



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

FACULTAD DE CIENCIAS FISICO MATEMATICAS

*“Generación de fuentes de supercontinuo en
sistema todo fibra”*

Tesis para obtener el grado de:
Doctorado en Ciencias Física Aplicada

Presenta:

Yazmin Esmeralda Bracamontes Rodríguez

Asesores de Tesis

Dra. Georgina Beltrán Pérez (FCFM)

Dr. Evgeny Kuzin (INAOE)

*Porque aun la luz más brillante se
tiene que apagar. . .*

En memoria:

Luis Bracamontes Pedraza

Si he visto más lejos es porque estoy sentado sobre los hombros de gigantes.

Isaac Newton (1643-1727)

Un agradecimiento especial a los asesores de este trabajo de tesis, Dr. Evgeny Kuzin y la Dra. Georgina Beltrán Pérez, por todo su apoyo brindado.

Mi agradecimiento total al Dr. Evgeny Kuzin del INAOE, en primer lugar por darme la oportunidad de trabajar con usted, por dirigir este trabajo de tesis, por todas sus enseñanzas, por su apoyo, por su tiempo, por compartir sus conocimientos y sobre todo por su dedicación.

Asimismo muchas gracias a la Dra. Georgina Beltrán Pérez por la confianza ofrecida desde que llegué a esta facultad y al cuerpo académico. Gracias por esos bonitos tiempos de convivencia juntas. Por todos estos años de apoyo, y por todas sus enseñanzas.

Gracias a los miembros del Jurado, por las observaciones y aportaciones al trabajo presentado.

Agradezco al Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE), y principalmente a la coordinación de óptica, por el apoyo prestado para el uso de las instalaciones.

Agradezco el apoyo al Dr. Baldemar Ibarra Escamilla coordinador de óptica (Mayo del 2012 a julio 2014) por el apoyo brindado de comedor, durante mi estancia en el instituto.

Agradezco al CONACyt por la beca (231845) de posgrado otorgada en el periodo agosto del 2012 al junio del 2015.

A la Dra. Marcela Maribel Méndez Otero coordinadora del posgrado en Física Aplicada, por su orientación y atención a todas mis consultas.

Agradezco al cuerpo académico CAOyf, Dra. Georgina Beltrán Pérez, Dr. Juan Castillo Mixcóatl, Dr. Severino Muñoz Aguirre por cobijarme durante todos estos años.

A todos los chicos del CAOyf por su amistad y compañerismo.

A mis amigos que están para cubrir mis lágrimas y hacerme reír en esos momentos difíciles, en especial a Marco, gracias.

A todos y cada uno de los miembros de mi familia que con su cariño y apoyo me ayudan a seguir luchando.

A mis padres que siempre me han apoyado en mis decisiones y me han levantado cuando he caído, “LOS AMO”.

A mi abuelita Aurelia, con la cual sufrimos del mismo dolor haber perdido a un gran amor.

Porque ser tía es amar a alguien que no es tuyo pero a quien tu corazón le pertenece a mi sobrinito Elios por darme una alegría y un motivo más para avanzar.

A todos, muchas gracias.

Resumen

En la actualidad se están desarrollando sistemas que se basan en el aprovechamiento de la no linealidad de la fibra óptica. Un caso particularmente interesante de la complejidad de las relaciones de los procesos no lineales es la generación de supercontinuo (SC) en fibras ópticas.

En el presente trabajo de tesis se desarrollaron las fuentes de bombeo láser, para la generación del SC. Estas fuentes utilizan las bondades de los fenómenos no lineales tal como la rotación de polarización no-lineal, para realizar el amarre de modos. Se realizaron 3 fuentes de bombeo láser que fueron utilizadas como fuentes de bombeo para el sistema de SC. Dichas fuentes se clasificaron por el ancho temporal de los pulsos como: fuente láser de pulsos largos (ns), una fuente láser de pulsos cortos (ps), la tercera fuente de pulsos cortos genera varias emisiones laser, solitones, paquetes de solitones y solitones acoplados.

En el estado del arte podemos encontrar sistemas para la generación del SC que hacen uso de elementos no-lineales como fibras de cristal fotónico, altamente no-lineales etc. En el presente trabajo se propone el uso de fibra estándar SMF-28 torcida a 6 vueltas/metro como elemento no-lineal. La configuración para la obtención del SC, consta de una etapa de amplificación y como elemento no-lineal carretes de Fibra SMF-28 torcida de 500 m y 200 m de longitud y como fuente de bombeo se utilizan las 3 fuentes láser desarrolladas, con estas fuentes fue posible obtener espectros con anchos espectrales de 250 nm y la amplitud de este espectro es constante logrando así un espectro plano, también obtuvieron espectros variables, que desplazan solitones unitarios a longitudes de onda largas vía la potencia de bombeo del amplificador.

El SC tiene diversas aplicaciones una de estas aplicaciones es en sistemas de tomografía óptica coherente (OCT Optical coherence tomography), los sistemas de OCT al ser sistemas interferómetros requieren un control en la polarización, sin embargo en la bibliografía no existen SC que cuiden esta variable. En el presente trabajo se presenta una propuesta para la obtención del SC polarizado, para esto fue necesario realizar un estudio de la evolución de la polarización en el proceso de generación del SC.

La formación de solitones en fibras ópticas es un fenómeno complejo y muy interesante que involucra gran variedad de efectos no lineales. Se ha demostrado que los solitones aparecen en la fibra como resultado de la interacción entre los efectos no lineales y dispersivos. Es por esto que en el presente trabajo se estudió también la respuesta del NOLM para filtrar del espectro del SC, los solitones más energéticos y evaluar al mismo tiempo las fuentes generadas. La evaluación de la transmitancia permite conocer la potencia del pulso.

ÍNDICE

| | |
|---|----|
| Resumen..... | 5 |
| ÍNDICE..... | 6 |
| CAPÍTULO 1 | 8 |
| INTRODUCCIÓN | 8 |
| 1.1 Antecedentes | 8 |
| 1.2 Fuentes del SC para diferentes aplicaciones..... | 13 |
| 1.3 Fuentes de bombeo para la generación del SC..... | 16 |
| 1.4 Motivación del trabajo de tesis y Objetivos planteados..... | 19 |
| 1.5 Objetivo | 19 |
| 1.6 Estructura del trabajo de Tesis..... | 20 |
| 1.6 Referencias..... | 20 |
| CAPÍTULO 2 | 22 |
| Ecuación no lineal de Schrödinger para pulsos en fibras ópticas | 22 |
| 2.1. Efectos no lineales en fibras ópticas | 22 |
| 2.2. Ecuación de Propagación | 24 |
| 2.2.1 Dispersión..... | 29 |
| 2.2.2. Pérdidas..... | 30 |
| 2.2.3. La ecuación no lineal de Schrödinger..... | 31 |
| 2.3. Auto modulación de Fase (SPM) | 31 |
| 2.4. Solitones ópticos | 33 |
| 2.5. Inestabilidad de Modulación (MI)..... | 33 |
| 2.6 Dispersión Raman (IR)..... | 36 |
| 2.6 Referencias..... | 38 |
| CAPÍTULO 3 | 40 |
| Principio y análisis de Láseres de Amarre de modos en fibra óptica..... | 40 |
| 3.1 Principio de amarre de modos | 40 |
| 3.2 Técnica de amarre de modos | 42 |
| 3.2.1 Amarre de modos Pasivo. | 42 |
| 3.2.2 Principio de Amarre de modos activo. | 44 |

| | |
|--|-----|
| 3.3 Amarre de modos activo en láseres de fibra | 45 |
| 3.3.1 Principio de operación del amarre de modos activo en fibra óptica | 45 |
| 3.3.2 Amarre de modos activo, con el uso de un modular de fase..... | 47 |
| 3.4 Principio de amarre de modos por medio de la rotación de polarización no-lineal..... | 48 |
| 3.4 Referencias..... | 50 |
| CAPÍTULO 4 | 51 |
| Fuentes de bombeo Láser utilizadas y desarrolladas para la observación de los fenómenos no-lineales. | 51 |
| 4.1 Fuente laser de pulsos largos..... | 51 |
| 4.2 Fuente de pulsos cortos | 53 |
| 4.3 Cavity láser en configuración de anillo, formadora de solitones, y paquetes de solitones. | 55 |
| 4.3.1 Arreglo experimental | 55 |
| 4.2 Resultados experimentales | 57 |
| CAPÍTULO 5 | 76 |
| Estudio experimental de la polarización de los solitones generados en el proceso de rompimiento de pulsos. | 76 |
| 5.1 Evolución de la polarización en el proceso de rompimiento de pulsos largos. | 76 |
| 5.2 Estudio experimental de la evolución de la polarización de solitones formados en el proceso de rompimiento de pulsos, para la fuente láser de pulsos cortos..... | 85 |
| 5.2.1 Arreglo experimental | 85 |
| 5.2.3 Resultados experimentales | 86 |
| 5.3 Generación de SC con diferentes emisiones láser. | 91 |
| CAPÍTULO 6 | 99 |
| Transmisión no-lineal de un NOLM con un retardador variable dentro del lazo | 99 |
| Introducción | 99 |
| Análisis del NOLM | 100 |
| 6.1 Arreglo Experimental | 103 |
| Resultados y discusiones..... | 105 |
| 6.2 Respuesta del NOLM como filtro de solitones..... | 107 |
| Referencias..... | 109 |
| CONCLUSIONES | 111 |
| Publicaciones derivadas del presente trabajo de tesis | 112 |

