesado de las señales para detectar datos y la caracterización y optimización de la transmisión de los pulsos ultracortos para tener mejores sistemas de medición. En los sistemas WDM (multiplexación por división de longitud de onda) donde el ancho de banda de la fibra es dividido en múltiples longitudes de onda o canales, la tecnología de los pulsos ultracortos puede ayudar ya que estos poseen un gran ancho de banda, lo que implica que un solo pulso tiene suficiente ancho de banda y es capaz de producir un gran número de longitudes de onda o canales.

Aplicaciones biomédicas: Los pulsos ultracortos juegan un papel importante en aplicaciones de imágenes biológicas. Entre sus características importantes esta la capacidad de realizar imágenes ópticas dentro de medios dispersivos y obtener información con buena resolución. En los procesos quirúrgicos se utilizan los láseres de pulsos ultracortos para reducir el daño colateral que se pueda producir en los tejidos.

Procesamiento de materiales: Los láseres de alta potencia se utilizan para una gran variedad de aplicaciones en la industria de corte y perforación. Estos láseres se pueden utilizar en onda continua o mediante pulsos cortos (nanosegundos), pero el tamaño característico de la perforación y la calidad del corte se limitan por la difusión térmica y las ondas de choque a través de los alrededores del material, además de que estos efectos colaterales desperdician la energía de los pulsos. Con los láseres de pulsos ultracortos, este procesado de materiales se puede llevar a cabo con energías bajas debido a que las potencias pico que se generan son altas, produciendo así nuevos mecanismos físicos. La ventaja que se adquiere es que el calor que se inyecta a la muestra durante el proceso se reduce, lo que produce una perforación o corte más preciso y limpio, además de que se lleva a cabo mediante una mejor eficiencia energética.

Pulsos de ruido [6-9]: Este tipo de pulsos tienen dimensiones típicas de pulsos cortos (~ ns), pero que no son pulsos simples, sino paquetes formados de un gran número de (miles o hasta millones) de pulsos ultracortos (< ps) con características (amplitud, duración, etc.) que varían ampliamente. Debido a sus características como; tiempo de coherencia corto, energía alta por pulso y ancho espectral amplio y liso, atraen mucha atención para aplicaciones como imágenes médicas, procesamiento de materiales, sensado, etc. También atraen mucho interés por su conexión con las ondas "rogué" ópticas, equivalentes ópticos de las olas gigantes en oceanografía. Sin embargo, están mal conocidos, en particular debido a su gran complejidad y variabilidad, su caracterización precisa constituye todo un reto.

Podemos observar que los pulsos ultracortos tienen diferentes aplicaciones para diferentes disciplinas. Una cuestión importante que también se debe considerar es la medición o caracterización de los pulsos ultracortos, ya que la medición de pulsos en estas escalas tiene serios problemas, porque no existen instrumentos de medición (fotodetectores y osciloscopios) tan rápidos que logren medirlos. Por lo tanto se han creado diversos métodos

o técnicas capaces de medir los pulsos ultracortos, aunque no todas estas técnicas son capaces de ofrecer información completa de estos. A continuación se mencionaran algunas de las técnicas más empleadas para la medición y caracterización de pulsos ultracortos.

La primera técnica que se mencionara será la de autocorrelación del campo eléctrico interferométrica (colineal), el principio de esta técnica es hacer que el pulso se mida así mismo con un pulso idéntico. Para lograr esto se utiliza un interferómetro de Michelson el cual divide al pulso original en dos pulsos idénticos, recombinándose en un medio no lineal (típicamente que genera segundo armónico) de manera colineal con cierto retraso. Este retraso se lleva a cabo cuando uno de los brazos del interferómetro varía mediante un control de traslación micrométrico. La medición se lleva a cabo cuando se obtiene la autocorrelación (es decir la energía del producto de los pulsos desplzazados) utilizando un detector lento. Esta técnica de medición por lo tanto es lineal y no es capaz de determinar la intensidad ni la fase de los perfiles de los pulsos ultracortos. Otra técnica que se implementa es la de autocorrelación de intensidad (no colineal), está técnica es una modificación de la autocorrelación del campo eléctrico interferométrica ya que se recombinan los dos pulsos en el medio no lineal pero de manera cruzada, generando así segundo armónico (doble de la frecuencia de entrada). Para llevar a cabo la medición se filtra la señal con la frecuencia inicial y solamente se toma en cuenta la generada por el segundo armónico, de esta manera se registra el tiempo promedio de la potencia del segundo armónico como función del tiempo de retraso entre los pulsos, al graficar la potencia promedio en función del retraso se puede obtener información del ancho del pulso. Por lo tanto la técnica brinda información acerca de la intensidad del pulso, pero no da información acerca de su fase. Como pudimos ver estas dos técnicas son muy parecidas, ya que la diferencia entre ellas es la manera en que inciden en el medio no lineal, pero ninguna de las dos describe por completo los pulsos ultracortos [2, 5, 10].

La técnica que se encarga de brindar información completa de los pulsos ultracortos (amplitud y fase) es la denominada FROG (Frequency-Resolved Optical Gating) [11], que es la combinación del espectro óptico (por ello sus siglas FR) y la autocorrelación (de sus siglas OG). Esta técnica se basa en recuperar la información de los pulsos a través de espectrogramas y para ello se necesita implementar una función que sirva como una

compuerta (autocorrelación). Los pulsos ultracortos son utilizados así mismos como una compuerta, lo que implica que se autocorrela el pulso. A partir de la medición para cada retardo se obtiene un espectro particular, dando como resultado un espectrograma que es una imagen en dos dimensiones (un eje para las frecuencias y otro eje para el retraso). Como la medición no da directamente la información se necesita un algoritmo para reconstruir el perfil completo (amplitud y fase del campo eléctrico) del pulso.

De esta manera se tienen diferentes técnicas para medir y caracterizar los pulsos ultracortos, como ya se mencionó la técnica más eficiente es FROG ya que proporciona información tanto de fase como de amplitud de los pulsos. Pero esta técnica se lleva a cabo mediante interacciones no lineales, las cuales en su mayoría utilizan elementos de bulto que son difíciles de alinear y que algunos de ellos requieren de phase-matching.

En este trabajo se propone una técnica para caracterizar las amplitudes de pulsos ultracortos, dicha técnica se basa en una técnica ya implementada para la reconstrucción de pulsos, la cual debe su principio en conocer la transmisión característica de un interferómetro de Sagnac no lineal de fibra para diferentes perfiles de pulsos. Este dispositivo es de fácil construcción y bajo costo que no necesita alineamiento interferométrico y debe su funcionamiento al efecto Kerr óptico (efecto no lineal de tercer orden), lo que implica que tiene una respuesta rápida del orden de los femtosegundos y no requiere phase-matching. La parte fundamental del trabajo es la caracterización de pulsos de ruido los cuales son muy complejos y aleatorios, por lo tanto no caracterizaremos el perfil de cada sub-pulso individual (ya que son muy numerosos), lo que buscaremos determinar es la estadística de las amplitudes de estos sub-pulsos.

Para comprobar experimentalmente esta técnica se desarrolló un arreglo basado en la arquitectura del interferómetro de Sagnac de fibra, donde se obtuvieron las transmisiones características adecuadas para aplicar la técnica. Ajustando las transmisiones características y mediante soluciones numéricas podemos conocer la estadística de las amplitudes de los pulsos que pasan a través del interferómetro mediante histogramas.

Este trabajo está dividido de la siguiente manera. En el capítulo 2 se da a conocer el marco teórico, donde se muestran los temas relevantes del interferómetro de Sagnac lineal y no lineal, así como de su construcción y funcionamiento para diferentes arquitecturas. También

se da a conocer la aplicación del interferómetro de Sagnac no lineal como absorbedor saturable en un láser de figura ocho y la relevancia que tiene este láser para la generación de pulsos de ruido (noise-like pulses). En el capítulo 3 se muestran las técnicas para la caracterización y estadística de amplitudes de pulsos a partir de un interferómetro de Sagnac no lineal. Ahí se da a conocer el principio y la resolución numérica de la técnica de la caracterización de perfiles de pulsos ópticos y la técnica de la caracterización de la estadística de amplitudes de pulsos ópticos. En el capítulo 4 se tiene el desarrollo experimental y su caracterización. Se menciona el arreglo que se implementó para llevar a cabo este experimento. También se dan a conocer los resultados obtenidos de la caracterización del arreglo. Finalmente en el capítulo 5 se dan a conocer los resultados obtenidos experimentalmente a partir de la medición de la transmisión del interferómetro de Sagnac no lineal de fibra. Primero se muestran los resultados obtenidos para el arreglo experimental que se presenta en el capítulo 4, de esta manera se comprueba la técnica de amplitudes de pulsos. Después se muestran los resultados que se obtuvieron a partir de un láser de figura ocho, de esta manera se da a conocer la estadística de amplitudes de pulsos de ruido.

1.2 Referencias

[1] A. H. Zehail, "Femtochemistry: atomic-scale dinamics of the chemical bond", *J. Physics Chemical A.* Vol. 104, 2000.

[2] A. M. Weiner, "Ultrafast Optics", 1° ed. (Wiley Series in Pure and Aplied Optics, 2009), Capítulo 1.

[3] F. X. Kärtner, "Few-Cycle Laser Pulse Generation and its Aplications", (Springer, Berlin, 2004)

[4] C. Rulliere, "Femtosecond Laser Pulse", 2° ed. (Springer, 2005).

[5] R. Thompson, C. Leburn, D. Reid, "Ultrafast Nonlinear Optics", 1°ed. (Springer, 2013).

[6] M. Horowitz, Y. Silberberg, "Control of noiselike pulse generation in erbium-doped fiber lasers", *IEEE Photonics Tecnology Letters*. Vol. 10, 1998.

[7] L. Zhao, A. Tang, J. Wu, X. Fu, S. Wen, "Noise-like pulse in a gain-guided soliton fiber laser", *Optics Exppres*, Vol. 15, 2007.

[8] O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernandez-Garcia "Adjustable noise-like pulse from a figure-eight fiber laser", *Applied Optics*, Vol. 50, 2011.

[9] H. Santiago-Hernandez, O. Pottiez, M. Duran-Sanchez, R. I. Alvarez-Tamayo, J. P. Lauterio-Cruz, J. C. Hernandez-Garcia, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, "Dynamics of noise-like pulsing at sub-ns scale in a passively mode-locked fiber laser", *Optics Express*, Vol. 23, 2015.

[10] J. C. Diels, W. Rudolph, "Diagnostic techniques in: Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Fundamental, Techniques, and Aplications on a Femtosecond Time Scale", 2° ed. (Academic Press, San Diego, 2006).

[11] R. Trebino, "Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulse", (Springer, New York, 2012).

Capítulo 2

Marco teórico

2.1 Introducción

En el siguiente capítulo se dan a conocer algunos conceptos e ideas relevantes para poder comprender mejor el trabajo que se llevó a cabo. Comenzamos por describir la birrefringencia de las fibras ópticas, ya que como sabemos tienen una estructura anisotrópica lo que implica que dentro de la fibra se propaguen los haces en dos ejes, uno rápido y otro lento. Por lo tanto existe una variación en el índice de refracción debida a estos ejes, de donde se puede conocer el grado de birrefringencia de la fibra y su longitud de batido [1-3].

Después se explica uno de los fenómenos no lineales relevantes para las fibras ópticas, este fenómeno es conocido como efecto Kerr óptico el cual es un efecto no lineal de tercer orden que depende de la potencia óptica con la que se trabaja [2,7]. Si la potencia óptica es baja (mW) el fenómeno Kerr no se presenta, pero si la potencia es alta (W o mayor) el fenómeno Kerr actúa en la fibra de forma significativa produciendo un aumento en el índice de refracción total. Esta variación produce un cambio de fase no lineal, dando como resultado la automodulación de fase (la fase de la señal depende de la intensidad de la misma señal) y la modulación de fase cruzada (la fase de una componente de la señal por ejemplo una polarización, depende de la intensidad de la otra señal e inversamente).

Posteriormente en las secciones siguientes se menciona la arquitectura del Interferómetro de Sagnac tanto de bulto como de fibra [3-6]. Para el caso del interferómetro de bulto solo se menciona la arquitectura y el funcionamiento del dispositivo. Para el caso del interferómetro de fibra, se menciona inicialmente la arquitectura y el funcionamiento del dispositivo del cual se hace un análisis de la transmisión en régimen lineal del mismo. Posteriormente se hace el análisis en el régimen no lineal del interferómetro de Sagnac lo que se denomina como NOLM, donde también se mencionan las características principales de este dispositivo [4].

Se dan a conocer las diferentes arquitecturas que puede tener un NOLM [10], donde se muestran las ventajas y desventajas que cada una de ellas posee. Finalmente se menciona lo que es un pulso de ruido así como sus características y fenomenología.

2.2 Birrefringencia en las fibras ópticas

Se sabe que una fibra óptica bajo condiciones ideales (fibra óptica isotrópica y que se mantiene en línea recta), mantiene el estado de polarización de un haz de luz que es lanzado a través de ella hasta la salida de la misma. Pero en condiciones de trabajo reales la fibra óptica no se comporta de esta manera debido a las imperfecciones de su estructura geométrica (variaciones aleatorias en la estructura interna del núcleo), además de que sufre diferentes esfuerzos mecánicos (torceduras, curvaturas, etc.) [1,2]. Por lo tanto la fibra es birrefringente y se puede calcular el grado de birrefringencia de esta mediante la siguiente relación

$$B = |n_y - n_x|, \tag{2.1}$$

donde *B* es el grado de birrefringencia, n_x y n_y ($n_x < n_y$) son los índices de refracción que experimentan los dos modos ortogonales de la fibra (eigenmodos).

El estado de polarización a través de una fibra óptica no se mantiene (excepto para los eigenmodos) y la evolución de la polarización a través de ella es periódica como se puede apreciar en la Figura 2.1. Observamos que al lanzar un haz con un estado de polarización específico la elipticidad cambia, sin embargo los ejes de la elipse se mantienen. A la longitud donde el estado de polarización se vuelve a repetir se le conoce como la longitud de batido L_B la cual está relacionada con el grado de birrefringencia de la siguiente manera

$$L_B = \frac{\lambda}{B},\tag{2.2}$$



Figura 2.1. Evolución de la polarización en una fibra óptica birrefringente [2].

donde λ es la longitud de onda. Dependiendo del grado de birrefringencia las fibras se pueden clasificar en fibras de baja birrefringencia y fibras de alta birrefringencia [4]. Las de baja birrefringencia son aquellas que debido a su fabricación sufren imperfecciones y se encuentran sometidas a esfuerzos mecánicos (fibra SMF-28), su grado de birrefringencia es de ~10⁻⁷ dando como resultado una longitud de batido entre 10 y 100 m aproximadamente. Una cosa importante que se debe considerar en este tipo de fibras es que son muy sensibles a las condiciones ambientales, lo que produce cambios de polarización aleatorios los cuales son difíciles de controlar. Las de alta birrefringencia se diseñan para poder tener control sobre los estados de polarización dentro de la fibra. Su grado de birrefringencia es de ~10⁻⁴ hasta 10^{-3} dando como resultado una longitud de batido del orden de los milímetros, además son poco sensibles a las condiciones ambientales o algún otro factor que perturbe la fibra.

También existe la birrefringencia circular (actividad óptica), caracterizada por el hecho que los eigenmodos son las polarizaciones circulares ortogonales (C^+ y C^- , correspondiendo a los índices n^+ y n^- respectivamente). En este caso, el parámetro característico de la birrefringencia es la potencia rotatoria que se define de la siguiente manera

$$\rho = \frac{\pi}{\lambda} (n^- - n^+), \qquad (2.3)$$

donde ρ es la potencia rotatoria, n^+ y n^- ($n^+ < n^-$) son los índices de refracción de las componentes derecha e izquierda de las polarizaciones circulares respectivamente. Con este tipo de birrefringencia, la polarización tampoco se mantiene (excepto para los eigenmodos); sin embargo en este caso la elipticidad se mantiene durante la propagación y solamente va rotando la elipse de polarización. En fibra óptica, este tipo de birrefringencia se obtiene torciendo la fibra.

2.3 Efecto Kerr Óptico

El efecto Kerr óptico es un fenómeno que modifica el índice de refracción de la fibra óptica dependiendo de la intensidad de la luz que se trasmite a través de la misma [2,7]. Si la intensidad de la luz que incide en la fibra es baja, el efecto Kerr no se hace presente ya que solo actúa el índice de refracción lineal. Pero si la intensidad de la luz es alta el fenómeno Kerr se presenta y modifica el índice de la siguiente manera

$$n = n_1 + n_2 I, (2.4)$$

donde n_1 es el índice de refracción lineal, n_2 es el índice de refracción no lineal, I es la intensidad óptica que también se puede definir como (P/A_f) , donde P es la potencia del haz, A_f es el área efectiva de la fibra y n es el índice de refracción total de la fibra.

En el interferómetro de Sagnac de fibra, para cada uno de los haces el fenómeno Kerr produce un cambio de fase no lineal, debido a la variación del índice de refracción no lineal producido por la intensidad del haz. De esta manera el cambio de fase total se define de la siguiente manera

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 L + \frac{2\pi P}{\lambda A_f} n_2 L, \qquad (2.5)$$

donde λ es la longitud de onda y *L* es la longitud de la fibra. El primer término del lado derecho de la igualdad representa el cambio de fase lineal, mientras que el segundo término representa el cambio de fase no lineal. Del segundo término surgen los fenómenos de

automodulación de fase (SPM) y modulación de fase cruzada (XPM), los cuales sirven para explicar al interferómetro de Sagnac en régimen no lineal.

La auto modulación de fase produce un ensanchamiento espectral del pulso óptico debido al cambio de fase no lineal producido por la potencia óptica, lo que genera nuevas frecuencias alrededor de la frecuencia central del pulso óptico. La modulación de fase cruzada siempre está acompañada de SPM y es capaz de acoplar dos campos ópticos, este fenómeno se debe a que el índice de refracción que se experimenta por un haz no solamente es afectado por la potencia, sino que también influyen los otros haces que se están copropagandose o contrapropagandose, lo que implica que se puede deber a dos longitudes de onda o a dos estados de polarización diferentes. Hablando de pulsos ultracortos, si la interacción entre los haces es copropagante el fenómeno de XPM es mucho mayor que cuando la interacción de los haces es contrapropagante (en cual caso en ciertas condiciones se puede despreciar). El fenómeno produce un ensanchamiento espectral asimétrico y un cambio temporal asimétrico de los pulsos [2].

Estos dos fenómenos se representan matemáticamente a partir de las ecuaciones no lineales acopladas de Schrödinger para una base de polarizaciones lineales $[E_x, E_y]$ de la siguiente manera

$$\frac{dE_x}{dz} = i\gamma \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} \left| E_y \right|^2 \right) E_x, \qquad (2.6a)$$

$$\frac{dE_{y}}{dz} = i\gamma \left(\left| E_{y} \right|^{2} + \frac{2}{3} \left| E_{x} \right|^{2} \right) E_{y}, \qquad (2.6b)$$

donde $E_{x,y}$ representa el campo eléctrico, $|E_{x,y}|^2$ es la potencia óptica, z es la dirección de propagación y γ es el coeficiente no lineal el cual se define de la siguiente manera

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_f},\tag{2.7}$$

donde el índice de refracción no lineal tiene unidades de $[m^2 W^{-1}]$ y por lo tanto el coeficiente no lineal tiene unidades de $[m^{-1} W^{-1}]$, el valor típico de este coeficiente para la fibra estándar es de 1.5 km⁻¹ W⁻¹. De las ecuaciones (2.6) se despreciaron los términos de las pérdidas y la dispersión en la fibra, el primer término del lado derecho de la ecuación representa la SPM mientras que el segundo término es XPM. Para el caso de una base de polarizaciones circulares $[C^+, C^-]$ las ecuaciones (2.6) se convierten en:

$$\frac{dC^{+}}{dz} = \frac{2}{3}i\gamma(|C^{+}|^{2} + 2|C^{-}|^{2})C^{+}, \qquad (2.8a)$$

$$\frac{dC^{-}}{dz} = \frac{2}{3}i\gamma(|C^{-}|^{2} + 2|C^{+}|^{2})C^{-}.$$
(2.8b)

Se observa que el coeficiente no lineal es $2/3\gamma$, lo que implica que la base circular es 2/3 más pequeño que la base lineal, mientras que la XPM es 2 en lugar de 2/3.

2.4 Interferómetro de Sagnac

Es un dispositivo de bulto como el que se muestra en la Figura 2.2, conformado de un divisor de haz (D) y tres espejos (E1-3). Este es un interferómetro por división de amplitud difícil de alinear y sensible a las vibraciones. Su característica principal es que los haces que se dividen recorren el mismo camino óptico pero en direcciones opuestas, además ambos haces forman caminos cerrados antes de recombinarse y producir la interferencia [3,5].



Figura 2.2. Interferómetro de Sagnac de bulto.

El funcionamiento del interferómetro es el siguiente. Un haz incide en el divisor de haz el cual tiene una razón r/t donde r y t son los coeficientes de reflexión y transmisión del divisor respectivamente. El haz se divide en un haz reflejado y un haz transmitido, estos haces viajan en sentidos opuestos (horario y anti horario) recorriendo el mismo camino óptico debido a los espejos, donde se reflejan hasta que se recombinan en el divisor, donde se produce la interferencia. Analizando las intensidades de los haces por separado se obtienen las siguientes ecuaciones

$$I_r = 2rtI_i(1 + \cos(\phi_R)), \qquad (2.9)$$

$$I_t = I_i(r^2 + t^2 + 2rt\cos(\phi_T)).$$
(2.10)

Si el divisor tiene una razón de 0.5/0.5 y las fases de los haces reflejado y transmitido son $\phi_r = 0$ y $\phi_t = \pi/2$ respectivamente. Entonces el haz que viaja en sentido horario tiene una diferencia de fase $\Delta \phi^+ = \phi_t - \phi_r$, ya que primero se refleja por el divisor y al recombinarse lo atraviesa. El haz que viaja en sentido anti horario primero atraviesa el divisor y al recombinarse se refleja en este, por lo tanto tiene una diferencia de fase $\Delta \phi^- = \phi_r - \phi_t$. Al tomar en cuenta la diferencia de fase de los dos haces se tiene los siguiente $\Delta \phi = \Delta \phi^+ - \Delta \phi^-$, donde se tiene una fase para la reflexión ($\phi_R = -2\phi_r = 0$) y una fase para la transmisión ($\phi_T = 2\phi_t = \pi$). Por lo tanto bajo las condiciones dadas, el interferómetro de Sagnac se comporta como un espejo. Si se quisiera tener una intensidad trasmitida diferente de cero se debe considerar un divisor de haz con una razón asimétrica.

2.5 Interferómetro de Sagnac de fibra óptica

El interferómetro de Sagnac de fibra óptica es un dispositivo robusto y de fácil construcción que no requiere alineamiento interferométrico, está formado por un acoplador de fibra de cuatro puertos como se muestra en la Figura 2.3. Los puertos 3 y 4 se unen mediante un lazo de fibra óptica [4]. Mediante el puerto 1 se hace incidir un haz de luz que se divide en dos, estos haces se propagan a través del lazo de manera contrapropagante hasta que se vuelven a recombinar en el acoplador y salen por el puerto 2, a esta señal se le conoce como el haz transmitido.

El interferómetro de Sagnac de fibra al igual que el de bulto puede operar como un espejo, siempre y cuando el camino óptico entre los haces contrapropagandose sea el mismo (fibra no birrefringente), además la razón de acoplamiento debe ser de 0.5 y se deben despreciar las pérdidas en el acoplador. La condición de la diferencia de fase entre los dos haces para que se lleve a cabo la interferencia es debido al acoplador, ya que la fase del haz que emerge del puerto 3 (haz que viaja en sentido horario) es la misma fase que la del haz incidente, mientras que existe una diferencia de fase de $\pi/2$ del haz que emerge del puerto 4 (haz que viaja en sentido anti horario) respecto del haz incidente. Cuando los haces contrapropagantes se recombinan en el puerto 2 del acoplador (haz transmitido) el haz que viaja en sentido horario no sufre ningún cambio de fase lo que implica que su cambio de fase total es 0, mientras que el haz que viaja en sentido anti horario sufre otro cambio de fase de $\pi/2$ lo que da como resultado un cambio de fase total de π . Como consecuencia, la diferencia de fase entre ambos haces en el puerto 2 es π , produciendo así interferencia destructiva y la potencia transmitida es cero. En cambio, para el haz reflejado (puerto 1) ambos haces (horario y anti horario) sufren un cambio de fase de $\pi/2$ debido al acoplador, recombinándose con la misma fase (diferencia de fase cero) provocando la interferencia constructiva. Por lo tanto la potencia reflejada es igual a la de entrada (reflexión al 100%). De esta manera el interferómetro puede operar como un espejo de lazo óptico si se considera que trabaja a bajas potencias. Esto vale para una razón de acoplamiento de 0.5, si es diferente de este valor la reflexión ya no es el 100% y aparece una potencia transmitida.



Figura 2.3. Interferómetro de Sagnac de fibra óptica.

Analizando la señal de salida del dispositivo, se tiene que la transmisión se define de la siguiente como:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{|E_2|^2}{|E_1|^2}$$
(2.11)

donde P_{out} es la potencia de salida, P_{in} es la potencia de entrada, E_2 es el campo a la salida y E_1 es el campo a la entrada. Sabemos también que E_2 se define como:

$$E_2 = \sqrt{\alpha}E_3 + i\sqrt{1-\alpha}E_4 \tag{2.12}$$

donde α es el coeficiente de acoplamiento del acoplador, E_3 es el campo que se propaga por el lazo en sentido horario, E_4 es el campo que se propaga por el lazo en sentido anti horario y el factor *i* se debe al cambio de fase que sufre el campo E_4 al pasar por el acoplador. Por otro lado los campos E_3 y E_4 se definen en función del campo E_1 de la siguiente forma

$$E_3 = \sqrt{\alpha} E_1 e^{i(kL + \gamma L \alpha P_{in})}, \qquad (2.13)$$

$$E_4 = i\sqrt{1 - \alpha} E_1 e^{i(kL + \gamma L(1 - \alpha)P_{in})},$$
(2.14)

donde *L* es la longitud de la fibra, *k* es el número de onda ($k = 2\pi n/\lambda$), γ es el coeficiente no lineal de la fibra, P_{in} es la potencia del haz a la entrada del acoplador y el factor *i* del campo E_4 se debe al cambio de fase que sufre el campo al pasar por el acoplador. Sustituyendo las ecuaciones (2.13) y (2.14) en la ecuación (2.12) se obtiene el campo a la salida del interferómetro de la siguiente manera

$$E_{2} = E_{1} \Big[\alpha e^{i(kL + \gamma L\alpha P_{in})} - (1 - \alpha) e^{i(kL + \gamma L(1 - \alpha)P_{in})} \Big].$$
(2.15)

Considerando que las potencias son muy bajas (régimen lineal donde P_{in} se considera despreciable) de manera que los efectos no lineales no aparezcan en el sistema, entonces la ecuación (2.15) se reduce a la siguiente forma

$$E_2 = E_1 e^{ikL} (2\alpha - 1). (2.16)$$

Por lo tanto sustituyendo la ecuación (2.16) en la ecuación (2.11) tenemos que la transmisión queda como

$$T = (2\alpha - 1)^2 = 1 - 4\alpha(1 - \alpha), \tag{2.17}$$

donde se aprecia que la transmisión es función del coeficiente de acoplamiento α . Considerando la reflexión *R*, dado que R + T = 1 por conservación de la energía obtenemos la siguiente relación para la reflexión

$$R = 4\alpha(1 - \alpha). \tag{2.18}$$

En la Figura 2.4 se muestran la transmisión y la reflexión en función del coeficiente de acoplamiento. Se puede observar que cuando $\alpha = 0.5$ la transmisión es mínima (0%), mientras que la reflexión es máxima (100%), lo que implica que el interferómetro se comporta como un espejo como se había mencionado al principio del análisis.

2.6 Interferómetro de Sagnac no lineal de fibra óptica

El interferómetro de Sagnac no lineal de fibra óptica también conocido como NOLM (Nonlinear Optical Loop Mirror) por sus siglas en inglés [4,6], es un dispositivo utilizado en diversas aplicaciones como el switcheo óptico, mode locking activo [8,9], mode locking pasivo [8,9] y procesamiento de señales ópticas (supresión de pedestal, regeneración, multiplexado, demultiplexado, compuertas lógicas, etc.). Su principio de construcción y de operación se describieron en la sección anterior. Para este dispositivo se utilizan potencias altas, lo que implica que los fenómenos no lineales son considerados debido al efecto Kerr óptico, además al considerar un acoplador asimétrico en potencia los efectos de propagación no lineal son diferentes para cada uno de los caminos que recorren los haces, debido a que la fase no lineal es dependiente de la intensidad.

Para analizar la transmisión del NOLM consideramos la parte no lineal del campo a la salida del dispositivo, partiendo de la ecuación (2.15) tenemos

$$E_{2} = E_{1} \Big[\alpha e^{i\gamma L \alpha P_{in}} - (1 - \alpha) e^{i\gamma L (1 - \alpha) P_{in}} \Big].$$
(2.19)

Calculando la potencia de salida del NOLM

$$P_{out} = \left| E_1 \left[\alpha e^{i\gamma L \alpha P_{in}} - (1 - \alpha) e^{i\gamma L (1 - \alpha) P_{in}} \right] \right|^2$$
(2.20)



Figura 2.4. Reflexión (R) y Transmisión (T) del interferómetro de Sagnac en régimen lineal.

considerando que $e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$, la potencia de salida entonces se puede reescribir como

$$P_{out} = \left| E_1 \left[\begin{array}{c} \alpha \cos(\gamma L \alpha P_{in}) - (1 - \alpha) \cos(\gamma L (1 - \alpha) P_{in}) + \cdots \\ \dots + i(\alpha \sin(\gamma L \alpha P_{in}) - (1 - \alpha) \sin(\gamma L (1 - \alpha) P_{in})) \end{array} \right] \right|^2,$$
(2.21)

realizando algunas operaciones algebraicas obtenemos la siguiente relación para la potencia de salida

$$P_{out} = E_1^2 [\alpha^2 + (1 - \alpha)^2 - 2\alpha(1 - \alpha)\cos(\gamma L(1 - 2\alpha)P_{in})], \qquad (2.22)$$

al sustituir la ecuación (2.22) en la ecuación (2.11) obtenemos que la transmisión para el caso no lineal se puede escribir de la siguiente manera:

$$T = 1 - 2\alpha (1 - \alpha) [1 + \cos(\gamma L (1 - 2\alpha) P_{in})]$$
(2.23)

donde se observa que la transmisión depende de la potencia de entrada, de manera que se obtiene una característica de switcheo. También se observa que esta transmisión depende del coeficiente de acoplamiento α , del coeficiente no lineal γ y de la longitud del lazo *L*. Considerando que el coeficiente no lineal es de 1.5 km⁻¹ W⁻¹, en la Figura 2.5 se muestra la

transmisión para diferentes casos tomando en consideración la variación del coeficiente de acoplamiento y de la longitud de la fibra. Para la Figura 2.5a se consideró una longitud del lazo de 1 km para una potencia de entrada que varía de 0 a 5 W. Como se observa en la figura, mientras más se a cerca el coeficiente de acoplamiento a 0.5, menor será la transmisión mínima, pero mayor será la potencia a alcanzar para el máximo (potencia de switcheo), e inversamente, si el coeficiente de acoplamiento se aleja de 0.5. No se puede obtener alto contraste entre mínimo y máximo (rango dinámico) y baja potencia de switcheo al mismo tiempo. Para un coeficiente de acoplamiento exactamente de 0.5, los cambios de fase no lineales de los dos haces se cancelan exactamente y la transmisión no depende de la potencia. En la Figura 2.5b se consideró un coeficiente de acoplamiento de 0.4 para una potencia de 0 a 10 W. En la figura se puede apreciar que para lazos más cortos se necesita más potencia de ara llegar al máximo, mientras que para los lazos más largos se necesita poca potencia de entrada para llegar al máximo. Con estos resultados se pueden elegir los parámetros necesarios para llevar a cabo la construcción de un arreglo basado en la arquitectura del NOLM, dependiendo de la aplicación que se le quiera dar al arreglo.