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

La generación del SC es un proceso en el cual se tienen la presencia de fenómenos no-lineales. La primera demostración de este efecto se realizó hace más de 30 años [1.1] y desde entonces se ha empleado en múltiples aplicaciones de espectroscopia, biomedicina y comunicaciones, debido a características como su ancho espectral amplio. Por otra parte el reciente uso de las fibras microestructuradas, ha permitido el desarrollo de estas fuentes de SC que han adquirido una importancia significativa debido a la posibilidad de generar un sistema compacto, basado en fibra óptica con mínimas necesidades de alineamiento y mantenimiento lo que permite reproducir las condiciones experimentales de todas aplicaciones realizadas anteriormente, ahora de una manera compacta y sencilla.

Las aplicaciones de SC producidos por láseres de fibras óptica son muy numerosas y entre ellas destacamos: Metrología de Frecuencias, Espectroscopia Ultrarrápida y aplicaciones biomédicas. El SC se ha usado para conseguir imágenes de ultra-alta resolución en las áreas biológicas usando la tomografía óptica coherente (OCT). Las imágenes se forman aprovechando la luz que es difundida hacia atrás en los cambios de índice dentro de los tejidos, las venas o los órganos. La resolución axial de las imágenes de OCT depende del ancho de banda de la fuente de iluminación. Los sistemas de OCT se basan en la interferencia de dos señales, requiriendo un control óptimo de la polarización. El presente trabajo de tesis presenta una propuesta muy interesante que es la generación de SC polarizados.

1.1 Antecedentes

Para la obtención del SC se requiere de una fuente de bombeo láser, una etapa de amplificación y un elemento no-lineal. La fuente de bombeo láser utilizadas en sistemas de SC pueden ser emisiones láseres de onda continua o emisiones de onda pulsada. Un ejemplo de SC se muestra en la Fig.1. 1 donde se tiene como elemento no-lineal fibra de cristal fónico y la fuente de bombeo está centrada en 2500 nm, el SC tiene un ancho espectral de 1000 nm [1.1].

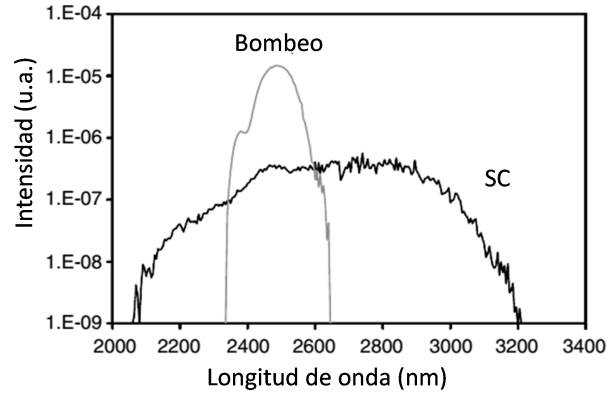


Fig.1. 1. Ejemplo de un espectro de SC generado a partir de 1 m de una fibra de cristal fotónico de As-Se, como referencia en la misma figura se presenta el espectro de la fuente de bombeo [1.1]

Una aplicación de SC se observa en la Fig.1. 2 es el esquema experimental para el desarrollo de un microscopio confocal cromático. En este caso se emplea la fuente de SC para indagar en la muestra bajo análisis. En este ejemplo se utiliza una lente con aberración cromática la cual permite un análisis de la profundidad de la muestra bajo estudio de una sola vez. Para obtener esta información de profundidad solo es necesario utilizar un espectrómetro el cual presenta la información codificada en la altura presente en cada color en la fuente de luz continua. Con esto se lograr minimizar los tiempos de escaneo pues con este arreglo se tiene información de diferentes niveles de profundidad a partir de una sola medición. En la Fig.1. 2 la luz que proviene de una fuente de SC es enfocada por una lente que presenta aberración cromática longitudinal. La luz reflejada a partir de la muestra es direccionada por el divisor de haz y enfocada a través de un pin-hole confocal y es lanzada hacia un espectrómetro. El rayo azul es indicado por la línea sólida, el verde por la línea en trazos y rojo son indicados por la línea punteada respectivamente [1.2].

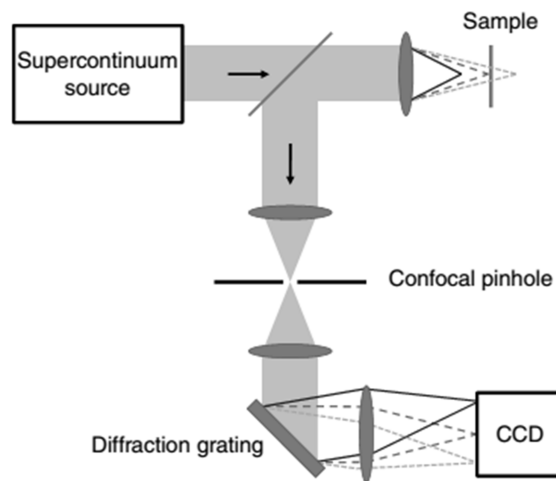


Fig.1. 2. Esquema de un sistema de microscopía cromática confocal [1.2]

Otra aplicación interesante se da en la llamada espectroscopia difusa óptica (DOS por sus siglas en inglés), observada en la Fig.1. 3 . Esta técnica involucra mediciones cuantitativas de las propiedades del esparcimiento, absorción o fluorescencia en muestras con altos índices de esparcimiento en las cuales la propagación de la luz es isotrópica y puede ser modelada usando la aproximación de difusión [1.2]. DOS tiene varias aplicaciones médicas incluyendo la detección de cáncer de mama y el monitoreo de la saturación de hemoglobina en el cerebro. En la Fig.1. 3 se presenta un diagrama general de esta técnica en donde se emplea una fuente de SC y fibras multimodo para el envío y recolección de luz esparcida.

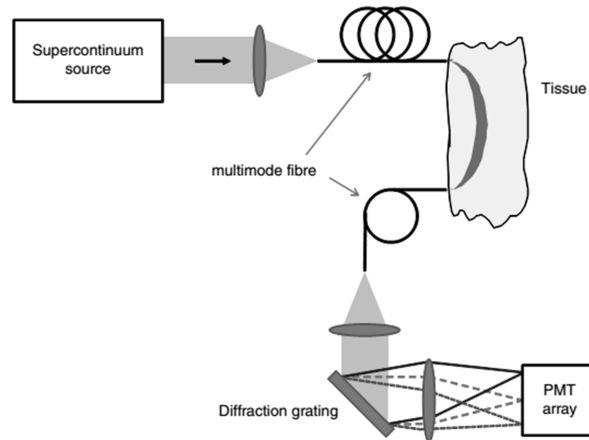


Fig.1. 3. Diagrama general para un sistema de espectroscopia difusa empleando una fuente de SC. Los rayos, azul representado por la línea sólida, verde por la línea a trozos y rojo por la línea punteada [1.3].

Finalmente el gran ancho de banda de las fuentes de SC las hace particularmente interesantes para los sistemas de OCT, dado que la resolución longitudinal de la imagen alcanzable en la OCT es inversamente proporcional al ancho de banda y proporcional al cuadrado de la longitud de onda central de la fuente de luz [1.3].

En la Fig.1. 4 se presenta un esquema conceptual general de un arreglo de OCT empleando una fuente de SC. En este arreglo se tiene dos señales correspondientes al brazo de referencia y el de muestra. Al ser un sistema interferómetro es necesario saber la polarización de las dos señales y además controlarla.