En la Figura 2.6 se muestra el comportamiento de la potencia de switcheo en función del coeficiente de acoplamiento, donde se consideró el coeficiente no lineal de 1.5 km⁻¹ W⁻¹ y una longitud del lazo de 1 km. Se observa que para coeficientes de acoplamiento cercanos a 0.5, la potencia de switcheo tiende a valores muy grandes, llegando a infinito cuando es exactamente 0.5, ya que para ese coeficiente de acoplamiento las potencias de los haces que se propagan a través del lazo son las mismas.

Un parámetro que también es de interés para el análisis del NOLM es el denominado rango dinámico (r_D) , el cual se define como la relación que existe entre la transmisión máxima y la transmisión la mínima. Por lo tanto se obtiene la siguiente relación para el rango dinámico

$$r_D = \frac{1}{1 - 4\alpha (1 - \alpha)}.$$
 (2.26)

En la Figura 2.7 se muestra el rango dinámico en función del coeficiente de acoplamiento, donde se observa un comportamiento similar al de la potencia de switcheo, ya que para un coeficiente de acoplamiento de 0.5 el rango dinámico tiende a infinito, lo que implica que la transmisión mínima es cero y el dispositivo se comporta como un espejo (a cualquier potencia

ya que la potencia de switcheo P_{π} también es infinito en este caso). También se observa que para coeficientes de acoplamiento cercanos a 0.5 el rango dinámico es muy grande, esto implica que la transmisión mínima se encuentra muy cercana a cero. Para coeficientes cercanos a cero o a uno se observa que el rango dinámico es muy pequeño, debido a que la transmisión mínima es muy cercana a la transmisión máxima.



Figura 2.5. Transmisión del NOLM variando: a) el coeficiente de acoplamiento y b) la longitud del lazo.



Figura 2.6. Potencia de switcheo en función del coeficiente de acoplamiento.



Figura 2.7. Rango dinámico en función del coeficiente de acoplamiento.

Con estos parámetros, se pueden ajustar las características del NOLM para diferentes aplicaciones o configuraciones del dispositivo, donde se observa que el coeficiente de acoplamiento es un parámetro relevante para poder determinar la transmisión, la potencia de switcheo y el rango dinámico del NOLM.

Este análisis se considera siempre y cuando la fibra no sea birrefringente, lo que implica que los haces recorren el mismo camino óptico. En un caso real la birrefringencia de la fibra produce que el recorrido de los haces no sea el mismo, lo que implica que el mínimo de la transmisión no se encuentre siempre en cero y que las curvas de transmisión se encuentren desplazadas horizontalmente. Por lo tanto para poder controlar estos efectos debidos a la birrefringencia de la fibra se coloca dentro del lazo un controlador de polarización. Pero estos ajustes son empíricos y se deben corregir constantemente debido a la sensibilidad de la birrefringencia por las condiciones ambientales.

2.7 Arquitecturas del NOLM

Existen diferentes configuraciones para poder elaborar un interferómetro de Sagnac de fibra no lineal. A continuación se mencionaran algunas de las arquitecturas y se darán sus características principales así como sus ventajas y desventajas [10].

2.7.1 NOLM con un acoplador asimétrico



Figura 2.8. Acoplador asimétrico con controladores de polarización dentro del lazo.

Este es el esquema que se analizó a detalle en el punto anterior. Como se mencionó anteriormente el primer NOLM que se construyó se basó en un acoplador asimétrico como se muestra en la Figura 2.8 (similar a la Figura 2.3), donde el switcheo se debe básicamente a la diferencia de potencia generada por el acoplador entre los dos haces que se contrapropagan dentro del lazo de fibra. De esta manera un haz es más intenso que el otro y gracias a la SPM que se produce en cada uno de los brazos del lazo, existe una diferencia de fase que depende de la potencia.

Una de las desventajas que tiene este arreglo es que para cambiar la transmisión característica del NOLM (potencia de switcheo y rango dinámico) es necesario cambiar el acoplador o cambiar la longitud del anillo de fibra, para ello se necesitaría quitar el acoplador y empalmar otro con las características de acoplamiento necesarias para el experimento. La otra desventaja es que el rango dinámico está limitado ya que se tienen dos haces con amplitudes diferentes y por lo tanto el máximo de la transmisión característica es uno, lo que implica una interferencia constructiva, mientras que para el mínimo es diferente de cero lo que implica que no se lleva por completo la interferencia destructiva. Además, si se reduce la asimetría del acoplador para aumentar el rango dinámico, la potencia de switcheo crece. No se puede minimizar la potencia de switcheo y aumentar el rango dinámico simultáneamente.



Figura 2.9. NOLM con un acoplador simétrico y un elemento de atenuación o de amplificación dentro del lazo.

La ventaja del arreglo es que se puede manipular la polarización dentro del lazo mediante un controlador de polarización, el cual nos ayuda a desplazar horizontalmente la característica de switcheo y poder ajustar la transmisión a baja potencia. Esto ofrece cierta flexibilidad, aunuqe limitada. Otra de las ventajas que se tiene al controlar la polarización es que se puede pasar del modo de absorbedor saturable (transmisión que crece con la potencia) al de limitador de intensidad (transmisión que decrece), aunque este ajuste tiene algunos inconvenientes ambientales como la temperatura y las vibraciones, además que el ajuste no siempre es reproducible.

2.7.2 NOLM con un acoplador simétrico y un atenuador o amplificador en el lazo

Otra de las configuraciones del NOLM es la que se muestra en la Figura 2.9, donde se muestra un acoplador simétrico y un elemento que puede ser de atenuación o de amplificación que se localiza asimetricamente dentro del lazo. De esta manera podemos atenuar o amplificar uno de los haces que se contrapropagan antes de que se propague a través de todo el lazo, de esta manera se obtiene un haz con menor o mayor potencia (dependiendo del elemento que se inserte en el lazo) que el haz contrario.

Si el haz se amplifica entonces al dispositivo se le conoce como NALM (Nonlinear Amplifying Loop Mirror) por sus siglas en inglés, este dispositivo se caracteriza porque en un extremo del lazo se coloca un amplificador óptico que es típicamente una sección de fibra dopada con Erbio.

La ventaja de este arreglo es que se puede utilizar un dispositivo óptico variable para poder tener un mejor control de la característica de transmisión en particular de la potencia de switcheo del NOLM. Por otro lado, como el acoplador es simétrico y ambos sufren la misma atenuación o amplificación en su recorrido por el lazo, los haces que interfieren tienen la misma amplitud, la interferencia destructiva (a potencia baja) es completa y el rango dinámico es máximo. La desventaja es que al utilizar el atenuador, el máximo de transmisión es menor a uno. Para el caso del amplificador (NALM), el máximo es mayor que uno (es
decir, el dispositivo no solo ofrece una característica de switcheo, ademas amplifica la señal transmitida) pero es necesario un bombeo para la EDF, lo que incrementa el costo.

2.7.3 NOLM con asimetría en dispersión

Para llevar a cabo esta configuración se utilizan dos secciones de fibra con diferente valor de dispersión en el lazo como se muestra en la Figura 2.10, una de las secciones de fibra debe tener una dispersión casi nula, para que el pulso que entra en ella no modifique mucho sus características temporales iniciales (duración y potencia pico), mientras que la otra sección debe tener dispersión elevada para ensanchar significativamente el pulso. De esta manera un pulso (viaja en sentido horario) se propaga primero en la fibra de dispersión nula con una potencia pico alta, lo que implica que la SPM que experimenta y el cambio de fase no lineal que adquiere es mayor, mientras que el otro pulso (viaja en sentido anti horario) se propaga primero por la fibra dispersiva, donde se ensancha temporalmente y su potencia pico se reduce; por lo tanto alcanza la fibra de dispersión nula con una potencia pico baja y su cambio de fase no lineal es menor. De esta forma, aunque las energías de los pulsos propagándose en el lazo son simétricas, las intensidades no lo son y aparece una diferencia de fase no lineal que produce una característica de switcheo.



Figura 2.10. NOLM con un acoplador simétrico y desbalanceado en dispersión.

Este arreglo tiene algunas desventajas, una de ellas es que a la salida del acoplador el pulso está ensanchado lo que implica que tiene un chirp considerable y el pulso requiere de una etapa de compresión después de salir del NOLM. Otra desventaja es que para lograr el switcheo se necesita trabajar con pulsos y el switcheo depende de la duración del pulso de entrada.

La ventaja que tiene el arreglo es que se puede utilizar para regeneración de pulsos, ya que puede eliminar las componentes de onda continua que acompañan al pulso sin importar su nivel de potencia, de esta manera se obtiene a la salida del NOLM un pulso limpio de onda continua.

2.7.4 NOLM desbalanceado en polarización

Esta configuración es la que se utilizó en nuestro arreglo experimental y como se muestra en la Figura 2.11, consiste de un acoplador simétrico y una placa cuarto de onda que se localiza dentro del lazo de fibra. Como el acoplador es simétrico y el lazo no contiene atenuador o amplificador, el esquema es simétrico en potencia. La placa permite controlar el estado de polarización a la entrada y así tener una asimetría en polarización dentro del lazo. Por tal motivo la transmisión característica del dispositivo se debe a las diferentes intensidades no lineales que se llevan a cabo para cada estado de polarización que se puede obtener para cada uno de los haces, aun cuando estos tienen la misma potencia, como se ve en la siguiente ecuación la cual se deriva fácilmente de la ecuación (2.8)

$$\frac{dC^+}{dz} = i\gamma P\left(1 - \frac{1}{3}A_s\right)C^+,\tag{2.27a}$$

$$\frac{dC^{-}}{dz} = i\gamma P\left(1 + \frac{1}{3}A_s\right)C^{-}, \qquad (2.27b)$$

donde $P = |C^+|^2 + |C^-|^2$ es la potencia óptica y $A_s = (|C^+|^2 - |C^-|^2)/P$ es el parámetro de Stokes, los cuales están en función de la base de polarizaciones circulares. El parámetro de Stokes relaciona la elipticidad de la polarización de la siguiente manera: para la polarización lineal $A_s = 0$, para la polarización circular derecha e izquierda $A_s = \pm 1$ respectivamente y para valores intermedios de A_s se presenta polarización elíptica. Como se observa en la ecuación (2.27) aun para la misma potencia, los coeficientes no lineales dependen del parámetro de Stokes, por lo tanto dependen de la polarización.

Cabe mencionar que este arreglo tiene una característica primordial, que es el torcimiento de la fibra del lazo para reducir los efectos de birrefringencia residual del NOLM. En efecto, como el switcheo se obtiene gracias a una asimetría en polarización entre los haces, es importante asegurarse que cada haz mantenga su polarización (más precisamente su elipticidad) a lo largo del lazo, para que se pueda acumular una diferencia de fase no lineal entre ambos. Aparte de reducir los efectos de la birrefringencia lineal, la torsión también introduce birrefringencia circular o actividad óptica; sin embargo, esta no afecta la elipticidad o el parámetro de Stokes, sino que solo induce una rotación de la elipse. Como el efecto Kerr solo depende del parámetro de Stokes y no de la orientación de la elipse, esta actividad óptica no perjudica la asimetría del esquema. Con el torcimiento de la fibra se obtiene un mejor control de los estados de polarización de los haces que se están contrapropagando en el lazo, ya que no existe cambio en los estados de polarización de la luz excepto por una rotación a lo largo de la fibra debido a la compensación de la birrefringencia residual. La operación del NOLM desbalanceado en polarización también requiere un control estricto de la polarización en la entrada del dispositivo, ya que de esta depende la característica de switcheo, como se va a ver más adelante.



Figura 2.11. NOLM con asimetría en polarización.

Para este arreglo la transmisión se puede escribir en términos de los parámetros de Stokes de la siguiente manera

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(\frac{1}{6}\gamma A_{s,CW} L P_{in} + 2\phi\right) \cos\left(\frac{1}{6}\gamma A_{s,CCW} L P_{in} + 2\phi\right),$$
 (2.28)

donde $A_{s,CW}$ y $A_{s,CCW}$ son los parámetros de Stokes de los haces propagándose en el lazo en sentido de las manecillas del reloj y en contra de las manecillas del reloj respectivamente, ϕ es el ángulo de orientación de la placa cuarto de onda. Asumiendo que el acoplador no afecta la polarización, el parámetro de Stokes $A_{s,CW} = A_{s,in}$. Mientras que el haz que se propaga en sentido contrario a las manecillas del reloj se modifica por la placa cuarto de onda, por lo tanto el parámetro de Stokes queda de la siguiente manera

$$A_{s,CCW} = -\sqrt{1 - A^2_{s,in}} \sin[2(\phi + \psi)], \qquad (2.29)$$

este depende del parámetro de Stokes de entrada $A_{s,in}$, de la orientación de la elipse ψ a la entrada y la orientación de la placa cuarto de onda ϕ . Como se puede apreciar la característica de transmisión de esta configuración es producto de dos funciones sinusoidales que dependen de la potencia, cuya periodicidad depende de los parámetros de Stokes de los haces contrapropagandose.

Las principales ventajas de este arreglo es que nos proporciona una gran flexibilidad para diferentes parámetros del NOLM como son su transmisión característica a baja potencia, la potencia de switcheo, el rango dinámico y la pendiente de la transmisión característica, todo esto se puede lograr ajustando el ángulo de la placa cuarto de onda y la polarización de entrada. A manera de ejemplificar estas ventajas se muestran algunos resultados a partir de la característica de transmisión:

1. Control del rango dinámico a partir de una polarización de entrada circular.

Asumiendo que la polarización a la entrada del NOLM es circular (derecha o izquierda), entonces $A_{s,in} = \pm 1$. De esta manera al considerar la ecuación (2.29) el parámetro de Stokes $A_{s,CCW} = 0$, el hecho de que este parámetro se cancele es porque al pasar por la placa cuarto de onda, pasa de tener una polarización circular a tener una polarización lineal. Por lo tanto la transmisión de la ecuación (2.28) queda de la siguiente forma



Figura 2.12. Transmisión del NOLM balanceado en polarización. a) control del rango dinámico a partir de una polarización de entrada circular. b) control de la potencia de switcheo a partir de una polarización de entrada lineal.

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos(2\phi)\cos\left(\frac{1}{6}\gamma LP_{in} + 2\phi\right),$$
 (2.30)

considerando que el coeficiente no lineal para la fibra es de $\gamma = 1.5 \ km^{-1} \ W^{-1}$, una longitud del lazo de L = 200m y una potencia de switcheo $P_{\pi} \sim 63 \ W$, entonces podemos encontrar la

transmisión para diferentes orientaciones de la placa cuarto de onda en función de la potencia de entrada. En la Figura 2.12a se muestra la transmisión en función de la potencia de entrada para diferentes orientaciones de ϕ . De esta manera podemos tener un control del rango dinámico (también se puede ajustar la fase de transmisión) de nuestro arreglo, podemos observar que el mínimo no siempre se encuentra cuando la potencia de entrada es cero, esto se puede lograr solamente con ajustar la placa cuarto de onda del arreglo.

2. Control de la potencia de switcheo a partir de una polarización de entada lineal.

Para este caso el parámetro de Stokes de entrada $A_{s,in} = 0$, lo que implica que al utilizar la ecuación (2.29) el parámetro de Stokes $A_{s,CCW} = -\sin[2(\phi + \psi)]$. Por lo tanto la transmisión a partir de la ecuación (2.28) se puede escribir como

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos(2\phi)\cos\left(-\frac{1}{6}\gamma L\sin[2(\phi + \psi)]P_{in} + 2\phi\right),$$
 (2.31)

se observa que la transmisión depende de un nuevo parámetro que es la elipticidad de la polarización a la entrada, lo que implica que la potencia de switcheo también se ve alterada por este parámetro ($P_{\pi} = 6\pi/|\gamma L \sin[2(\phi + \psi)]|$). Por lo tanto al ajustar la elipticidad de la polarización de entrada y fijar el ángulo de la placa cuarto de onda, se puede controlar la potencia de switcheo. Para analizar la transmisión se fijó $\phi = 0$ (lo que implica un rango dinámico infinito), se utilizaron los valores para el coeficiente no lineal de la fibra y la longitud del lazo que en el caso anterior, teniendo una potencia de switcheo que puede variar desde un valor mínimo ($P_{\pi} = 6\pi/\gamma L$) a infinito, dependiendo de la orientación de la elipticidad de la polarización de entrada. En la Figura 2.12b se observa que la potencia de switcheo se puede ajustar mediante la elipticidad de la polarización de entrada.

2.8 Aplicación del NOLM: absorbedor saturable en un láser de figura ocho generador de pulsos de ruido

Los láseres de fibra óptica surgieron a partir de los amplificadores de fibra dopada, ya que el amplio ancho de banda que presentan los dopantes en la fibra se pueden utilizar para generar

trenes de pulsos ópticos, debido a esto se pueden crear láseres pulsados con ayuda de la técnica de amarre de modos, dicha técnica necesita que existan en la cavidad láser un gran número de modos resonantes [4, 8, 9]. Mediante este tipo de láseres se pueden crear pulsos ultracortos del orden de picosegundos o femtosegundos y a su vez tienen una gran cantidad de energía por pulso. Esto se puede utilizar en aplicaciones como la medicina, procesado de materiales, micro maquinado, comunicaciones ópticas, etc. [11, 12].

Existen dos técnicas de amarre de modos, la primera es el amarre de modos activo y la segunda es el amarre de modos pasivo [8,9]. Para el amarre de modos activo se necesita un elemento externo que module la amplitud o la fase del pulso que se encuentra dentro de la cavidad láser, algunos de los elementos que se pueden utilizar para la modulación son los moduladores acusto-ópticos o los electro-ópticos. En el caso del amarre de modos pasivo es necesario un elemento no lineal óptico cuyas pérdidas disminuyan con la intensidad del pulso. De esta manera el pulso se auto modula con un periodo igual al del recorrido del pulso por la cavidad. Los elementos o efectos que se utilizan para generar el amarre de modos pasivo se conocen como absorbedores saturables, de acuerdo a su tiempo de recuperación respecto del pulso se clasifican en rápidos y lentos.



Figura 2.13. Esquema de la arquitectura de un láser de figura ocho. (ISO) es el aislador óptico, (CP) son los controladores de polarización, (R) es la señal reflejada por el NOLM (que será absorbida por el aislador) y (T) es la señal transmitida por el NOLM.

Con la técnica de amarre de modos activo se pueden lograr tazas de repetición para los pulsos del orden de GHz ya que la frecuencia esta impuesta por el dispositivo externo, los pulsos que se obtienen logran duraciones del orden de los picosegundos, lo que es ideal para las telecomunicaciones. La técnica de amarre de modos pasivo como se mencionó necesita de un absorbedor saturable, el cual trabaja en régimen no lineal y opera bajo la influencia de la potencia óptica que circula a través de la cavidad láser, de esta manera el absorbedor saturable puede comprimir los pulsos atenuando sus faldas. Para obtener pulsos ultracortos basados en el efecto Kerr óptico es necesario tener un absorbedor saturable rápido con un tiempo de respuesta del orden de los femtosegundos. Una posibilidad es utilizar el NOLM como absorbedor saturable, ya que es un dispositivo que debe su funcionamiento al efecto Kerr y debido a sus diferentes arquitecturas los pulsos que se contrapropagan dentro del lazo pueden tener diferentes amplitudes tanto para el pulso transmitido como para el pulso reflejado. Un láser de fibra de anillo que incluye un NOLM como absorbedor saturable se conoce como configuración de figura ocho.

Un láser de figura ocho [13] tiene una configuración como la que se muestra en la Figura 2.13, se llama de figura ocho por la forma en la que se esquematiza el arreglo el cual está compuesto por un láser de anillo y un NOLM (también puede ser un NALM) los cuales se unen mediante un acoplador. El láser de anillo como podemos observar está constituido por un aislador óptico, el cual tiene la función de impedir el paso de cualquier otra señal en sentido contrario a la señal de propagación láser. Gracias al NOLM los pulsos que se propagan a través del anillo son cada vez más cortos por cada transmisión a través del dispositivo. Aunque juega el papel de "absorbedor saturable", el NOLM realmente no absorbe la potencia que no es transmitida, sino que la refleja. En realidad, es el aislador óptico es el que se encarga de absorber la potencia reflejada por el NOLM.

El láser de figura ocho es un dispositivo que sirve para observar la naturaleza vectorial de los solitones ópticos, ya que no discrimina ninguna componente de polarización dentro de la cavidad láser, debido que los controladores de polarización ajustan el régimen de operación. En comparación con los sistemas láser de fibra que utilizan un absorbedor saturable real (de bulto) los cuales son insensibles a las componentes de polarización, por lo tanto estos dispositivos son difíciles de sintonizar mediante los controladores de polarización que se

encuentran dentro de la cavidad láser [14]. Uno de los estados especiales de los solitones son los llamados pulsos de ruido que se observan frecuentemente en este tipo de láseres. Un pulso de ruido básicamente es un paquete de múltiples pulsos ultracortos con amplitudes variables, que es corto en comparación a un recorrido a través de la cavidad óptica pero largo comparado con la duración de pulsos ultracortos (ns o más). Su espectro óptico está relacionado con un ancho de banda entre 15 a 150 nm, que implica una gran acumulación de cambio de fase no lineal por cada viaje de ida y vuelta dentro de la cavidad. Por lo tanto el pulso que circula por la cavidad tiene una estructura interna compleja y fluctuante. Esta inestabilidad se atribuyó inicialmente a la interacción entre una gran birrefringencia acumulada, dispersión normal y a la evolución de la polarización no lineal en cavidades de fibra largas (\geq 100m) [15, 16]. Algunos autores también consideran que el efecto Raman desestabiliza un pulso en su propagación en cavidades de fibra largas, promoviendo la dinámica de pulsos de ruido. Los pulsos de ruido no solo se encontraron en cavidades muy largas, también se consideraron en cavidades más cortas (≈ 10 m) operadas bajo un régimen de dispersión anómala [17,18]. Hay quienes aseguran la existencia de una inestabilidad que lleva a la descomposición de pulsos de picosegundos, a una secuencia estocástica de subpulsos de femtosegundos debido a la interacción de la evolución de polarización no lineal, del medio de ganancia y la dispersión anómala, sin tomar en cuenta el efecto Raman ni la birrefringencia lineal. Diferentes mecanismos de formación de los pulsos de ruido fueron propuestos en la literatura y no parece emerger un modelo unificado.

A manera de conclusión podemos decir que la generación de pulsos de ruido pertenece a una clase universal de la dinámica de los pulsos ultracortos, que pueden manifestarse a través de diferentes fenómenos físicos y arquitecturas láser, siendo la de figura ocho una de ellas. También podemos decir que los pulsos de ruido son pulsos largos (del orden de nanosegundos), y su estructura interna está constituida de miles de pulsos ultracortos los cuales tienen amplitudes y duraciones aleatorias. Por lo tanto mientras no se resuelva la dinámica interna de los pulsos de ruido en tiempo real, entender esta dinámica con solo predicciones numéricas y mediciones generales promedio (autocorrelaciones, espectro óptico, etc.), se vuelve una tarea difícil.

2.9 Referencias

[1] B. Saleh, M. Teich, "Fundamentals of photonics", 2° ed. (Wiley Series in Pure and Aplied Optics, 2007), Capítulo 6, 9.

[2] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 3° ed. (Academic Press, 2001), Capítulo 2, 6.

[3] E. Hecht, "Optics", 3° ed. (Addison Wesley, 2000), Capítulo 8.

[4] G. P. Agrawal, "*Applications of Nonlinear Fiber Optics*", (Academic Press, 2001), Capítulo 3.

[5] D. Malacara, "Óptica Básica", 2° ed. (Fondo de cultura Económica, 2004), Capítulo 9.

[6] N. J. Doran, D. Wood, "Nonlinear Optical Loop Mirror", *Optics Letters*, Vol. 13, pp. 56-58, 1988.

[7] J. M. Dziedzic, R. H. Stolen, A. Ashkin, "Optical Kerr effect in long fibers", *Applied Optics*, Vol. 20, pp. 1403-1405, 1981.

[8] A. M. Weiner, "Ultrafast Optics", 1° ed. (Wiley Series in Pure and Aplied Optics, 2009), Capítulo 2.

[9] C. Rulliere, "Femtosecond Laser Pulse", 2° ed. (Springer, 2005), Capítulo 3.

[10] J. C. Hernández-García, "Estudio teórico experimental de un láser de figura ocho y su aplicación en la generación de supercontinuo en fibras ópticas; estudio de la generación de supercontinuo en fibras microestructuradas a partir de pulsos de nanosegundos", Tesis de doctorado, CIO (2012).

[11] K. Özgören, B. Öktem, S. Yilmaz, F. Ilday, K. Eken, "83 W, 3.1 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining", *Optics Express*, Vol. 19, 2011.

[12] R. Thompson, C. Leburn, D. Reid, "Ultrafast Nonlinear Optics", 1°ed. (Springer, 2013), Capítulos 1, 10, 11 y 12.

[13] N. Duling, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror", *Optics Letters*, Vol. 16, pp. 539-541, 1991.

[14] A. Luo, Z. Luo, H. Liu, X. Zheng, Q. Ning, N. Zhao, W. Cheng, W. Xu, "Noise-like pulse trapping in a figure-eight fiber laser", *Optics Express*, Vol. 23, 2015.

[15] M. Horowitz, Y. Barad, Y. Silberberg, "Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser", *Optics Letters*, Vol. 22, pp.799-801, 1997.

[16] M. Horowitz, Y. Silberberg, "Control of noiselike pulse generation in erbium-doped fiber lasers", *IEEE Photonics Tecnology Letters*. Vol. 10, 1998.

[17] C. Lecaplain, P. Grelu, "Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation", *Physical Review*, Vol. 90, 2014.

[18] L. Zhao, A. Tang, J. Wu, X. Fu, S. Wen, "Noise-like pulse in a gain-guided soliton fiber laser", *Optics Exppres*, Vol. 15, 2007.

Capítulo 3

Técnicas para la caracterización de perfiles y estadística de amplitudes de pulsos ópticos a partir de un NOLM

3.1 Introducción

Estás técnicas surgen de la necesidad de tener un mejor conocimiento del perfil temporal y estructura interna de las amplitudes de los pulsos ópticos cortos y ultracortos, ya que en la actualidad tienen diversas aplicaciones como el micro maquinado [1, 2] y la medicina [2]. Como ya se mencionó anteriormente todavía es muy complicado o imposible medir un pulso bastante corto de manera directa mediante dispositivos optoelectrónicos, ya que el ancho de banda requerido está por encima de los fotodetectores rápidos, aunque existen algunas técnicas completamente ópticas que pueden medir parcial o completamente las características de los pulsos ópticos cortos y ultracortos. Algunas de estas técnicas son la Autocorrelación [2-4] que se lleva a cabo mediante un proceso no lineal de generación de segundo armónico mediante un cristal, con esta técnica se puede estimar la duración del pulso hasta unos cuantos femtosegundos y proporciona poca información adicional. Otra técnica que caracteriza completamente los pulsos es la denominada FROG [2-4] (Frequency Resolved Optical Gating) por sus siglas en inglés, esta técnica combina la autocorrelación con un análisis espectral además de que se necesita llevar a cabo un procesamiento de datos complejo para

poder reconstruir el perfil del pulso. Estas técnicas se llevan a cabo en el espacio libre ya que utilizan cristales y por tal motivo los procesos no lineales que se llevan a cabo son de segundo orden, lo que implica que necesitan que se cumpla la condición de phase-matching y para ello es necesario alinear los haces y orientar el cristal. De ahí el interés de desarrollar técnicas basadas en un esquema como el interferómetro de Sagnac de fibra, el cual no requiere alineaciones y explota el efecto Kerr óptico, el cual no requiere phase-matching.

En este capítulo se dan a conocer los principios de dos técnicas que son muy similares, así como resultados numéricos de cada una. La primera de ellas es una técnica de reconstrucción de perfiles de pulsos ópticos [5, 6] y la segunda es la técnica de estadística de amplitudes de paquetes de pulsos ópticos. Las dos técnicas se basan en el efecto Kerr óptico en un interferómetro de Sagnac no lineal o también conocido como NOLM [7, 8]. Ambas técnicas suponen conocer la transmisión característica del NOLM y a partir de ella poder medir las energías de pulsos ópticos que se transmiten a través de él, asumiendo que estas energías se pueden descomponer en rebanadas rectangulares de amplitudes diferentes y anchos temporales iguales. Y mediante un sistema de ecuaciones no lineales y el método de mínimos cuadrados se pueden calcular numéricamente las amplitudes y el ancho temporal de cada una de las rebanadas, de esta manera se pueden reconstruir los perfiles y también dar una interpretación estadística de las amplitudes de la estructura interna de los pulsos.

3.2 Reconstrucción de perfiles de pulsos ópticos utilizando un NOLM

3.2.1 Principio de la técnica

Lo que se propone en esta técnica es utilizar el efecto Kerr óptico en un NOLM de fibra ya que es un dispositivo versátil, robusto, estable y de bajo costo. La característica de transmisión en potencia del NOLM es una función sinusoidal de la potencia de entrada [8]. Para este trabajo se propone un NOLM que trabaje con una polarización de entrada circular,

como se vio en el capítulo anterior se puede ajustar la fase de transmisión variando el ángulo de la placa cuarto de onda, pero esto modifica el rango dinámico (es decir, el mínimo de transmisión generalmente no es cero). Sin embargo se puede obtener un rango dinámico infinito (mínimo de transmisión cero) para cualquier ajuste de la fase de transmisión, si se selecciona a la salida la componente de polarización ortogonal a la entrada (utilizando una placa retardadora y un polarizador) [9]. De esta manera se obtiene una transmisión dada por la siguiente relación

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{4} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi P_{in}}{P_{\pi}} + \Delta\phi\right) \right],\tag{3.1}$$

donde P_{out} , P_{in} y P_{π} son la potencia de salida, entrada y potencia de switcheo del NOLM respectivamente y $\Delta \phi = 4\alpha$ es la fase de transmisión (que en la práctica depende de ajustes del ángulo α de la placa), de esta manera se puede ajustar la fase de transmisión sin modificar el rango dinámico. A partir de la ecuación (3.1) obtenemos las curvas de transmisión para diferentes valores de la fase de transmisión como se muestra en la Figura 3.1a. Observamos que cuando se tiene una fase de transmisión igual a cero ($\Delta \phi = 0$), la transmisión parte del mínimo en $P_{in} = 0$ y llega al máximo en la potencia de switcheo. Cuando la fase de transmisión es positiva ($\Delta \phi > 0$) la transmisión inicia por encima del mínimo y crece monótonamente, llegando al máximo con una potencia de entrada igual a $p_z =$ $P_{\pi}(\pi - \Delta \phi)/\pi$. Para el caso donde la fase de transmisión es negativa ($\Delta \phi < 0$) la transmisión inicia por encima del mínimo y decrece hasta que llega a un mínimo con una potencia de entrada igual a $p_z = -P_{\pi}\Delta \phi/\pi$, lo que provoca que la potencia de switcheo se localice a una potencia de entrada $p_z = P_{\pi}(\pi - \Delta \phi)/\pi$. Con esto confirmamos que dependiendo de la fase de transmisión encontramos diferentes características de transmisión donde la potencia de switcheo se puede desplazar horizontalmente [9].