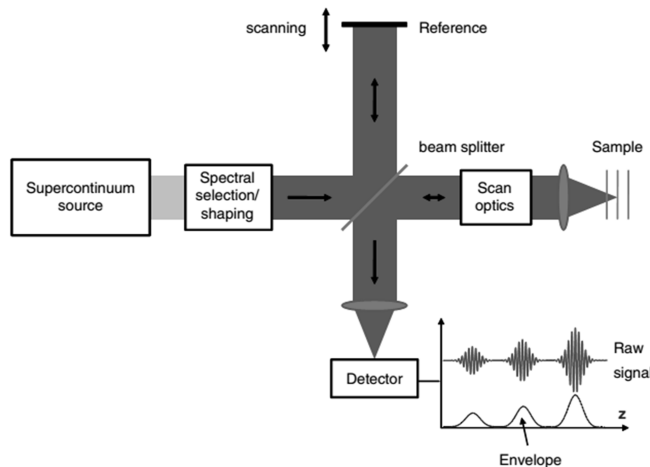


Fig. 1. 4. Diagrama general de un sistema de OCT con una fuente de supercontinuo con una longitud de coherencia ultra-corta. El sistema puede ser implementado también en fibra óptica sin embargo debe tenerse un balance en la dispersión de los dos brazos del interferómetro [1.4].

La generación del SC requiere del cumplimiento de ciertas condiciones de las propiedades no lineales y la dispersión de velocidades de grupo de la fibra. Otro aspecto importante es que la generación de SC es más eficaz cuando la longitud de onda de bombeo está cerca de la longitud de onda de dispersión cero. Para fibras de silicio las longitudes de onda de dispersión cero están entre 1300 nm y 1600 - 1700 nm. Este es el rango de longitudes de onda de bombeo donde el SC se genera con alta eficiencia en fibras de silicio.

La generación de SC depende drásticamente de dispersión de la fibra. Por esta razón se han propuesto varias técnicas para diseñar fibras con la dispersión requerida. Las más recientes investigaciones de SC están asociadas con el desarrollo de fibras de cristal fotónico (PCF, photonic crystal fiber), se muestran en la Fig.1. 5. Estas fibras guían la luz en la región central de silice puro (núcleo) rodeado por un arreglo microscópico de hoyos de aire (bajo índice de refracción en la cubierta), esto permite un fuerte control de la dispersión de velocidades de grupo y de los efectos no-lineales [1.4-1.7].

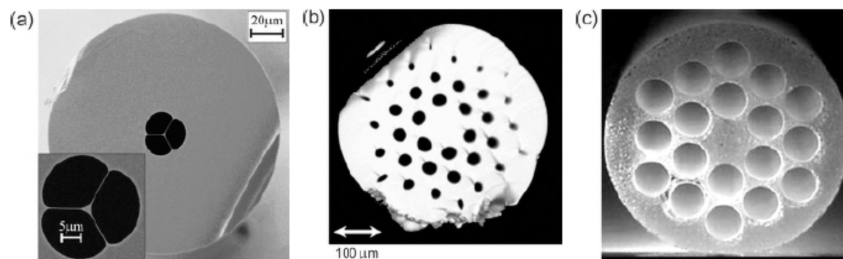


Fig. 1. 5. Fibras micro-estructuradas de vidrio y su preforma: a) y b) dos ejemplos de fibras Fotónicas (también llamadas micro-estructuradas) y c: un ejemplo de la estructura de la preforma de una fibra fotónica, los orificios fueron hechos perforando el material [1.7].

El principio de propagación de este tipo de fibras es similar al de las fibras ópticas estándar donde se satisface la condición $n_{\text{núcleo}} > n_{\text{cubierta}}$. Estas fibras pueden ser

consideradas como cristales en dos dimensiones y por lo tanto la periodicidad de los hoyos (capilares) en el centro de la red puede ser tratada como un defecto de la red. De aquí que, la apropiada selección de la estructura de la PCF, permite cambiar la dispersión muy ampliamente y preparar las fibras con las propiedades necesarias al sistema que sea de interés.

Por otra parte, la dispersión puede ser controlada ya sea, estrechando la fibra [1.7], ver la Fig.1. 6 , o exponiendo la fibra a una fuerte radiación ultravioleta UV [1.6], o incluso imprimiendo una rejilla de Bragg (FBG, Fiber Bragg Grating) en una fibra. Recientemente fue demostrado que el SC puede alcanzar más de 15 dB cerca de la resonancia de una FBG escrita en una fibra de alta no linealidad (highly nonlinear dispersion shifted fiber, HNLF) respecto del nivel de fondo (lejos de la longitud de onda de Bragg) [1.7]. Debido a que el SC puede ser generado en longitudes muy cortas (< 10 cm) de HNLF, FBGs pueden ser fácilmente grabadas a lo largo de toda la guía de onda usada para la generación del SC. Aunque la resonancia de la FBG es muy angosta (unos pocos nm), su dispersión puede dominar la dispersión la guía de onda de la fibra sobre un rango mayor a 100 nm lo que puede afectar fuertemente la generación del SC. Rejillas de Bragg grabadas en fibras ópticas no lineales abren un nuevo régimen de dispersión para mejorar la generación del SC.

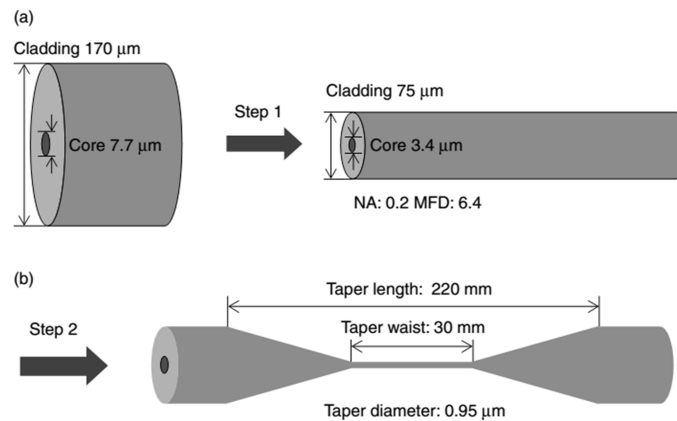


Fig.1. 6. Imágenes de la disminución del diámetro de una fibra estrechada de As_2Se_3 [1.8].

En la Fig.1. 6 en a) se muestra el paso inicial: la fibra es pre-estrechada hasta 75 μ m para hacer de la fibra una guía monomodo con el modo del campo acoplado al diámetro. en b) Paso 2: la fibra pre-estrechada es conectada a una fibra para después ser estrechada aún más hasta el régimen de las sub-micras mientras se monitorea la transmisión de potencia [1.8].

Un ejemplo de generación de SC utilizando fibra estrechada de As_2Se_3 se puede observar en la Fig.1. 7.

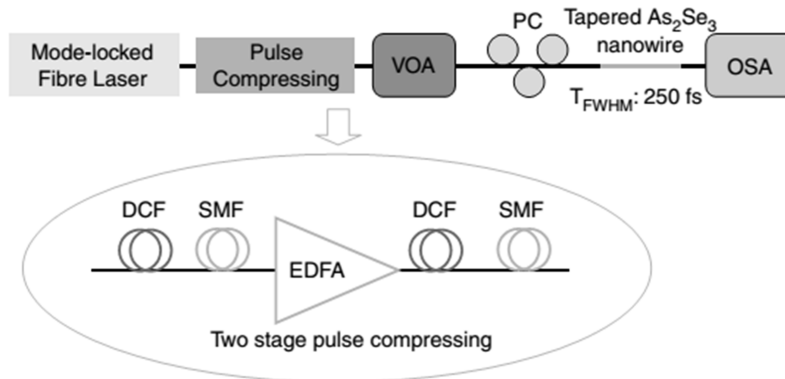


Fig.1. 7. Arreglo experimental para la generación de SC en una fibra estrechada de As_2Se_3 . En este arreglo se emplea un esquema de compresión de pulsos para ofrecer diferentes duraciones de pulsos

En el esquema de la Fig.1. 7 tiene como fuente de bombeo un láser en amarre de modos pasivos, una etapa de compresión de pulsos conformada por un amplificador de fibra dopada con Erblio, controles de polarización y como elemento no lineal el uso de la fibra estrechada de As_2Se_3 .

En los sistemas anteriormente mencionados para la generación del SC utilizan fibras especiales como son: cristal fotonico, microestructuradas o taper, existen pocos reportes en los cuales utilizan la fibra convencional para la generación del SC. El presente trabajo de tesis se utiliza fibra estándar torcida como elemento no lineal y además es un elemento que mantiene la polarización.

1.2 Fuentes del SC para diferentes aplicaciones

Como se ha mencionado anteriormente existe un gran interés en desarrollar una aplicación en particular del SC como por ejemplo en la OCT. Por lo tanto un aspecto importante en la realización de la fuente de SC es conocer los parámetros necesarios para esta aplicación en particular en el análisis de tejidos biológicos. Además de las características del SC para diferentes aplicaciones.

Los parámetros que rigen el desempeño de la OCT son básicamente dos: la resolución longitudinal, en menor medida la trasversa, y la profundidad de penetración. Estos parámetros están determinados básicamente por las características del ancho espectral y la longitud de onda central de la fuente empleada en la OCT. En la bibliografía se han reportado que existen básicamente 2 fuentes diferentes con las que se realiza OCT: 1) los Diodos Superluminescentes (SLD, superluminescent diode), y 2) fuentes bombeadas con láseres pulsados, estas fuentes son no polarizadas.

Un ejemplo de estas fuentes es la mencionada por W. Drexler et al [1.10] ver Fig.1. 8, dicha fuente es un SDL de GaAs el cual opera en una longitud de onda central de 800 nm y con un ancho espectral de 32 nm y suelen tener 10-15 μm de resolución longitudinal en tejidos. Para realizar OCT de ultra alta resolución se

emplean láseres de $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ para la generación de SC centrado en una longitud de onda de 800 nm con un ancho espectral de 350 nm . La resolución longitudinal lograda en este trabajo fue de $\sim 1 \mu\text{m}$ mientras que la resolución trasversal fue 3 μm , con un rango dinámico en 110 dB en tejido biológico [1.10]. En la Fig. 1. 8 se muestra un sistema de ultra alta resolución optimizado para alcanzar un ancho espectral de 260 nm (Full width at half máximo, FWHM) y una resolución longitudinal de 1.5 μm , y $\sim 1 \mu\text{m}$ en tejido, los anchos espectrales y resoluciones son buenas sin embargo nuevamente requieren una buena calidad de polarización del pulso SC de salida.

Posteriormente I. Hartl et al [1.11] ver Fig.1. 9, demuestra ultra alta resolución en OCT usando la generación de SC en una fibra microestructurada como fuente de luz de baja coherencia. En este sistema se desarrolló una fuente SC con un ancho espectral de 370 nm y a una longitud de onda central de 1300 nm. Para este caso la resolución longitudinal fue de 2.5 μm en aire y se alcanzó hasta $\sim 2 \mu\text{m}$ en tejido. El arreglo consta de un láser de Titanio: zafiro y aprovechando las propiedades de la alta no linealidad en fibras microestructuradas para generar un ancho de banda extremadamente continuo utilizando pulsos de baja energía en fs. Lograron una resolución de 2.5 μm a una longitud de onda central 1.3 μm y demostraron la aplicación de este sistema en tejidos biológicos.

Los sistemas anteriormente mencionados son sistemas que logran SC con anchos espectrales grandes y excelente resolución, pero la desventaja de estos sistemas es que el SC entrega una salida con polarización aleatoria. Cuando se tiene un control óptimo de polarización debido a que la mayoría de los sistemas son interferómetros permitirán un esquema de menor tamaño y un mejor ajuste de la resolución y constaste de calidad.

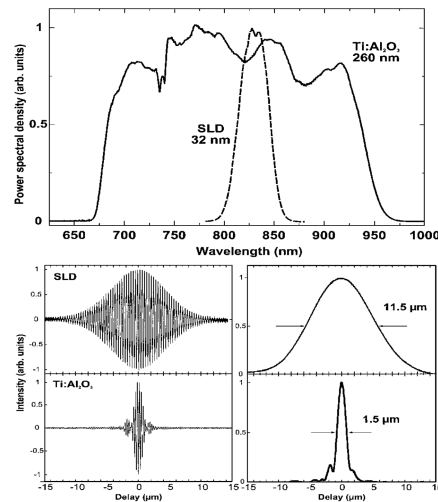


Fig. 1. 8. Espectro de salida de un láser de Titanio: zafiro frente a un Diodo superluminiscente (SLD), un ancho de banda óptico de 260 nm permite una resolución de 1.5 μm para el láser en comparación con el SLD con un ancho de banda de 32 nm que permite una resolución de 11.5 μm [1.10].

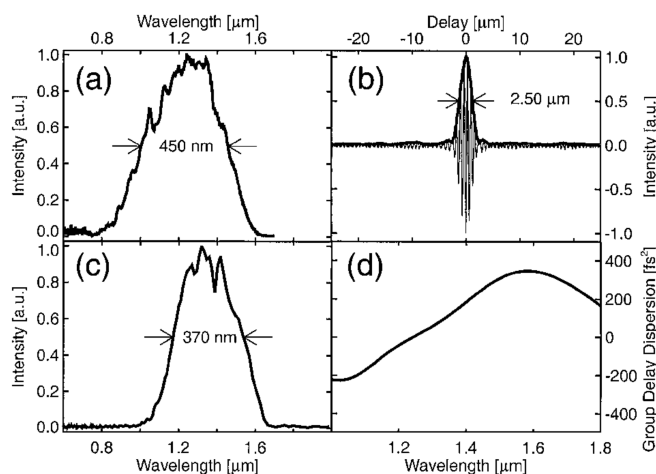


Fig.1. 9 a) Espectro típico de la fuente de luz b) franjas de interferencia usando la reflexión de un aislador. c) Espectro óptico detectado. d) ajuste de la dispersión de grupo [1.11].

En la Fig.1. 9 se puede observar el espectro de luz, con un ancho espectral de 450 nm y centrado en 1.2 μm , la señal interferométrica óptima es mostrada junto con su envolvente en la Fig.1. 9 b) teniendo una resolución de 2.5 μm FWHM.

Y finalmente Yimin Wang et al. [1.12] desarrollaron ultra alta resolución para OCT, y para el ancho de banda utilizaron una fibra de cristal fotónico y con esto obtener una resolución longitudinal alta. La resolución longitudinal obtenida fue de 1.3 μm en tejido biológico mediante el uso de una fuente de luz de 800-1400 nm.

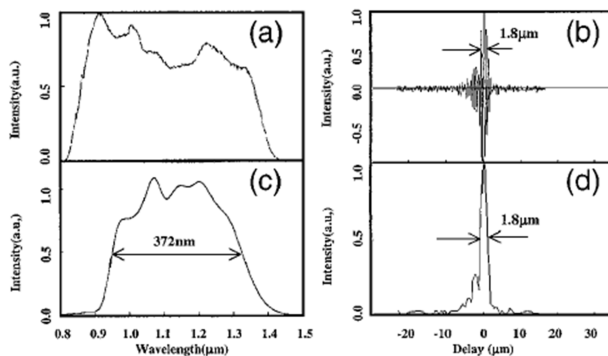


Fig.1. 10. a) Espectro de la fuente de luz con una fibra de cristal fotónico después de pasar por un filtro b) señal de interferencia en el fotodetector c) Espectro calculado por transformada de Fourier [1.2].

El espectro de salida después del paso por un filtro se muestra en la Fig.1. 10 el espectro varió de 800-1430 nm. Optimizaron el sistema para una resolución longitudinal de 1.8 μm a una longitud de onda central de 1.1 μm . La envolvente se observa en la Fig.1. 10 d) con una resolución de 1.8 μm en el tejido.

La OCT es una herramienta que se utiliza con éxito en biopsia óptica, en tejidos no transparentes, y se requiere que tenga una escala micrométrica y una profundidad de penetración de milímetros. En el rango de 800 nm y 1800 nm, el esparcimiento es el mecanismo predominante que limita la profundidad de penetración. Como el esparcimiento depende en gran medida de la longitud de onda y disminuye para longitudes de onda mayores, una mayor profundidad de penetración en tejidos no transparentes se puede lograr en 1.3 μ m que en 800 nm [1.13]. Ha sido mostrado que las longitudes de onda óptimas para formación de imágenes en los tejidos biológicos no transparentes está en el rango de 1.3-1.5 μ m [1.14]. Los recientes esfuerzos se centraron en el desarrollo de fuentes de luz con anchos espectrales más grandes en el rango de 1300 nm que permiten que la OCT tenga una resolución en escala micrométrica y una profundidad de penetración milimétrica.