Ahora si se propaga un pulso con un perfil de potencia específico p(t) a la entrada del NOLM, a la salida de este se tendrá un pulso con un perfil de potencia que es función del perfil de entrada $P_{out}(p(t))$. De la ecuación (3.1) sabemos que $P_{out}(P_{in}) = T(P_{in})P_{in}$ de esta manera podemos conocer la característica de potencia de salida del NOLM, en la Figura 3.1b se muestran las curvas de potencia de salida para diferentes valores de la fase de



Figura 3.1. (a) Transmisión y (b) potencia de salida del NOLM para diferentes fases de polarización normalizadas a la potencia de switcheo. $\Delta \phi = \pi/4$ para la línea roja punteada con círculos, $\Delta \phi = 0$ para la línea azul sólida y $\Delta \phi = -\pi/4$ para la línea negra punteada con cuadros.

transmisión. Una vez conocida la potencia de salida se puede encontrar la energía característica de salida del NOLM integrando la potencia respecto al tiempo

$$E_{out} = \int P_{out}(p(t))dt.$$
(3.2)

De esta manera es posible obtener una relación de la energía de salida respecto a la energía de entrada para diferentes perfiles de pulsos que se propaguen a través del NOLM [5, 6], estas curvas se muestran en la Figura 3.2 para las fases de la Figura 3.1. Las energías se normalizaron respecto a la potencia de switcheo y la duración temporal del pulso a la entrada y salida del NOLM, estos anchos temporales se definen de la siguiente manera:

$$\tau_{in} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p(t)}{p_{max}} dt, \qquad (3.3a)$$

$$\tau_{out} = \lim_{p_{max} \to 0} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_{out}(p(t))}{P_{out}(p_{max})} dt \right],$$
(3.3b)

donde p_{max} es la potencia pico del pulso. Con estas definiciones de la duración temporal asumimos que τ_{in} y τ_{out} son la duración de entrada y salida de un pulso cuadrado que tiene la misma energía y potencia que el pulso estudiado. Considerando el límite para la duración temporal de salida τ_{out} , implica que se debe considerar la transmisión del NOLM a baja potencia. Por lo tanto considerando la fase de $\Delta \phi$ diferente de cero ($T(0) \neq 0$), implica que $P_{out}(p) \approx T(0)p$ a potencias bajas y esto implica

$$\tau_{out} = \tau_{in}.\tag{3.4}$$

Si se considera la fase $\Delta \phi$ igual a cero (T(0) = 0), esto implica que $T(p) \propto p^2$ y por lo tanto $P_{out}(p) \propto p^3$ a baja potencia lo que da como resultado que

$$\tau_{out} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p^3(t)}{p_{max}^3} dt.$$
(3.5)



Figura 3.2. Energía de pulsos salida contra energía de pulsos de entrada para los siguientes perfiles de pulsos: Pedestal (P), Cuadrado (C), Gaussiano (G), Súper Gaussiano (S.G.), Secante Hiperbólico Cuadrado (S.H.) y Triangular (T). Para (a) $\Delta \phi = -\pi/4$, (b) $\Delta \phi = 0$ y (c) $\Delta \phi = \pi/4$.

De la Figura 3.2a donde la fase de transmisión es negativa se observa que cada perfil del pulso presenta una característica de energía de salida. Por lo que se considera que cada uno de los perfiles permanece un tiempo específico para cada valor particular de la potencia entre cero y la potencia pico del pulso. Para el caso del perfil del pulso cuadrado, se observa que permanece al mismo nivel de potencia durante la duración del pulso, y la característica de energía de salida reproduce la característica de potencia de salida del NOLM, decayendo a cero para la potencia pico p_z . Para los demás perfiles se presentan faldas para potencias inferiores a la potencia pico. Por lo consiguiente aun cuando se alcance la potencia pico p_z las faldas producen valores diferentes de cero para la potencia de salida, que impiden que la energía de salida llegue a cero para valores diferentes de cero de la energía de entrada. Por lo tanto cada característica de energía de salida es específica de cada una de las formas de los pulsos, y puede servir para recuperar el perfil del pulso a partir de la medición de su energía. Para el caso donde la fase de transmisión es cero Figura 3.2b, la característica de energía de salida no especifica una forma particular del pulso, ya que todas las curvas se superponen a baja potencia, por lo tanto dada una característica de potencia de salida las características de energías de salida son las mismas para todos los perfiles. Cuando la fase de transmisión es mayor que cero Figura 3.2c, las curvas características de energía de salida parecen ser distintas pero son similares y más cerradas entre sí, esto es debido a un rango dinámico pequeño de la transmisión ya que para esta fase la transmisión inicia por encima del mínimo (curva roja de la Figura 3.1a), lo que produce que la transmisión no decaiga a cero si no que incremente lentamente con la potencia de entrada, de esta manera la energía característica de salida no especifica una forma particular del pulso. En resumen, la característica más apropiada para estimar el perfil de un pulso a partir de su característica de energía a través de un NOLM, es la que corresponde a un valor negativo de la fase de transmisión en la ecuación (3.1), representada por la curva negra con cuadros de la Figura 3.1a.

3.2.2 Reconstrucción del perfil a partir de rebanadas verticales

Para llevar a cabo la técnica se debe conocer la característica de transmisión o de la potencia de salida del NOLM. El perfil a estudiar se debe descomponer en N rebanadas rectangulares, con un ancho temporal δt que debe ser mucho menor que el ancho temporal del pulso, cada

rebanada debe tener una potencia p igual a la potencia instantánea del pulso en el centro de su intervalo correspondiente [5, 6]. A la salida del NOLM cada una de las rebanadas de duración δt y potencia p producen un rectángulo con la misma duración, y potencia de salida $P_{out}(p)$ como se muestra en la Figura 3.3. Por lo tanto la energía del pulso de salida es la contribución de la energía de cada una de las rebanadas que se producen a través del NOLM, esta energía se define de la siguiente manera

$$\sum_{j=1}^{N} P_{out}(a_i p_j) \delta t = E_{out}(a_i), \qquad (3.6)$$

donde i = 1, 2, ..., M y a_i es un coeficiente de atenuación o amplificación de la potencia del pulso de entrada. Como se puede observar la ecuación (3.6) representa un sistema de ecuaciones no lineales donde sus incógnitas son la potencia instantánea de cada rebanada (p_j) y el ancho temporal de las rebanadas (δt) . Una condición necesaria para resolver el sistema es que el número de ecuaciones M debe ser a lo menos igual a N + 1, esto significa que para encontrar el perfil del pulso con N puntos se necesita medir la energía de salida por lo menos M = N + 1 valores diferentes de a_i , pero se pueden considerar más valores de a_i para evitar múltiples soluciones.



Figura 3.3. Descripción del funcionamiento de la técnica a partir de las rebanadas verticales [5, 6].

El sistema de ecuaciones no lineales descrito por la ecuación (3.6) se puede resolver numéricamente para p_j y δt . Pero considerando que el ancho de cada rebanada es el mismo, podemos tomar una de las *M* ecuaciones y despejar δt , de esta manera se puede reescribir la ecuación (3.6) de la siguiente forma

$$\frac{\sum_{j=1}^{N} P_{out}(a_i p_j)}{\sum_{j=1}^{N} P_{out}(a_M p_j)} = \frac{E_{out}(a_i)}{E_{out}(a_M)},$$
(3.7)

de esta manera se pueden resolver numéricamente las M - 1 ecuaciones restantes para las N variables p_j . La ventaja de resolver la ecuación (3.7) es que tiene una incógnita menos, y no es necesario conocer un estimado inicial del ancho temporal del pulso para conocer el ancho de cada una de las rebanadas. Una vez calculadas las potencias instantáneas de cada una de las rebanadas, se puede calcular el ancho de las rebanadas directamente a partir de la ecuación (3.6) para una de las M ecuaciones que se tienen.

Para llevar a cabo la reconstrucción se debe tomar la siguiente consideración, ya que aunque se obtengan los valores de las potencias instantáneas de cada rebanada, las cuales reproducen una energía de salida característica, el orden de las rebanadas no se puede determinar, de modo que el perfil queda indeterminado. Por lo tanto se requiere una hipótesis adicional. Por ejemplo; se puede considerar que el perfil decrezca monótonamente a partir de la potencia pico, de esta manera se descartan posibles huecos u orificios en la forma del pulso, esto se puede considerar para obtener un perfil de un solo lado o para un perfil simétrico [5, 6].

3.2.3 Reconstrucción numérica de perfiles de pulsos ópticos

La técnica se comprobó numéricamente para los perfiles de pulsos que se muestran en la Figura 3.4. La transmisión que se utilizó fue la que se muestra en la Figura 3.1a, donde observamos que para $\Delta \phi = -\pi/4$ obtenemos el mínimo de la transmisión a una potencia de entrada $p_z = 0.25P_{\pi}$. La energía característica que se simula para cada uno de los perfiles se obtiene a partir de la integración numérica de $P_{out}(a_i p(t))$. El rango de las potencias pico lo delimitamos a partir de los coeficientes $a_i = 0 a 0.4P_{\pi}$, utilizando la transmisión por debajo de la potencia de switcheo. Para cada uno de los perfiles se resolvió numéricamente



Figura 3.4. Resultados numéricos de la técnica de reconstrucción de perfiles para los siguientes pulsos: (a) Gaussiano, (b) Súper Gaussiano, (c) Secante Hiperbólico, (d) Triangular, (e) Pedestal y (f) Cuadrado. La línea sólida representa el perfil ideal mientras que los círculos rojos representan los perfiles reconstruidos.

la ecuación (3.7) utilizando el método de mínimos cuadrados, asumiendo como condiciones iniciales de p_j *N* valores iniciales aleatorios entre un rango de 0 a 1, esta consideración no influye críticamente en los resultados ya que se pueden asumir otras condiciones iniciales de p_j , por ejemplo; se pueden considerar un perfil Gaussiano o un valor fijo para cada una de los *N* valores iniciales. Para la reconstrucción del perfil Gaussiano, Súper Gaussiano, Secante Hiperbólico, Triangular y Pedestal se consideraron N = 30 puntos a partir del pico del perfil con M = 35 ecuaciones. Para el pulso Cuadrado se utilizaron N = 20 puntos para la mitad del perfil con M = 25 ecuaciones. Estas consideraciones se realizan ya que los perfiles son simétricos. Las reconstrucciones que se obtuvieron para cada uno de los perfiles Gaussiano, Súper Gaussiano, Secante Hiperbólico y Triangular, mientras que para los perfiles Pedestal y Cuadrado la técnica tiene problemas para reproducir las variaciones abruptas, ya que no define con muchos puntos las regiones del pico para el caso del Pedestal y tampoco define con claridad las zonas de los bordes como se observa en estos dos perfiles.

3.3 Evaluación de la estadística de las amplitudes de paquetes de pulsos ópticos mediante un NOLM

3.3.1 Técnica de paquete de pulsos rectangulares

Esta técnica es una extensión de la técnica de reconstrucción de perfiles de pulsos ópticos, ya que se basa en la medición de la energía que se transmite a través de un NOLM con una característica de transmisión conocida. Para nuestro caso a estudiar, el pulso (pulso de ruido) se puede concebir como un paquete de pulsos con diferentes amplitudes, donde cada *"rebanada"* representa un pulso o una subcategoría de pulsos con valores de amplitud muy cercanas dentro del paquete. Como solamente nos interesa estudiar la estadística de las amplitudes de los pulsos, el orden temporal de las rebanadas no es importante para nuestro análisis. Por lo tanto determinar la estadística de las amplitudes de pulsos ópticos

es equivalente a reconstruir el perfil de pulsos ópticos, de esta manera se puede utilizar la misma técnica con un enfoque similar, teniendo la ventaja de que no es relevante conocer el orden de las rebanadas.

Para llevar a cabo esta técnica suponemos que el perfil de los pulsos ópticos está constituido por paquetes de pulsos, los cuales se pueden observar como un conjunto de *n* rectángulos que tienen el mismo ancho temporal y diferentes amplitudes, y la energía característica que se transmite a través del NOLM, depende de la estadística de amplitudes de los paquetes de pulsos como se observa en la Figura 3.5, donde se observa la estadística para un pulso Gaussiano y una distribución uniforme respectivamente [10]. Al considerar una fase de transmisión negativa a la salida del NOLM, se obtienen diferentes características de energía como se observó en la sección anterior. Por lo tanto se define la transmisión en energía de la siguiente forma

$$T_{E} = \frac{E_{out}}{E_{in}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_{out}(P_{in})dt}{\int_{-\infty}^{\infty} P_{in} dt} = \frac{\sum_{j=1}^{n} T(p_{j})p_{j}}{\sum_{j=1}^{n} p_{j}},$$
(3.8)

donde p_j es la amplitud del j-ésimo rectángulo a la entrada del NOLM y n es el número total de rectángulos.



Figura 3.5. Descripción del funcionamiento de la técnica para paquetes de pulsos. (a) Pulso Gaussiano y (b) Distribución Uniforme [10].



Figura 3.6. Transmisión en energía para paquetes de 1000 rebanadas rectangulares en función de la potencia pico promedio para las siguientes distribuciones de probabilidad: Normal o Gaussiana línea sólida azul, Chi-Cuadrado línea roja sólida, Uniforme línea punteada negra y t de Student línea punteada verde.

Considerando que los paquetes de pulsos pueden ser descritos por una distribución de probabilidad conocida, a partir de la definición de transmisión en energía con una fase de transmisión negativa, podemos conocer la transmisión característica en energía de las diferentes distribuciones de probabilidad. En la Figura 3.6 se muestran las características de transmisión en energía para las distribuciones de probabilidad: Normal o Gaussiana, Chi-Cuadrado (χ^2), t de Student (T) y Distribución Uniforme. La distribución normal se obtuvo para una media de 1 y desviación estándar 0.2, la distribución Chi-Cuadrado se obtuvo con 4 grados de libertad con media 1 y desviación estándar $\sqrt{2}$, la distribución uniforme se obtuvo para un intervalo de [0, 2], finalmente la distribución t de Student se obtuvo con 5 grados de

libertad con media 1 y desviación estándar 5/3. Para reproducir las características de transmisión en energía se consideró una fase $\Delta \phi = -0.2\pi$ y los coeficientes a_i en un rango de 0 a 0.3. Para calcular la característica en energía se hace variar la amplitud del paquete de manera que el promedio no se quede en uno, varía entre 0 y 0.3, mientras que la desviación estándar de cada distribución también varía proporcionalmente.

La técnica asume que se dispone de mediciones de la energía de los paquetes transmitidos a través del NOLM para diferentes valores de la energía de entrada del paquete de pulsos, considerando que las diferentes mediciones de pulsos pueden ser consecutivas, si el paquete se puede reproducir periódicamente conservando la misma estadística cada periodo (suele ser el caso para pulsos de ruido emitidos por láseres de fibra de amarre de modos).

De esta manera al igual que para la técnica de reconstrucción de perfiles de pulsos, utilizamos un coeficiente a_i el cual puede ser de atenuación o amplificación para llevar a cabo las mediciones de energía de salida E_i del paquete de pulsos, donde *i* va desde 1 hasta *M* que es el número total de mediciones. Para modelar el paquete de pulsos se considera un número *N* de rebanadas, donde cada una de ellas agrupa un sub-paquete de pulsos con amplitudes iguales o muy cercanas las cuales tienen el mismo número n/N de pulsos. Por lo tanto la amplitud p_j de cada rebanada es una aproximación de las amplitudes de los pulsos para dicha rebanada. De esta manera sabemos que

$$\sum_{j=1}^{N} T(a_i p_j) a_i p_j = \frac{E_i}{\Delta \tau},$$
(3.9)

para i = 1, ..., M y $\Delta \tau = \tau_p/N$ es la duración de cada rebanada donde τ_p es la duración total del paquete, dicha duración suponemos conocerla (en el caso de los pulsos de ruido, los paquetes son muy anchos aproximadamente del orden de nanosegundos, de forma que su duración es fácilmente medible). Por lo tanto obtenemos un sistema de M ecuaciones no lineales con N variables p_j . Para resolver el sistema consideramos que el número de ecuaciones o mediciones M debe ser mayor o igual que el número de rebanadas N, entonces se resuelve el sistema para las amplitudes p_j mediante el método de mínimos cuadrados, donde la expresión a minimizar es la siguiente

$$\sum_{i=1}^{M} \left[\sum_{j=1}^{N} T(a_i p_j) a_i p_j - \frac{E_i}{\Delta \tau} \right]^2.$$
 (3.10)

Algo importante que se debe considerar es que si la duración del paquete τ_p se desconoce, entonces se considera que el número de mediciones *M* debe ser mayor o igual que el número de rebanadas N + 1, esta consideración es la que se realizó para la reconstrucción del perfil de pulsos ópticos.