1.3 Fuentes de bombeo para la generación del SC

Como se mencionó anteriormente para la generación del SC es necesario una fuente de bombeo láser, una etapa de amplificación y un medio no-lineal. A continuación se mencionaran algunas de las fuentes pulsada basada en sistemas de fibra óptica, utilizadas para la generación del SC

Un ejemplo de estas fuentes es la reportada por N. Nishizawa et al [1.15] ver Fig.1. 11, el cual utiliza un láser pulsado en amarre de modos pasivo para la generación de SC, el montaje experimental de este láser cuenta con un doble bombeo a la longitud de onda de 976 nm. como medio activo utilizan fibra de cristal fotónico altamente dopada con Erblio (HC-EDF) el esquema se muestra en la Fig.1. 11.

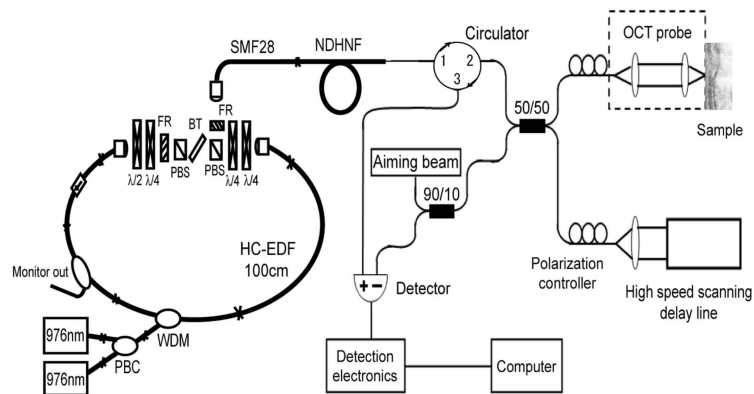


Fig.1. 11. Montaje experimental, la resolución del OCT en longitud de onda es de 1.5 μ m: formado por un combinador de polarización PBC, WDM, fibra especial que es básicamente fibra de cristal fotónico altamente dopada con Erblio HC-EDF, rotadores de polarización y una placa birrefringente [1.15].

Para generar el amarre de modos pasivo usan el método de rotación de polarización no-lineal, con elementos en aire como placas polarizadoras, y placas retardadoras. Los elementos en aire funcionan como un absorbedor saturable ya que a altas potencias la polarización comienza a rotar, los pulsos que coincidan

con la misma polarización preferencial serán transmitidos y los pulsos que no coinciden se eliminan, generando un tren de pulso. Los resultados muestran que la duración de los pulsos obtenidos es de aprox. 1.7 ps, con una razón de repetición de 51 MHz. La salida del láser es empalmada a 1.45 m de fibra SMF-28 para comprimir los pulsos de salida a un valor mínimo de 100 fs, esta salida es empalmada a fibra ND HNF para la generación del SC. El SC obtenido alcanzó un ancho de banda FWHM de 180 nm y una potencia de salida de 38 mW.

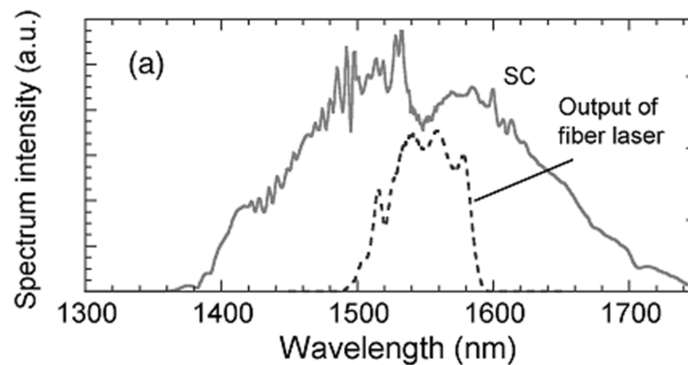


Fig.1. 12 Espectro en escala lineal, la salida del láser tiene un ancho de aproximadamente 70 nm, El ancho espectral del SC es de al menos 180 nm.

El sistema de OCT, ver Fig.1. 11 consiste en un circulador óptico y un acoplador 50/50 para optimizar la potencia acoplada de nuevo al sistema de detectores. En el brazo de referencia fue utilizado el uso de un rotador con una velocidad de barrido de 7.6 ms y una frecuencia de repetición de 1900 Hz.

Al utilizar una fuente de SC con polarización no controlada, fue necesario el uso de controladores de polarización en el brazo de muestra y en el brazo de referencia, para que la polarización de ambos brazos coincida en el interferómetro. En el presente trabajo de tesis se genera una fuente de SC polarizada, que permitirá solucionar este problema.

Mientras que en el 2004 J. W. Nicholson et al. [1.16] realizaron una fuente láser pulsada con pulsos de alta potencia, con anchos temporales del orden de picosegundos a una longitud de onda de 1550 nm. Con este sistema generaron pulsos de 34 fs a una frecuencia de repetición de 46 MHz, con potencias superiores a 400 mW. Los pulsos son generados utilizando la técnica en amarre de modo pasivo, y como medio activo fibra dopada con Erblio. La señal de salida de este láser es acoplada a un amplificador óptico de fibra dopada con erbio de alta ganancia utilizando un sistema de compresión temporal de los pulsos de entrada y salida del amplificador. Posteriormente esta señal es acoplada al medio no lineal, que en este caso consiste de una fibra óptica de alta linealidad HNLF. Ellos demostraron que la dispersión puede ser desplazada por medio de HNLF empalmada directamente a la salida del amplificador, generando así un espectro de SC con una potencia media de 400 mW y un ancho espectral de 700 nm a

FWHM. En este caso al utilizar elementos activos como fibra dopada con erbio, requirieron controladores de polarización en la entrada y salida de la fibra dopada, sin embargo la polarización no es estable.

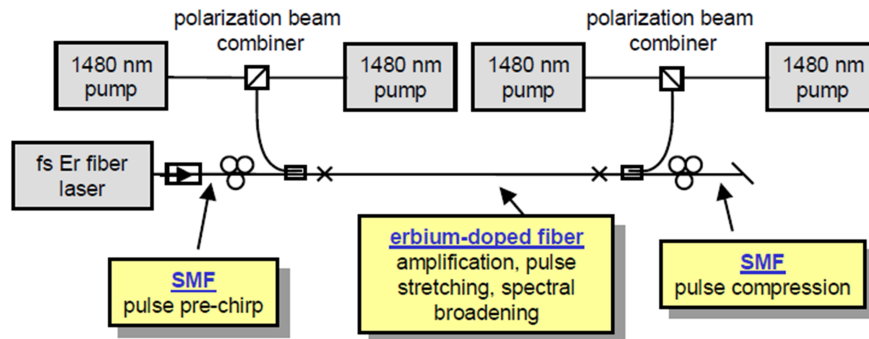


Fig. 1. 13. Esquema del láser y el amplificador implementado [1.16].

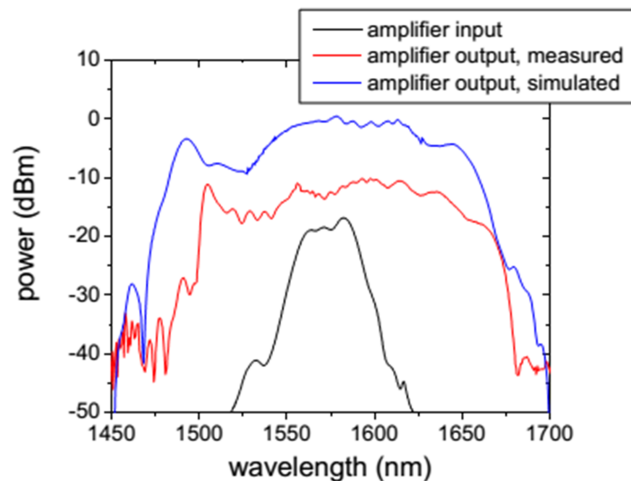


Fig.1. 14. Espectro de entrada al amplificador, y espectros de salida del amplificador la simulación y el medido [1.16]

Los trabajos anteriormente mencionados logran la obtención de pulsos angostos sin embargo la mayoría utilizan configuraciones de cavidades muy complejas, que son sistemas con elementos en aire y en fibras que pueden generar pérdidas por inserción, lo que genera muchas inestabilidades y atenuaciones muy altas, lo que produce que las señales de salida sean de baja potencia. Estudiando estos sistemas fue posible considerar sus limitaciones, es por esto que en este trabajo se realizaron fuentes de bombeo láser, con esquemas simples y que no requieren de muchos elementos ópticos. Las 3 cavidades desarrolladas que fueron utilizadas para la generación del SC, presentan grandes aportaciones: fue posible obtener anchos espectrales de SC de alrededor de 250 nm y además se implementó una cavidad láser con diferentes emisiones láser, con la cual permite obtener espectros de SC dependiendo de la emisión, además de la obtención de SC altamente polarizados.

1.4 Motivación del trabajo de tesis y Objetivos planteados

Como se mencionó anteriormente y en síntesis, se puede observar las fuentes de SC representan una importante línea de investigación científica, la generación del SC es un elemento que permite el estudio de los fenómenos no lineales, como la automodulación de fase, el mezclado de ondas, el esparcimiento estimulado entre otros. Mientras que, por otra parte, la generación de SC también es una importante fuente de aplicaciones tecnológicas y por ello resulta de interés en el presente trabajo de tesis incursionar en la implementación, desarrollo y análisis de fuentes de SC, para diferentes configuraciones láser.

En este trabajo de tesis se observó que en muchos sistemas que hacen uso del SC requerían de un control de la polarización, es por esto que se decidió, atacar esta limitante al realizar la propuesta y generación de un SC polarizado.

En el estado del arte se encontró las fuentes más utilizadas para el bombeo del SC, dichas fuentes generan una sola emisión y por lo tanto únicamente un espectro de SC. Nosotros presentamos una fuente de bombeo láser capaz de generar diferentes emisiones laser y que además es posible obtener emisión de solitones. Innovando en la generación de diferentes SC, sin la necesidad de modificar la fuente de bombeo.

1.5 Objetivo

Desarrollar una fuente de supercontinuo a través de dispositivos todo fibra.

Objetivos particulares:

- ✓ Desarrollo de una fuente láser para el bombeo del Supercontinuo
- ✓ Estudio de la viabilidad para emplear un láser todo fibra (pulsado o de emisión continua) como fuente de bombeo para la emisión del Supercontinuo.
- ✓ Estudio de efectos de polarización en generación de supercontinuo. Utilización de fibras torcidas para estabilizar polarización
- ✓ Análisis y comprensión general de los fenómenos no lineales presentes en la generación del SC

1.6 Estructura del trabajo de Tesis

En el presente trabajo de tesis se organizó en 6 capítulos, El capítulo 1, contiene la introducción, antecedentes y aplicaciones del SC. El capítulo 2 contiene las bases teóricas de los fenómenos no-lineales. El capítulo 3 está conformado por algunos principios y técnicas para realizar el amarre de modos. Los resultados alcanzados con este trabajo de tesis, se muestran en los capítulos 4, 5 y 6 donde el capítulo 4 nos hablara de las fuentes de bombeo láseres implementados para la obtención del SC. En el capítulo 5 se presenta el estudio experimental de la polarización de los solitones formada en el proceso de rompimiento de pulsos. En el capítulo 6 se presenta el uso de NOLM como un elemento capas de seleccionar solitones mas energéticos. Por último el capítulo 7 se resaltan los resultados más significativos del presente trabajo de tesis, y se sugieren algunas direcciones hacia las que podría continuar el trabajo.

1.6 Referencias

1.1 J. M. Dudley, J.R. Taylor. "Supercontinuum Generation in Optical fibers" Cambridge University Press, Pages 83,107,317, 320,353-365, 2010.

1.2 Harun S. W.; Akbari R.; Arof H.; et al. "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber using femtosecond pulses", Laser physics, Vol.21 No.7 Pages:1215-1218, 2011.

1.3 Gibson, A. P., Hebden, J. C. & Arridge, "Recent advances in digguse optical imaging", Physics in Medicine and Biology, Vol. 50, R1-R43, S.R. 2005

1.4 Boucon Anne; SylvestreThibaut; KienPhanHuy; et al. "Supercontinuum generation by nanosecond dual-pumping near the two zero-dispersion wavelengths of a photonic crystal fiber", optics communications Vol.284 No.1 Pages: 467-470, JAN 1 2011.

1.5 J. W. Nicholson, P. S. Westbrook, K. S. Feder, and A. D. Yablon, "Supercontinuum generation in ultraviolet-irradiated fibers" Optics Letters, Vol. 29, No. 20, Pages: 2363-2365 (2004).

1.6 J.W. Nicholson, P.S. Westbrook, K.S. Feder, "Localized Enhancement of Supercontinuum Generation using Fiber Bragg Gratings", CThU2 Conference on Laser & Electron-Optics (CLEO),Pages: 1891- 1893, 2005.

1.7 S.V. Smirnov, J. D. Ania-Castanon, T.J. Ellingham, S.M. Kobtsev, S. Kukarin, S.K. Turistsyn "Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications, Optical Fiber Technology, Vol. 12,Pages: 122-147, 2006.

1.8 Buczynski R.; Pysz D.; Stepień R.; et al." Supercontinuum generation in photonic crystal fibers with nanoporous core made of soft glass", Laser Physics Letters Vol.8 No.6 Pages: 443-448, Jun 2011.

- 1.9 R. Alfano and S. Shapiro, "Emission in the region 4000 to 7000 a via four-photon coupling in glass, *Phys. Rev. Lett.*, 24, 1970.
- 1.10 Drexler, U. Morger, F.X. Kartner, C. Pitris, S.A. Boppart, X. D. Li, E.P. Ippen, and J.G. Fujimoto "In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography" *Opt. Lett.* Vol. 24, 1221, 1999.
- 1.11 I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R.K. Ghanta, T.H. Ko, and J.G. Fujimoto "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber " *Opt. Lett.* Vol. 26, 608 2001.
- 1.12 Yimin Wang, Yonghua Zhao, J. S. Nelson, and Zhongping Chen "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography by broadband continuum generation from a photonic crystal fiber" *Opt. Lett.* Vol. 28, 182, 2003.
- 1.13 J.M. Schmitt, A. Knüttel, M. Yadlowsky, M.A. Eckhaus, *Phys. Med. Biol.* Vol 39,1705, 1994.
- 1.14 W. Drexler James, G. Fujimoto "Optical Coherence Tomography Technology and Applications", 73,110, 2008.
- 1.15 N. Nishizawa, Y. Chen, P. Hsiung, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto "Real-time, ultrahigh-resolution, optical coherence tomography with an all-fiber, femtosecond fiber laser continuum at 1.5 mm" *Opt. Lett.* Vol. 29,24,2846, 2004.
- 1.16 J. W. Nicholson, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. S. Feder, and M. F. Yan "High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation", *Opt. Express* Vol. 12 ,13, 4483, 2004

CAPÍTULO 2

Ecuación no lineal de Schrödinger para pulsos en fibras ópticas

En este capítulo se presentan las bases teóricas para analizar la evolución no lineal de pulsos en fibras ópticas. Tomando como base las ecuaciones de Maxwell se deriva la ecuación de propagación y la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE, nonlinear Schrödinger, por sus siglas en ingles). Esta última es fundamental para comprender la evolución de pulsos en una fibra óptica. También se presenta al solitón como solución a la NLSE.