Ahora bien para trabajar las soluciones numéricas con tiempos computacionales razonables se considera que el número de rebanadas N no debe ser mayor a unas cuantas decenas, pero esto provoca problemas al momento de hacer la evaluación numérica ya que los resultados obtenidos son en cantidades insuficientes para evaluar con precisión las distribuciones de probabilidad. Una forma de resolver este problema y trabajar con tiempos razonables, es incrementando el número de mediciones M, esto se puede lograr automatizando la medición y multiplicando el número de mediciones de energía E_i un número entero K de veces, por lo tanto el número total de datos es KM el cual se encuentra organizado dentro de un conjunto K de M valores. De esta manera es posible resolver el sistema de ecuaciones que se describe mediante la ecuación (3.9) un número K de veces, produciendo así K conjuntos de soluciones p_i . También se pueden conformar conjuntos adicionales de M valores de energía, combinando valores de conjuntos distintos. Para cada conjunto, se resuelve numéricamente la ecuación (3.10), generando cada vez N valores de las amplitudes p_i . El número de datos se puede también multiplicar repitiendo el procedimiento con los mismos valores de energía pero variando los estimados iniciales de los p_i . De esta manera, se puede obtener en la práctica varias decenas de conjuntos de N amplitudes p_i . El incremento del número de valores de amplitud (que llega a ser de cientos o hasta miles) mejora sustancialmente la precisión en la evaluación de la estadística. Otra solución, en caso de que la característica de transmisión en energía varíe suavemente con la energía de entrada, consiste en hacer un ajuste de los puntos experimentales con una curva analítica (polinomio). De esta forma se puede generar un número K arbitrario de conjuntos de M valores de E_i , cada uno (después de resolver la ecuación) generando un conjunto de soluciones p_i . Esta solución es la que se adoptó para el trabajo descrito en los siguientes capítulos.

3.3.2 Resolución numérica de las amplitudes de distribuciones de probabilidad

La técnica se probó numéricamente para las distribuciones de probabilidad mostradas en la Figura 3.6. Las energías de salida se calcularon a partir de la ecuación (3.8) para una fase $\Delta \phi = -0.2\pi$ y una potencia de switcheo $P_{\pi} = 1$ (en una aplicación real de la técnica estas energías se miden experimentalmente). En cada caso el paquete de pulsos consiste de un conjunto de mil rectángulos, cuyas amplitudes son generadas aleatoriamente según cada distribución de probabilidad. El coeficiente a_i se incrementa hasta que tenemos valores por delante del mínimo que se obtuvo en las curvas de transmisión en energía que se muestran en la Figura 3.6, en nuestro caso solo estamos trabajando con una fracción de la potencia de switcheo por lo tanto esto es posible de alcanzar, pero se debe evitar rebasar la potencia de switcheo, ya que causa una indeterminación para las amplitudes p_i . Para cada una de las distribuciones se obtuvieron varios conjuntos (M = 40 - 45) de valores de energía, debido a que se generaron varias veces las amplitudes aleatorias de los mil rectángulos que forman el paquete de pulsos y también por la variación de los coeficientes a_i . Una vez calculados los diferentes conjuntos de las energías E_i y asumiendo que la distribución del paquete es desconocida, se modela el paquete como una serie de N = 40 rebanadas rectangulares de amplitudes p_i desconocidas, de forma que cada una de las rebanadas representa a un subconjunto de n/N = 25 rectángulos del paquete con amplitudes similares.

Después se utilizó el método de mínimos cuadrados mediante la ecuación (3.10) para cada uno de los conjuntos de los valores de las energías E_i , esta minimización se llevó a cabo varias veces para diferentes condiciones iniciales de las amplitudes p_j , donde las condiciones iniciales de los p_j que se tomaron fueron valores constantes y valores aleatorios respecto a la media de cada distribución. De esta manera se generan varias decenas de conjuntos de amplitudes p_j las cuales asociamos con su valor residual, si este valor residual es incongruente entonces quiere decir que el cálculo numérico no está convergiendo y por lo tanto estos datos son descartados. Después de hacer una selección de los datos estos se utilizan para estimar la estadística de las amplitudes de los paquetes de pulsos.



Figura 3.7. Histogramas de las cuatro distribuciones de probabilidad: (a) Normal o Gaussiana, (b) Uniforme, (c) t de Student con 5 grados de libertad y (d) Chi-Cuadrado con 4 grados de libertad. Las líneas rojas punteadas representan las distribuciones ideales y los histogramas muestran los resultados de la técnica.

En la Figura 3.7 se muestran las soluciones de las cuatro distribuciones de probabilidad: Normal o Gaussiana, t de Student con 5 grados de libertad, Uniforme y Chi-Cuadrado con 4 grados de libertad. Podemos observar que para cada una de las distribuciones tenemos una buena reconstrucción de la distribución estadística de las amplitudes de los paquetes de pulsos.

3.4 Conclusiones

Las dos técnicas nos corroboran que a partir de conocer la característica de transmisión de un NOLM cuya respuesta se debe al efecto Kerr óptico, y de conocer la característica de transmisión en energía a la salida del NOLM, se puede estimar el perfil de pulsos cortos o la distribución de probabilidad de las amplitudes en un paquete de pulsos. Se obtiene un conjunto de ecuaciones no lineales, las cuales podemos resolver numéricamente para las amplitudes de las rebanadas así como para el ancho temporal de cada una de ellas, mediante el método de mínimos cuadrados. Dando como resultado la reconstrucción del perfil de un pulso o la estadística de amplitudes de un paquete de pulsos, las cuales nos sirven para conocer más a detalle las características de los pulsos para sus diversas aplicaciones, así como para entender la estructura interna de algunos pulsos complejos como son los pulsos de ruido (noise-like pulses).

3.5 Referencias

[1] K. Özgören, B. Öktem, S. Yilmaz, F. Ilday, K. Eken, "83 W, 3.1 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining", *Optics Express*, Vol. 19, 2011.

[2] R. Thompson, C. Leburn, D. Reid, "Ultrafast Nonlinear Optics", 1°ed. (Springer, 2013), Capítulos 1, 10, 11 y 12.

[3] B. Saleh, M. Teich, *"Fundamentals of photonics"*, 2° ed. (Wiley Series in Pure and Aplied Optics, 2007), Capítulo 22.

[4] A. M. Weiner, "Ultrafast Optics", 1° ed. (Wiley Series in Pure and Aplied Optics, 2009), Capítulo 3.

[5] O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra Escamilla, "Retrieving Optical Pulse Profiles Using a Nonlinear Optical Loop Mirror", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 19, pp. 1337-1349, 2007.

[6] O. Pottiez, B. Ibarra Escamilla, E. A. Kuzin, "Short optical pulse profile characterization usin a Nonlinear Optical Loop Mirror", *Laser Physics*, Vol 18, pp. 165-174, 2008.

[7] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 3° ed. (Academic Press, 2001), Capítulo 6.

[8] N. J. Doran, D. Wood, "Nonlinear Optical Loop Mirror", *Optics Letters*, Vol. 13, pp. 56-58, 1988.

[9] O. Pottiez, B. Ibarra Escamilla, E. A. Kuzin, "Optical pulse shaping at moderate power using a twisted-fibre NOLM with single output polarisation selection", *Optics Communications*, Vol. 281, pp. 1037-1046, 2008.

[10] O. Pottiez, R. Paez Aguirre, H. Santiago Hernandez, M. Duran Sanchez, B. Ibarra Escamilla, E. A. Kuzin, A. Gonzalez-Garcia, "Caracterizing the Statistics of a Bunch of Optical Pulses Using a Nonlinear Optical Loop Mirror", *Mathemtical Problems in Engineering*, Vol. 2015.

Capítulo 4

Desarrollo y caracterización del arreglo experimental

4.1 Introducción

En el capítulo anterior se dieron a conocer dos técnicas, una para la caracterización de perfiles de pulsos ópticos y otra para la caracterización estadística de amplitudes de paquetes de pulsos ópticos. Esta segunda técnica solamente se ha desarrollado numéricamente, pero no se ha llevado a cabo en la práctica. Para demostrarla experimentalmente se implementó un arreglo basado en un NOLM de fibra simétrico en potencia pero asimétrico en polarización, ya que sabemos que es un dispositivo que funciona a partir del efecto Kerr óptico.

En este capítulo se presenta el arreglo experimental que se utilizó para probar la técnica, donde se describen los dispositivos empleados para llevar a cabo este arreglo. También se describe la arquitectura del NOLM empleada. Se dan a conocer los resultados obtenidos para la caracterización de algunos elementos del arreglo. Para la fuente emisora de la señal láser se realizó un análisis de potencia y un análisis espectral. En las etapas de amplificación se realizaron análisis de potencia. Para el NOLM se realizó un análisis de transmisión. Finalmente se muestra el arreglo del láser de figura ocho que se empleó y la caracterización del mismo.

4.2 Arreglo experimental



Figura 4.1. Arreglo experimental para la caracterización del NOLM donde las siglas representan los siguientes elementos. Diodo láser Fabry-Perot (DFP), aislador (ISO), controlador de polarización (CP), multiplexador por división de longitud de onda (WDM), fibra dopada con erbio (EDF), circulador óptico (OC), rejilla de Bragg de fibra (FBG), polarizador (P), placa retardadora cuarto de onda (QWR), torcimiento de la fibra (torsión), monitoreo a la entrada del NOLM al 0.1% (S1), monitoreo a la salida del NOLM al 10% (S2), detección (D) y láser de figura ocho (F8L).

El arreglo experimental que se implementó para caracterizar el NOLM se muestra en la Figura 4.1. Como fuente emisora se utilizó un diodo láser Fabry-Perot (DFP). Mediante un generador de pulsos se obtuvieron pulsos cuadrados con una tasa de repetición de 10 kHz y ancho temporal variable en la escala de ns, estos funcionaron como señal láser. El aislador óptico se utilizó para que el esquema operara de forma unidireccional lo que minimiza las reflexiones debidas a la fibra y así evitar dañar el DFP. El controlador de polarización consiste de dos placas retardadoras la primera es de cuarto de onda (QWR) y la segunda es de media onda (HWR), este controlador permite incrementar la transmisión de la señal láser a través del polarizador. Una primera etapa de amplificación se colocó para incrementar la

potencia láser después de haber pasado por el aislador óptico y el controlador de polarización. Mediante un acoplador 99/1 se monitoreó la señal láser al 1%. A través de un circulador óptico de fibra y una rejilla de Bragg de fibra (FBG) (la cual trabajó bajo reflexión y está diseñada a una longitud de onda central de 1544.5 nm con un ancho de banda de 0.5 nm), se seleccionó la longitud de onda de 1544.7 nm entre las múltiples líneas del espectro de emisión del DFP. Este filtro también fue esencial para eliminar la mayor parte de la emisión espontanea amplificada (ASE) generada por la primera etapa de amplificación. Una segunda etapa de amplificación se montó para incrementar la potencia de la señal láser a la longitud de onda antes mencionada. Cada etapa de amplificación se bombeó mediante un diodo láser (DL) a 980 nm, estos bombeos se inyectaron mediante un multiplexador por división de longitud de onda (WDM) los cuales se colocaron de manera copropagante. Después de las etapas de amplificación se colocó otro WDM para extraer el bombeo residual y solamente trabajar con la señal láser amplificada a la longitud de onda deseada. Un segundo aislador óptico se colocó para eliminar la señal reflejada por el NOLM y evitar que se amplifique en la EDF2. Para tener un estado de polarización específico en el arreglo se colocó un polarizador lineal de fibra. A la salida del polarizador se colocó un acoplador 99/1 y a la salida del 1% se empalmo un acoplador 90/10 para monitorear la señal a la salida del 10%, esto implica que el porcentaje de la señal que se monitorea es el 0.1% de la señal láser, esta salida la denominaremos salida 1 y sirve para medir la potencia (energía) a la entrada del NOLM. La QWR que se localiza antes de la entrada del lazo sirve para asegurarse que el estado de polarización a la entrada del NOLM sea circular. Para formar el NOLM se coloca un acoplador 50/50 para asegurarse que es simétrico en potencia. Para el trabajo se caracterizaron dos NOLM los cuales se formaron por dos lazos de diferentes diámetros y longitudes de fibra. El primer lazo de ~ 0.25 m de diámetro consiste de 55 m de fibra Corning SMF-28, el segundo lazo de ~ 0.55 m de diámetro consiste de 10 m de fibra Corning SMF-28, ambos se torcieron con una razón de 6 vueltas/m. La QWR que se coloca a la entrada de uno de los brazos del lazo sirve para romper la simetría en polarización y para ajustar la característica de transmisión del NOLM. A la salida del NOLM se colocó una QWR y un polarizador lineal (esto se explicara en la siguiente sección). A la salida del polarizador se colocó un acoplador 90/10 y la salida del 10% se utilizó para monitorear la señal láser, esta salida la denominaremos salida 2 y sirve para medir la potencia (energía) a la salida del NOLM. Al final el acoplador 50/50 se colocó para poder monitorear al mismo tiempo las señales a la entrada y a la salida del NOLM, y así poder medir simultáneamente las potencias de entrada y salida mediante un fotodetector de 2 GHz y un osciloscopio de 200 MHz. A notar que los dos pulsos (entrada y salida) no se superponen en el osciloscopio, por lo tanto su duración debe ser inferior al retraso entre ellos debido a la longitud del lazo.

4.3 Diseño de la arquitectura del NOLM

Para este trabajo se propuso utilizar el NOLM que se muestra en la Figura 4.2. Este esquema opera con un estado de polarización circular a la entrada, es simétrico en potencia, asimétrico en polarización y se selecciona a la salida el estado de polarización ortogonal al de entrada [1, 2]. Para obtener el estado de polarización deseado a la entrada, es necesario colocar un polarizador y una QWR antes de entrar al anillo para cambiar el estado de polarización de lineal a circular como se muestra en la Figura 4.1.



Figura. 4.2. Esquema de la arquitectura del NOLM [2].

Al colocar un acoplador 50/50 nos aseguramos de tener simetría en potencia, ya que los haces que se contrapropagan dentro del anillo son idénticos en potencia. La asimetría en polarización se logra al colocar una QWR a uno de los extremos del lazo, de esta manera se asegura que el haz que se propaga en sentido horario no cambie su estado de polarización respecto a la entrada, pero el haz que se propaga en sentido anti horario cambia su estado de polarización debido a la QWR, de esta manera al recombinarse los dos haces en el acoplador se logra tener una diferencia en la rotación de la polarización no lineal (NPR) generada por la asimetría en polarización. Esto permite tener una gran flexibilidad en la característica de transmisión del NOLM al modificar el ángulo de la QWR que se encuentra dentro del anillo. Para mantener los estados de polarización de cada uno de los haces que se contrapropagan en el anillo, es necesario eliminar la birrefringencia residual de la fibra, para ello se tuerce la fibra logrando obtener actividad óptica (birrefringencia circular), esto implica que se mantiene el estado de polarización de la luz excepto por una rotación de la misma durante la propagación en la fibra del anillo, de esta manera la diferencia de NPR se mantiene a lo largo del lazo. En consecuencia al aplicar un torcimiento, la fibra se comporte como una fibra isotrópica. Una característica interesante es que se selecciona a la salida del NOLM el estado de polarización ortogonal al de la entrada. Con esta selección de polarización a la salida, el



Figura 4.3. Caracterización de la potencia de salida del DFP.

rango dinámico de la característica de transmisión del NOLM siempre es infinito (transmisión mínima cero), de esta manera al ajustar el ángulo de la QWR (cambio de fase) que se encuentra dentro del anillo podemos desplazar horizontalmente la transmisión característica y ajustar la fase de transmisión sin modificar el rango dinámico, el cual idealmente se debe mantener infinito para la aplicación de la técnica propuesta. Esta selección del estado de polarización se logra sí a la salida del NOLM se coloca una QWR y en seguida un polarizador lineal orientado a 45° respecto a los ejes de la QWR.