2.1. Efectos no lineales en fibras ópticas

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

- Efectos no lineales elásticos
- Efectos no lineales inelásticos

Los efectos elásticos se caracterizan por experimentar un retardo como resultado de cambios en el índice de refracción que dependen de la intensidad. Este fenómeno es referido como efecto Kerr y es el efecto no lineal dominante en fibras ópticas [2. 1-2. 2], el cual se manifiesta en tres diferentes efectos conocidos como auto modulación de fase (SPM, self phase modulation, por sus siglas en ingles), auto modulación de fase cruzada (XPM, cross-phase modulation, por sus siglas en ingles), y mezcla de cuatro ondas (FWM, four-wave mixing, por sus siglas en ingles). Cuando una onda intensa de luz se propaga dentro de la fibra esta induce un cambio en el índice de refracción debido al efecto Kerr, y se auto induce un cambio de fase no lineal. Este es el fenómeno referido como SPM [2. 1-2. 3], el cual es responsable en conjunción con la dispersión de velocidad de grupo (GVD, group-velocity dispersion, por sus siglas en ingles) de la formación de solitones ópticos [2. 1, 2. 4, 2. 5]. Estos cambios en la fase pueden ser experimentados de manera simultánea por otras ondas coexistentes en la fibra, produciendo un fenómeno conocido como modulación de fase cruzada (XPM) [2. 1, 2. 6], en el cual los cambios en la fase dependen tanto de la onda incidente como de las ondas coexistentes en la fibra. Sin embargo, para el caso en que tres o más ondas con diferente frecuencia se propagan de manera simultánea, debido a la no linealidad Kerr, es posible generar una onda nueva cuya frecuencia está relacionada con las

frecuencias de las ondas incidentes. Este fenómeno es referido como mezcla de cuatro ondas (FWM) [2. 1, 2. 7, 2. 8]. Una característica importante de los procesos elásticos, es que la frecuencia óptica de las ondas interactuando con el medio está suficientemente lejos de las frecuencias resonantes de los electrones, por lo que estos regresan a su estado de equilibrio original y no toman energía de la onda, resultando en un proceso de dispersión elástica donde la energía se conserva.

Para valores de potencia elevados, las ondas ópticas pueden interactuar con las moléculas del sílice dentro de la fibra, produciendo procesos inelásticos tales como dispersión Raman estimulada (SRS, stimulated Raman scattering, por sus siglas en ingles) y dispersión Brillouin estimulada (SBS, stimulate Brillouin scattering, por sus siglas en ingles), donde la luz dispersada experimenta un crecimiento exponencial si la potencia excede de un cierto valor umbral. El fenómeno conocido como SRS ocurre cuando un fotón de alta frecuencia se dispersa en un fotón de baja frecuencia y un fonón óptico [2. 1, 2. 9]. Este proceso está relacionado con el tiempo de vida del fonón, y tiene un tiempo de respuesta aproximado de 30 fs [2. 10, 2. 11]. Como resultado, la SRS exhibe un espectro ancho con amplitud máxima a 13.2 THz y un ancho a la mitad del máximo FWHM, de aproximadamente 5 THz [2. 9-2. 11], el cual se extiende desde casi 0 a más de 30 THz [2. 12] y puede transferir energía de las componentes de frecuencia alta a las componentes de frecuencia baja. En el caso de onda continua o pulsos anchos, con espectros angostos, este fenómeno es utilizado para transferir energía de una longitud de onda de bombeo (λ_p) a una longitud de onda de señal (λ_s) y obtener una amplificación para λ_s . Estos dispositivos son utilizados en comunicaciones ópticas y son conocidos como amplificadores Raman [2. 12]. Para el caso de pulsos cortos, con espectros anchos, este fenómeno lleva a un desplazamiento en frecuencia conocido como autodesplazamiento en frecuencia (SFS, self-frequency shift) [2. 13, 2. 14], el cual es el efecto no lineal dominante en propagación de pulsos ultracortos. Por otra parte, las ondas ópticas también pueden interactuar de manera resonante con fonones acústicos y conllevar a la SBS [2. 1, 2. 15]. Como los fonones acústicos tienen menos energía y tiempos de vida más largos, la SBS tiene un ancho de banda angosto (~ 13 MHz) y un desplazamiento en frecuencia de ~ 10 -11 GHz con respecto a una longitud de onda de 1550 nm. Estos fenómenos no lineales han sido ampliamente estudiados y empleados en gran variedad de aplicaciones. Sin embargo, con el desarrollo de nuevas tecnologías tales como amplificadores de alta potencia, fuentes de pulsos ultracortos, y fibras de alta no linealidad (fibras de cristal fotónico) [2. 16, 2. 17, 2. 18] ha resurgido el estudio de estos fenómenos en nuevos regímenes no lineales. Por lo que, analizar la evolución no lineal de los pulsos en la fibra es un proceso fundamental para comprender el rol que estos efectos desempeñan en las nuevas aplicaciones.

2.2. Ecuación de Propagación

Como cualquier fenómeno electromagnético la propagación de campos ópticos en fibras ópticas está gobernada por las ecuaciones de Maxwell. Para un medio sin cargas libres como en una fibra óptica, estas toman la siguiente forma [2. 1],

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{B}, \quad (2.1)$$

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

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

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

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

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

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

donde ϵ_0 y μ_0 son la permitividad y la permeabilidad para el vacío, y \vec{P} es la polarización eléctrica inducida. La ecuación de onda puede derivarse tomando el rotacional de la ecuación (2.1) y usando la ecuación (2.6) para obtener:

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

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

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

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

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

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

con la polarización lineal y no lineal inducida definidas por:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt', \quad (2.10)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1), \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2), \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3, \quad (2.11)$$

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

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

Para desarrollar una ecuación de propagación tomando como base la ecuación (2.12), debemos hacer algunas consideraciones importantes en lo que respecta a la no linealidad del sistema [2. 1]:

- 1.- La polarización eléctrica inducida no lineal es pequeña y puede ser tratada como una perturbación.
- 2- El campo óptico puede mantener su polarización a lo largo de la fibra, esto permite usar una aproximación escalar.
- 3.- El campo óptico es quasi-monocromático, así que su ancho espectral $\delta\omega$ es pequeño comparado con su frecuencia central ω_0 , $\delta\omega \ll \omega_0$.

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

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

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

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

donde cc representa el complejo conjugado, \hat{x} es el vector unitario de la polarización de la luz asumiendo que es lineal a lo largo del eje x , y $E(r, t)$ es una función de variación lenta con respecto a la frecuencia portadora óptica (ω_0). A

menudo encontraremos fácil trabajar en el dominio de la frecuencia y adoptaremos la siguiente notación para la transformada de Fourier,

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

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

$$\tilde{\mathbf{P}}_L(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.17)$$

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

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

donde $:$ representa el tensor entre \mathbf{E} y $\mathbf{x}^{(3)}$. Podemos establecer la contribución no lineal de la polarización simplemente tratando al campo como una onda monocromática [0]

$$E = E \cos(\omega_0 t), \quad (2.19)$$

Entonces podemos escribir la polarización no lineal resultante como sigue

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

Se observa que la polarización inducida no lineal es oscilatoria a la frecuencia ω_0 y también al tercer armónico $3\omega_0$. Sin embargo la contribución del tercer armónico es pequeña en fibras ópticas, por lo que puede ser despreciada. Entonces P_{NL} se puede escribir de la siguiente forma

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

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

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

Debido a la dependencia de la intensidad en el término P_{NL} ($\varepsilon_{NL} \propto E(\mathbf{r}, t)^2$), la ecuación (2.12) es no lineal y por lo tanto difícil de resolver. Para resolver la ecuación de onda, tenemos que hacer la suposición de que ε_{NL} es constante. Esto es justificable a través de la aproximación de variación de envolvente lenta, de modo que P_{NL} será tratada como perturbación [0]. La ecuación de onda puede ser

reducida empleando la transformada de Fourier de la ecuación (2.12) y usando las ecuaciones (2.17)-(2.21) para obtener la siguiente expresión

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) K_0^2 \tilde{E} = 0, \quad (2.23)$$

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

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL}, \quad (2.24)$$

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

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

donde β_0 es el número de onda $A(z, \omega)$ representa una envolvente de variación lenta en función de la distancia z , y la función $F(x, y)$ representa la distribución modal. Sustituyendo esta solución en la ecuación (2.23) obtenemos las siguientes ecuaciones para $F(x, y)$ y $A(z, \omega)$:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Esta ecuación se puede resolver empleando el método de perturbación. Cuando $\Delta n = 0$, la ecuación (2.31) se reduce a una ecuación diferencial cuya solución puede expresarse en funciones de Bessel. Para una fibra con núcleo de radio a y con índice de refracción $n=n_1$, pero con valor $n=n_2$ fuera del núcleo ($\rho>a$), la solución general para la ecuación (2.31) puede escribirse como [2. 1],

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

donde J_m es una función de Bessel, N_m es una función de Neumann, y κ está representada por,

$$k = (n_1^2 k_0^2 - \beta)^{1/2}, \quad (2.33)$$

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

Por otra parte, la ecuación (2.27) describe la propagación del campo óptico dentro de una fibra, y puede ser reducida utilizando $\beta^2 - \beta_0^2 = (\beta - \beta_0)(\beta + \beta_0) \approx 2\beta_0(\beta - \beta_0)$. Esto es válido escogiendo el eigenvalor β cercano al valor de β_0 . Además, $\beta(\omega)$ puede escribirse como:

$$\beta(\omega) = \beta_0(\omega) + \Delta\beta, \quad (2.34)$$

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

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

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

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

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

2.2.1 Dispersión

La dispersión en la fibra está representada en la ecuación (2.36) por el número de onda $\beta(\omega)$, el cual es un término que depende de los componentes de frecuencia del pulso. De tal forma que si $\beta(\omega)$ se expande en series de Taylor alrededor de la frecuencia central ω_0 tenemos,

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

Con

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

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

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

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

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

donde la dispersión de primer orden β_1 define la velocidad de grupo V_g del pulso y la dispersión de segundo orden β_2 es conocida como dispersión de velocidad de grupo (parámetro GVD), el cual puede causar un ensanchamiento del pulso debido a que los diferentes componentes espectrales experimentaran diferentes velocidades de grupo.