4.4 Diodo láser Fabry-Perot

4.4.1 Caracterización de la potencia de salida

Mediante un controlador de la marca THORLABS modelo LDS900 generamos la corriente de bombeo del DFP. Con este dispositivo y un medidor de potencia de la marca THORLABS modelo PM20A, caracterizamos en onda continua la potencia de salida del DFP respecto a la corriente de bombeo, los resultados obtenidos se muestran en la Figura 4.3. Como se observa la corriente de umbral es de ~12 mA, mientras que la corriente de operación es de 30 mA para una potencia de salida de 1.2 mW. Al generar los pulsos cuadrados mediante un generador de la marca STANDFORD RESEARCH SYSTEM modelo DG535, observamos que los pulsos se deforman y dejan de ser cuadrados si se trabaja con una corriente de bombeo por encima del umbral, por lo tanto se decidió trabajar con una corriente de bombeo ≤ 10 mA para que los pulsos mantengan su forma.

4.4.2 Caracterización espectral

Para caracterizar el espectro se utilizó un analizador espectral óptico (OSA) de la marca ANRITSU modelo MS9740A. Con este dispositivo se midió el espectro óptico el cual se muestra en la Figura 4.4a. Se observa que el espectro óptico tiene múltiples picos de emisión en un rango espectral entre 1540 – 1554 nm. Como el DFP no tiene un controlador de
temperatura, también se analizó el espectro óptico para diferentes temperaturas como se muestra en la Figura 4.3b.



Figura 4.4. Caracterización del DFP para: a) espectro y b) espectro a diferentes temperaturas.

Se observa que hay pequeños corrimientos en las longitudes de onda para cada uno de los picos del espectro óptico, además de variaciones en la potencia espectral debido a las diferentes temperaturas de operación, donde apreciamos que las mejores temperaturas de operación para el DFP son entre 25.3 - 26 °C, ya que en este rango tenemos el pico mayor que aparece muy cercano a 1544.7 nm. Esta longitud de onda nos interesa estudiar ya que se cuenta con una FBG a la longitud de onda central de 1544.5 nm con un ancho de banda de 0.5 nm.

4.5 Etapas de amplificación

4.5.1 Etapa 1 de amplificación

Para esta etapa de amplificación se utilizó una fibra dopada con Erbio (EDF) con una longitud de 5 m donde la concentración de Erbio es de 1000 ppm. Para activar los iones de Erbio se utilizó un DL1 como fuente de bombeo a una longitud de onda de 980 nm. Para controlar la corriente de bombeo del DL1 se utilizó un controlador de la marca THORLABS modelo ITC4005. La caracterización se llevó a cabo variando la corriente de bombeo del DL1 en un rango de 0.1 - 0.9 A, para cada una de las corrientes de bombeo permitidas para el DFP. Como se puede apreciar en la Figura 4.5a la potencia pico máxima alcanzada para la etapa de amplificación es de ~ 4.7 W, para una corriente de bombeo del DFP de 28 mA, mientras que para una corriente de bombeo del DFP ligeramente por encima de la corriente de umbral (13 mA) se tiene una potencia de ~ 3.7 W. Esta etapa de amplificación se aplica a todos los picos de emisión que genera el DFP.

4.5.2 Etapa 2 de amplificación

En esta etapa de amplificación se utilizó una EDF de 4 m de longitud con la misma concentración de iones de Erbio que en la etapa anterior, para activar los iones se implementó otro DL2 como fuente de bombeo a la longitud de onda de 980 nm, el cual se controló por

medio de un controlador de la marca THORLABS modelo CLD1015. Para llevar a cabo la caracterización se mantuvo constante la primer etapa de amplificación, lo que implicó que la corriente de bombeo del DL1 se mantuviera al máximo (0.9 A). Para la segunda etapa de amplificación se varió la corriente de bombeo del DL2 en un rango de 0.05 – 0.85 A, para cada una de las corrientes de bombeo permitidas por el DFP. En la Figura 4.5b se muestra la potencia máxima alcanzada, la cual resultó ser de ~ 9.5 W para una corriente de bombeo del DFP de 13 mA. Cabe mencionar que esta etapa solamente amplifica la longitud de onda central de 1544.7 nm, ya que se encuentra después del circulador óptico y la FBG. Como podemos apreciar tenemos una amplificación aproximadamente 10000 veces la potencia de salida del DFP.



Figura 4.5. Potencia óptica de las etapas de: a) Amplificación uno y b) Amplificación dos.

4.6 Caracterización de la transmisión del NOLM

4.6.1 NOLM de 10 m de longitud

Para llevar a cabo la caracterización del NOLM, se emitió la señal del DFP mediante una señal cuadrada generada a partir de un generador de funciones, dicha señal se manejó con un voltaje de 1 V y una tasa de repetición de 10 kHz. La corriente de bombeo que se manejó para la señal del DFP se mantuvo siempre por debajo de los 10 mA (para evitar la deformación de los pulsos cuadrados). La corriente de bombeo de la primera etapa de amplificación se mantuvo constante en los 700 mA. También se controló la temperatura del sistema en un rango de 25 a 26 °C para que el pico de emisión del DFP se mantuviera a la longitud de onda de 1544.7 nm. Con los parámetros antes mencionados ajustados, ajustar el controlador de polarización (para tener la mayor transmisión) y ajustar las tres QWR que se encuentran en la entrada, dentro y a la salida del NOLM respectivamente, podemos encontrar la transmisión del NOLM al variar la corriente de bombeo de la segunda etapa de amplificación en un rango de 80 a 700 mA. De esta manera mediante el fotodetector y el osciloscopio se pueden medir simultáneamente la potencia pico de los pulsos de entrada y salida del NOLM respectivamente. Con estos datos de potencia se puede calcular la transmisión del NOLM, donde encontramos diferentes transmisiones para diferentes ajustes de las placas QWR. En la Figura 4.6 se muestran las transmisiones experimentales normalizadas respecto a sus transmisiones máximas para diferentes ajustes de las placas QWR. La curva azul con cuadros representa una transmisión donde la fase de transmisión es ≈ 0 , por lo tanto la transmisión parte casi del mínimo y crece monótonamente. La curva negra con cruces muestra una fase de transmisión < 0, donde se observa que la transmisión inicia por encima del mínimo y desciende hasta un mínimo que se encuentra a una potencia de entrada mayor que la mínima y de ahí parte hacia el máximo de la transmisión. A notar que la transmisión mínima de esta curva negra es muy cercana a cero (aunque no se cancela totalmente). De esta manera se corrobora experimentalmente que dependiendo del ajuste de las placas QWR, se tienen diferentes fases de transmisión que pueden desplazar horizontalmente la transmisión del NOLM. Para la curva roja con círculos observamos un

ajuste con una fase de transmisión negativa donde la transmisión decrece hasta llegar a un mínimo y de ahí empieza a crecer. Este tipo de curvas son las que nos interesan utilizar para este trabajo como lo mencionamos en el capítulo anterior, por lo tanto se ajustó el NOLM para que trabajara con una fase de transmisión ligeramente negativa. Cabe mencionar que para el NOLM de 10 m se estima una potencia de switcheo ($P_{\pi} = 6\pi/\gamma L$) de ≈ 1.2 kW, lo que implica que para tener un mínimo de transmisión con unos pocos watts la fase de transmisión negativa debe ser mínima. Para estimar que tan pequeño debe ser el valor de la fase de transmisión negativa, se obtuvo una relación a partir de la ecuación (3.1), tomando en cuenta que el término cosenoidal debe ser igual a la unidad para que la transmisión sea mínima, de esta manera el argumento de la función cosenoidal debe quedar como $\pi P_{in}/P_{\pi}$ + $\Delta \phi = 2n\pi$, donde n = 0, 1, 2, ..., N. De la relación anterior se consideró n = 0 ya que es la primera solución, la potencia de switcheo $P_{\pi} = 1.2$ kW y la potencia de entrada $P_{in} = 5$ W debido a que la transmisión mínima que se observa en la Figura 4.6 se encuentra en los alrededores de esa potencia de entrada. Así se estima que el valor de la fase de transmisión $\Delta \phi = -0.0041\pi$. Esto implica que para obtener curvas de transmisión con fase de transmisión negativa se debe tener mucha precisión y finesa para ajustar las placas.



Figura 4.6. Transmisión experimental para el NOLM de 10 m con diferentes fases de transmisión.



Figura 4.7. Transmisión del NOLM de 10 m con una fase de transmisión negativa. a) baja potencia y b) alta potencia.

En la Figura 4.7a se muestran las curvas experimentales para la transmisión ajustada con una fase de transmisión negativa y una potencia de entrada menor. Como se puede apreciar todas las curvas parten del mismo valor de transmisión a baja potencia y llegan a un mínimo a diferentes potencias de entrada, este tipo de curvas muestran que después de llegar al mínimo no incrementan la transmisión para potencias de entrada mayores. Por lo tanto se deben realizar ajustes en el sistema y en las placas para poder tener curvas de transmisión que muestren una tendencia a incrementar la transmisión después de haber pasado el mínimo. En la Figura 4.7b se muestran las curvas experimentales para la transmisión con una fase de transmisión negativa con una potencia de entrada mayor, donde podemos observar que la curva después de pasar el mínimo tiende a incrementar su transmisión y dependiendo del ajuste de la fase de transmisión se pueden obtener curvas que describen una parábola más abierta o cerrada. Cabe mencionar que es muy difícil encontrar y mantener este tipo de fases de transmisión en el NOLM, ya que se necesita mucha precisión en el ajuste de las placas para encontrar la fase de transmisión correcta, además se deben cuidar las perturbaciones (mecánicas, térmicas, etc.) en el sistema ya que estas alteran y modifican la fase de transmisión. Por lo tanto este fue un trabajo de alta precisión y de mucha paciencia para poder encontrar las fases de transmisión deseadas.



Figura 4.8. Transmisión del NOLM de 55 m con una fase de transmisión negativa.

4.6.2 NOLM de 55 m de longitud

En esta caracterización la señal del DFP se emitió con la misma señal cuadrada que en el caso anterior, pero la señal se manejó con un voltaje de 2.7 V con una tasa de repetición de 10 kHz. La corriente de bombeo del DFP se volvió a manejar por debajo de 10 mA. Para llevar a cabo la caracterización del NOLM, se utilizó solamente la primera etapa de amplificación del arreglo de la Figura 4.1, ya que la potencia de switcheo que se estima es de ≈ 230 W lo que implica que la potencia requerida para obtener las transmisiones deseadas deben de ser a menor potencia que para el NOLM de 10 m, por eso es que no se trabajó con la segunda etapa de amplificación. También se volvió a controlar la temperatura en un rango de 25 a 26°C, se ajustó el controlador de polarización para obtener la mayor transmisión y las placas QWR a la entrada, dentro y a la salida del NOLM se ajustaron respectivamente. Para determinar la transmisión del NOLM se varió la corriente de bombeo de la etapa de amplificación en un rango de 200 a 900 mA. Al medir simultáneamente las potencias pico de los pulsos de entrada y salida del NOLM se obtuvieron las características de transmisión que se muestran en la Figura 4.8, estás transmisiones se realizaran para diferentes ajustes de las placas QWR, tomando en cuenta que la fase de transmisión debe ser ligeramente negativa, para estimar la fase de transmisión $\Delta \phi$ se consideró la potencia de switcheo $P_{\pi} = 230 W$ y la potencia de entrada mínima $P_{in} = 0.6$ W, de esta manera se obtiene que $\Delta \phi = -0.0026\pi$. Como se puede observar la potencia de entrada máxima es de ~ 1 W, debido a que solamente se utilizó la primer etapa de amplificación. Como se puede apreciar estas curvas están mejor definidas en comparación a las curvas de la Figura 4.7, lo que se refleja como una mayor precisión en el ajuste de las placas QWR a la hora de las mediciones.

4.7 Arreglo del láser de figura ocho

La configuración del láser de figura ocho para la generación de pulsos de ruido es la que se muestra en la Figura 4.9 [3]. El cual está conformado por un láser de anillo y un NOLM que están unidos mediante un acoplador simétrico. El NOLM consiste de 100 m de fibra Corning SMF-28 a la cual se le aplicó un torcimiento a una razón de 5 vueltas/m, dentro del lazo se colocó una QWR para romper la simetría en polarización. El láser de anillo consta de dos

etapas de amplificación que emiten a 1530 nm, la primera etapa de amplificación consiste de 3 m de EDF1 mientras que la segunda etapa consiste de 2 m de EDF2, cada una de las etapas son bombeadas a través de acopladores WDM a 980 nm, las potencias bombeadas dentro de la EDF1 y la EDF2 son ~300 mW y ~200 mW respectivamente. Se colocó un controlador de polarización que consiste de dos placas retardadoras la primera de ellas es una QWR y la segunda una HWR, el controlador maximiza la transmisión de la señal láser a través del polarizador. Después se colocó un aislador óptico para que la operación del láser sea unidireccional y haga la función de absorbedor saturable. También se tienen dos secciones de fibra compensada en dispersión (DCF), la primera sección consta de 100 m de fibra compensada en dispersión de $D = -38 ps nm^{-1} km^{-1}$. La cavidad también tiene un polarizador lineal y una placa HWR a la entrada del NOLM, está placa sirve para controlar la orientación de la polarización a la entrada del NOLM. Se colocaron dos acopladores 90/10 dentro de la cavidad para tener dos salidas de la señal láser. La longitud total de este láser de figura ocho es de ~300 m de longitud.



Figura 4.9. Arreglo experimental para el láser de figura ocho generador de pulsos de ruido, las siglas representan los siguientes elementos. Multiplexador por división de longitud de onda (WDM), fibra dopada con erbio (EDF), controlador de polarización (CP), aislador óptico (ISO), fibra compensadora en dispersión (DCF), polarizador lineal (P), placa de media onda (HWR), placa cuarto de onda (QWR) y torcimiento de la fibra (torsión).

4.8 Caracterización del láser de figura ocho

Como se ha mencionado anteriormente el láser de figura ocho genera pulsos de ruido, el cual bajo condiciones de mode locking estables genera un tren de pulsos periódico de 1.2 µs como se muestra en la Figura 4.10. También se mencionó que una de las características de estos pulsos es que se componen de paquetes de miles o millones de pulsos ultracortos (< ps), los cuales tienen una estructura interna aleatoria (amplitudes, duraciones, etc.), mientras que su envolvente temporal es del orden de "ns". En la Figura 4.11 se muestran diferentes mediciones de la envolvente de los pulsos de ruido sin promediar la medición, de esta manera podemos ver la aleatoriedad de los mismos. En la misma figura se muestra la medición de la envolvente promediada donde se observa que el ancho temporal del pulso es de ~ 4 ns. Otra medición primordial para caracterizar estos pulsos es la autocorrelación Figura 4.12, donde se observa un pedestal y un pico de coherencia de ~ 500 fs. De esta manera se corrobora que el ancho temporal de los pulsos internos tienen una duración promedio del orden sub-ps. Finalmente se midió el espectro óptico el cual se muestra en la Figura 4.13, se observa una ligera asimetría que se puede atribuir al auto desplazamiento de frecuencias Raman, donde se tiene un ancho de banda de ~ 15 nm a 3-dB. De esta forma se muestran las características de operación de los pulsos de ruido para el láser de figura ocho que se presentó en la sección anterior.



Figura 4.10. Tren de pulsos del láser de figura ocho.



Figura 4.11. Medición de la envolvente de pulsos de ruido. (a), (b), (c), (d) y (e) sin promediar la medición. (f) promediando la medición.



Figura 4.12. Traza de autocorrelación del pulso de ruido.



Figura 4.13. Espectro óptico del pulso de ruido.

4.9 Referencias

[1] O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, "Optical pulse shaping at moderate power using a twisted-fibre NOLM with single out polarisation selection", *Optics Comunications*, Vol. 281, 2008.

[2] O. Pottiez, R. Paez Aguirre, H. Santiago Hernandez, M. Duran Sanchez, B. Ibarra Escamilla, E. A. Kuzin, A. Gonzalez-Garcia, "Caracterizing the Statistics of a Bunch of Optical Pulses Using a Nonlinear Optical Loop Mirror", *Mathemtical Problems in Engineering*, Vol. 2015.

[3] H. Santiago-Hernandez, O. Pottiez, R. Paez-Aguirre, H. E. Ibarra-Villalon, A. Tenorio-Torres, M. Duran-Sanchez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernandez-Garcia. "Generation and characterization of erbium-Raman noise-like pulses from a figure-eight fibre laser", *Laser Physics*, Vol. 25, 2015.

Capítulo 5

Caracterización experimental de la estadística de amplitudes de pulsos ópticos

5.1 Introducción

Como se ha demostrado en los capítulos anteriores, se ha llevado a cabo un análisis acerca del interferómetro de Sagnac en su régimen lineal y no lineal (NOLM), dando a conocer sus características primordiales (potencia de switcheo, rango dinámico y transmisión). También se han demostrado algunas de las diferentes arquitecturas en las que se puede conformar un NOLM, de donde nos basamos para este trabajo en una arquitectura simétrica en potencia y asimétrica en polarización. De esta arquitectura en particular se analizó la elipticidad de la polarización a la entrada del NOLM y la orientación de la placa cuarto de onda que se localiza dentro del lazo, de esta manera se puede controlar la potencia de switcheo y el rango dinámico respectivamente, y así obtener una característica de transmisión diferente para cada caso.

Mediante la técnica que se está comprobando, sabemos que la transmisión debe cumplir con la característica de que debe decrecer monótonamente hasta un mínimo de la potencia de entrada ($P_{in} \cong 0$) y después crecer monótonamente. Para ello se creó un NOLM con una selección de la polarización a la entrada y a la salida del mismo como se mostró en el capítulo anterior, de esta manera se obtienen transmisiones con un rango dinámico infinito y donde se puede desplazar horizontalmente el mínimo de la transmisión.

En este capítulo se mostraran los resultados obtenidos para la caracterización de la estadística de amplitudes de pulsos, que se llevaron a cabo mediante la medición de la característica en transmisión del NOLM (que se describió anteriormente), y la resolución numérica de la técnica de un sistema de ecuaciones basadas en estas mediciones.

5.2 Comprobación experimental de la técnica para determinar la estadística de amplitudes de paquetes de pulsos ópticos

Como se mostró en el capítulo anterior para el arreglo de la Figura 4.1 se obtuvieron diferentes características de transmisión, todas ellas se obtuvieron mediante la generación de pulsos cuadrados los cuales sirvieron como señal láser (amplitud de los pulsos constante). Para comprobar la técnica que se propone en este trabajo se debe tener una señal láser con diferentes amplitudes, por lo tanto para que el mismo arreglo tenga amplitudes fluctuantes se aplicó una modulación a la señal láser, esta modulación fue senoidal y se aplicó directamente a partir del controlador de corriente de bombeo de la primera etapa de amplificación. Se trabajó con modulaciones a una frecuencia de 300 y 500 Hz respectivamente, a partir de las modulaciones se obtuvieron las estadísticas de las amplitudes correspondientes a cada una de ellas como se muestra en la Figura 5.1. Cabe mencionar que para las amplitudes de la Figura 5.1 (a), (b) y (d) se convirtieron las unidades de Volts a Watts, para poder correlacionar estás estadísticas con las que se reconstruirán después mediante la técnica de estimación de la estadística de amplitudes de pulsos. Como se puede ver las dos estadísticas son muy parecidas debido que aunque al cambiar la frecuencia de la modulación, esta no cambia la profundidad de la misma la cual se manejó de ~ 50%, además de que no existe variación en la forma de la modulación como se puede apreciar en la Figura 5.1 (a) y (c).



Figura 5.1. Modulación senoidal de la señal láser con una profundidad de ~ 50% para frecuencias de (a) 300 Hz y (c) 500 Hz. Estadística de las amplitudes de la modulación de la señal láser para las frecuencias de (b) 300 Hz y (d) 500 Hz, determinadas directamente a partir de las figuras (a) y (c).

Una vez obtenidas las estadísticas de las amplitudes de las modulaciones de la señal láser, probamos la técnica tomando en cuenta que se debe conocer la característica de transmisión en energía de los pulsos modulados, para ello se midieron las potencias promedio a la entrada y a la salida del NOLM simultáneamente mediante el arreglo de la Figura 4.1. Se usó un promedio muy alto para dejar de percibir en el osciloscopio las fluctuaciones generadas por la modulación, y solo medir potencias promedio.



Figura 5.2. Resultados experimentales obtenidos a partir de las mediciones de potencia de entrada y salida del NOLM. a) Curvas de transmisión sin modular la señal láser. b) Curva de transmisión en energía y energía de salida del NOLM con una modulación a una frecuencia de 300Hz. c) Curva de transmisión en energía y energía de salida del NOLM con una modulación a una frecuencia de 500Hz.

Primero se ajustaron las placas QWR del sistema y se midieron las potencias sin modular la señal láser, de esta manera se obtuvo la transmisión con una fase de transmisión negativa. Sin hacer cambios al arreglo se midieron las potencias modulando la señal para obtener la característica de transmisión en energía y a su vez poder obtener la característica en energía del NOLM.



Figura 5.3. Reconstrucción de la estadística de las amplitudes de paquetes de pulsos ópticos para las frecuencias de modulación a 300 HZ ((a), (c) y (e)) y 500 Hz ((b), (d) y (f)).

Para llevar a cabo estas mediciones fue necesario elegir un promedio alto (1024 o más), de esta manera se evita observar la fluctuación de las amplitudes de la modulación (esto simula un caso real, como el de los pulsos de ruido, en el que no se pueden medir las amplitudes individuales de los sub pulsos), esto conlleva a obtener solamente la energía promedio de los pulsos. En la Figura 5.2 se muestran las curvas de transmisión, las características de transmisión en energía y la energía de salida para cada una de las modulaciones. Cabe mencionar que para saber si las características del NOLM no cambiaron durante toda operación (debido a cambios de transmisión (medición sin modulación) como se muestra en la Figura 5.2 a donde las curvas de transmisión son muy parecidas, lo que implica que el sistema no tuvo mucha variación y por lo tanto se consideran correctas las mediciones tomadas. Esta última medición de la transmisión fue de suma importancia, ya que si existe una modificación considerable en la curva de transmisión (modificación del sistema), entonces los datos obtenidos se descartan.

Como los puntos experimentales no son suficientes para utilizar la técnica y realizar la reconstrucción de la estadística de las amplitudes de las señales moduladas, se hizo un ajuste a las curvas de la característica de transmisión (las cuales se ajustaron mediante la ecuación (3.1)) y a la curva de la característica en energía de salida del NOLM (ajuste polinomial), de esta manera podemos obtener un número arbitrario de datos para la energía de salida. Consideramos que la energía de entrada se puede representar como un coeficiente de amplificación o atenuación (a_i) , de donde se tomaron M = 40 valores del coeficiente a_i (el cual se consideró en un rango de 0 a 1), a partir de estos puntos y el ajuste polinomial de 5° grado que se realizó se obtuvieron las energías de salida, de las cuales obtuvimos K = 40conjuntos de energía de salida, a partir de estos K conjuntos que consisten de M puntos se resolvió numéricamente la ecuación (3.9), considerando que el ancho de los pulsos es conocido. De esta manera obtuvimos K conjuntos de N soluciones para p_i , los cuales se recombinan para tener una mejor precisión estadística y poder tener una mejor reconstrucción de la misma. En la Figura 5.3 se muestran algunas reconstrucciones de la estadística de las amplitudes para las modulaciones a 300 y 500 Hz respectivamente. Como se puede observar para cada una de las figuras, el pico principal de la distribución estadística alrededor de 8 W (ver Figura 5.1 (b) y (d)) aparece bien reproducido, sin embargo no se logró reconstruir el pico menor de la distribución para potencias entre 4 y 5 W. En cambio se aprecian en la Figura 5.3 barras pequeñas que se reparten en el rango de 0 a 4 W. La poca precisión de la reconstrucción a bajas amplitudes se puede entender considerando la poca proporción de eventos de baja amplitud (en particular, en comparación con los pulsos cerca de 8 W) y su peso poco significativo en la energía promedio en la salida del NOLM. Cabe mencionar que cada una de las reconstrucciones estadísticas mostradas en la Figura 5.3, se determinaron a partir de diferentes valores del coeficiente a_i , dando el mismo resultado para las tres reconstrucciones de las frecuencias de 300 Hz (figuras amarillas) y 500 Hz (figuras verdes) respectivamente. Como podemos apreciar la técnica no es capaz de reconstruir perfectamente la distribución estadística de las amplitudes de los pulsos, pero si da una buena aproximación de la misma, en particular para amplitudes grandes, esto también lo pudimos apreciar en el capítulo 3 cuando se reconstruyeron las amplitudes de las distribuciones de probabilidad.

5.3 Estadística de las amplitudes de paquetes de pulsos de ruido generados por un láser de figura ocho

Para llevar a cabo la caracterización de los pulsos de ruido se utilizó el mismo arreglo de la Figura 4.1, donde se colocó el F8L (ver Figura 4.9) entre la rejilla de Bragg de fibra y la segunda etapa de amplificación. Se consideró utilizar solo una etapa de amplificación para este láser ya que la potencia promedio a su salida es de ~ 9 mW, lo que consideramos suficiente para poder realizar las mediciones y también porque debemos trabajar con una potencia muy por debajo de la potencia de switcheo del NOLM. Las mediciones de potencia de entrada y salida del NOLM se llevaron a cabo mediante el mismo procedimiento que en la sección anterior, donde se midió la transmisión con el DFP y la característica de transmisión en energía mediante el F8L. El tiempo para realizar estas mediciones se prolongó en comparación a las mediciones de la sección anterior, ya que se mide la transmisión en potencia con el DFP, después se corta el arreglo para empalmar la salida del F8L y poder



Figura 5.4. (a) y (c) curvas de transmisión en potencia, (b) y (d) curvas de característica de transmisión en energía y energía de salida del NOLM, para los NOLM de 10 m (figura (a) y (b)) y de 55 m (figura (c) y (d)).

realizar sus correspondientes mediciones, después se vuelve a cortar y empalmar el DFP para volver a tomar la transmisión en potencia y verificar que no se alteraron las curvas de transmisión. Estas mediciones se llevaron a cabo para los NOLM de 10 y 55 m de longitud, en la Figura 5.4 se muestran sus respectivas curvas de transmisión, característica de transmisión en energía y energía de salida del NOLM. Las curvas que se muestran son para el caso más estable que se pudo lograr en el arreglo. Para el NOLM de 10 m se tuvieron dificultades para tomar las mediciones iniciando con la transmisión en potencia, ya que en todos los casos existió una variación considerable al momento de volver a realizar la

medición para la transmisión. Por ese motivo se realizó de manera inversa el procedimiento: se tomaron primero los datos para la característica de transmisión en energía con el F8L, después se cortó y empalmó el DFP para obtener la transmisión y finalmente cortar y empalmar el F8L para volver a tomar la característica de transmisión en energía. Al igual que en la sección anterior se ajustaron con curvas analíticas las curvas de transmisión y la energía de salida del NOLM para poder evaluar numéricamente la estadística de las amplitudes de los paquetes de pulsos de ruido.

Para resolver la estadística de amplitudes de los paquetes de pulsos de ruido se consideraron dos muestras diferentes. La primera muestra se consideró para M = 30 valores del coeficiente a_i , dando como resultado para la energía de salida K = 30 conjuntos de la misma, al resolver numéricamente la ecuación (3.9) se obtuvieron 900 datos de amplitudes p_i . Para la segunda muestra se consideró M = 40 valores del coeficiente a_i , y para la energía de salida se obtuvieron K = 40 conjuntos de energía, resolviendo la ecuación (3.9) numéricamente se obtuvieron 1600 datos de amplitudes p_i . Las reconstrucciones de las estadísticas de amplitudes de paquetes de pulsos de ruido se muestran en la Figura 5.5. En las Figuras 5.5 (a y b) se muestran las estadísticas de las amplitudes para la energía de salida promedio del NOLM de 10 m (curva azul con círculos y ajuste polinomial de 5° grado de la Figura 5.4b). En las Figuras 5.5 (c y d) se muestran las amplitudes para la energía de salida promedio del NOLM de 10 m (curva roja con cuadros y ajuste polinomial de 3° grado de la Figura 5.4b). En la Figura 5.5 (e y f) se muestran las amplitudes para la energía de salida promedio del NOLM de 55 m (curva negra con círculos y ajuste polinomial de 3° grado de la Figura 5.4d). Como se puede apreciar cada una de las curvas representa una estadística en forma de L, la cual tiene una cola prolongada claramente encima de la curva Gaussiana, donde se aprecian paquetes de pulsos con potencias elevadas, esta forma de la distribución es compatible con la generación de rogue waves (ondas gigantes) [1-4]. La forma no es Gaussiana, por lo menos a amplitudes altas (línea punteada roja), la media y la altura significante de la onda (SWH por sus siglas en inglés, es una medición que se originó en el campo de la oceanografía para determinar las rogue wave), que se define como la amplitud media del tercio más alto de las ondas, se calcularon a partir de la distribución reconstruida. Por lo tanto para considerar la existencia de rogue wave se deben tomar en cuenta eventos cuya amplitud es más del doble de la SWH [1, 3, 4]. Como se puede apreciar en las figuras, las contribuciones de los eventos



Figura 5.5. Reconstrucción de la estadística de las amplitudes de paquetes de pulsos de ruido para diferentes energías de salida del NOLM y muestras de 900 (a, c y e) y 1600 (b, d y f) datos. (a, b, c y d) estadística para NOLM de 10 m. (e y f) estadística para NOLM de 55 m. Donde la curva roja ajusta con una distribución Gaussiana.

de pulsos energéticos que se encuentran por encima del doble de SWH, son de unas cuantas decenas en comparación a los cientos o miles de eventos de toda la distribución. Aunque estos eventos sean pocos, su contribución es importante ya que reflejan la tercera parte o la mitad de la energía a la salida del NOLM (en efecto, para estos valores de amplitud la transmisión es muy alta). Por lo tanto tenemos que la distribución de la estadística de las amplitudes de los paquetes de pulsos de ruido tiene una forma de *L* con una cola muy amplia, en la cual se muestran unos cuantos eventos que representan o podrían representar rogue wave, además que representan una gran parte de la energía a la salida del NOLM.

5.4 Conclusiones generales

Como pudimos observar en el transcurso de todo este trabajo se demostró experimentalmente una técnica para caracterizar la estadística de las amplitudes de paquetes de pulsos ópticos. En principio demostramos la validez de la técnica realizando reconstrucciones numéricas para diferentes distribuciones de probabilidad conocidas, obteniendo buenos resultados al reconstruir las amplitudes de las rebanadas para cada una de las distribuciones de probabilidad. Para llevar a cabo la demostración experimental se diseñó un arreglo basado en un NOLM asimétrico en polarización, con el cual obtuvimos transmisiones con un rango dinámico infinito o casi infinito, además de que al ajustar la fase de transmisión podemos desplazar horizontalmente la potencia mínima de la transmisión. A demás el arreglo solo requiere alcanzar ~1% de la potencia de switcheo del NOLM, ya que la técnica funciona bajo estas condiciones. Con este arreglo obtuvimos las reconstrucciones de las estadísticas de las amplitudes de pulsos de ruido, los cuales tienen una estructura interna aleatoria y por lo mismo lo consideramos como un conjunto de sub pulsos con amplitudes aleatorias. Observamos que los pulsos de ruido tienen una distribución estadística en forma de L, la cual corresponde a la distribución estadística de las rogue waves. Por lo tanto podemos concluir que existen ciertos eventos rogue wave en la estructura interna de los pulsos de ruido.

5.5 Referencias

[1] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, B. Jalali, "Optical rogue wave", *Nature*, Vol. 450, 2007.

[2] M. Erkintalo, G. Genty, J. M. Dudley, "Rogue-wave-like characteristics in femtosecond supercontinuum generation", *Optics Letters*, Vol. 34, 2009.

[3] A. F. J. Runge, C. Aguergaray, N. G. R. Broderick, M, Erkintalo, "Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser", *Optics Letters*, Vol. 39, 2014.

[4] C. Lecaplain, Ph. Grelu, "Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation", *Physical Review*, Vol. 90, 2014.