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

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

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

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

En un medio dispersivo el pulso usualmente no mantiene su forma y esto es un factor perjudicial en diferentes aplicaciones. Como resultado del ensanchamiento su intensidad se degrada y puede interferir con pulsos adyacentes que se

copropagan en la fibra. Una manera general para definir la dispersión del pulso es mediante la longitud de dispersión L_D definida por $L_D = T_0^2/\beta_2$, en la cual un pulso gaussiano se ensancha un factor de $\sqrt{2}$.

2.2.2. Pérdidas

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

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

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

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

Las pérdidas en la fibra son un problema muy importante debido a la pérdida de potencia conforme el pulso se propaga en la fibra. En la Fig. 2.2 se muestra como la adición de las pérdidas puede degradar considerablemente la calidad del pulso en la fibra. Los parámetros son los mismos utilizados en la simulación anterior, simplemente introducimos el coeficiente de atenuación $\alpha=0.2$ dB/km.

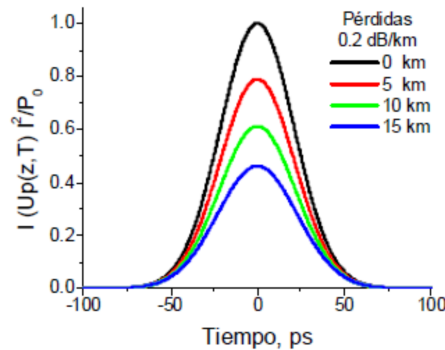


Fig.2. 1. Degradación del pulso debido a la dispersión y pérdidas de la fibra, $\alpha=0.2$ dB/km.

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

2.2.3. La ecuación no lineal de Schrödinger

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

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

donde el coeficiente no lineal γ está definido por A_{eff}

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

y el área efectiva está definida por

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

Por si misma, la no linealidad produce una auto modulación de fase conocida como SPM, la cual es producida por la dependencia en intensidad del índice de refracción generando una fase no lineal dependiente del tiempo, esta a su vez genera un chirp (un cambio instantáneo de la frecuencia óptica alrededor de su valor central ω_0), de tal manera que la SPM induce un chirp que puede causar ensanchamiento espectral y una compresión en el pulso.

2.3. Auto modulación de Fase (SPM)

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

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

Donde la longitud LNL está definida mediante la relación $L_{\text{NL}} = L_{\text{NL}} = (\gamma P_0)^{-1}$ donde P_0 es la potencia pico del pulso. La ecuación (2.48) se puede resolver sustituyendo $U = V \exp(i\varphi_{\text{NL}})$ e igualando la parte imaginaria y la parte real tal que,

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

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

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

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

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

donde L_{eff} es la longitud efectiva definida por

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

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

$$\varphi_{max} = L_{eff}/L_{NL}, \quad (2.53)$$

El significado físico de la longitud no lineal L_{NL} se puede comprender a partir de la ecuación (2.53), donde se observa que la L_{NL} corresponde a la longitud necesaria para inducir un cambio de fase no lineal igual a 1 radian, $\varphi_{max} = 1 \text{ rad}$. La dependencia de la fase no lineal con respecto al tiempo induce una variación en la frecuencia instantánea, comúnmente referida como chirp [2. 20]. Esto implica que nuevos componentes de frecuencia son generados y como resultado el pulso sufre un ensanchamiento espectral.

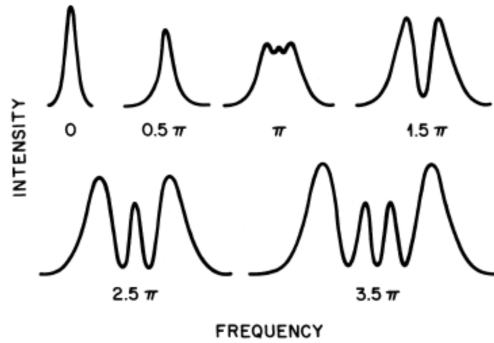


Fig.2. 2. Ensanchamiento espectral debido a la SPM. El ensanchamiento corresponde a cambios de fase no lineal de $0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi, 2.5\pi, 3.5\pi$.

2.4. Solitones ópticos

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

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

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

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

donde N es el orden del solitón (también conocido como número de solitón) definido por,

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

La ecuación (2.56) puede ser resuelta usando el método de dispersión inversa (inverse scattering method) [2. 21, 2. 22] el cual consiste en seleccionar un problema adecuado de dispersión cuyo potencial es la solución buscada. El campo propagado es reconstruido de los datos de la dispersión y la solución correspondiente a $N=1$ corresponde a un solitón fundamental, la cual puede expresarse como,

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

Como podemos observar de la ecuación (2.57), cuando $N=1$, la longitud de dispersión L_D es exactamente iguala a la longitud no lineal L_{NL} , indicando que la solución existe cuando la no linealidad en la fibra balancea exactamente a la dispersión. Esto se puede entender si consideramos que el pulso se ensancha debido a la GVD y se comprime debido a la SPM.

2.5. Inestabilidad de Modulación (MI)

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

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

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

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

donde $A(z,T)$ representa la envolvente del pulso, z es la distancia física, β_2 representa al parámetro GVD, T es el tiempo en un marco retardado, y γ representa al coeficiente no lineal. Para el caso de onda continua la amplitud es independiente del tiempo, de manera que la ecuación (2.59) debe ser resuelta considerando una envolvente independiente del tiempo. Para esta situación obtenemos la siguiente solución para un campo en estado estable

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

donde P_0 es la potencia incidente y $\varphi_{NL} = \gamma P_0 z$ es la fase no lineal inducida por la SPM. La ecuación (2.60) predice que el haz incidente se propagará sin cambios en amplitud a lo largo de la fibra, excepto que adquirirá una fase no lineal que depende de la potencia. Para comprobar si la solución de (2.59) es estable incluso con perturbaciones, es necesario introducir una perturbación (a) mucho menor a P_0 , de tal manera que

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

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

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

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

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

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

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

donde $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ dependiendo del signo de β_2 y Ω_c es la frecuencia crítica definida mediante la siguiente expresión

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

Analizando las ecuaciones (2.63)-(2.65) podemos notar que la estabilidad del haz incidente está comprometida en relación a la frecuencia Ω_c y al régimen de dispersión que experimenta el haz en la fibra. En el caso de GVD normal ($\beta_2 > 0$), el vector de onda K es real para todo valor de Ω , y el estado del haz se mantiene estable aún bajo la presencia de perturbaciones. En contraste, para la región de dispersión anómala ($\beta_2 < 0$), K toma un valor imaginario para valores de $|\Omega| < \Omega_c$, y la perturbación $a(z, T)$ tiende a crecer exponencialmente conforme z se incrementa, ver ecuación (2.63). Como resultado, el haz incidente es inestable durante su propagación. Esta inestabilidad es conocida como inestabilidad de modulación debido a que se manifiesta como una modulación temporal en amplitud a la frecuencia Ω , la cual puede conllevar a la ruptura temporal del pulso y a la formación de un tren de pulsos ultracortos. Analizando la ecuación (2.64), podemos notar que la amplificación no ocurre para cualquier frecuencia, sino que la amplificación espectral está condicionada para frecuencias que cumplan la condición $|\Omega| < \Omega_c$. Para estas frecuencias podemos obtener la ganancia en potencia ajustando $g(\Omega) = 2\text{Im}(K)$, donde el factor 2 convierte a g en ganancia de potencia. Así, la ganancia espectral queda expresada mediante la siguiente ecuación

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

La frecuencia a la cual la ganancia es máxima la podemos obtener a partir de la ecuación (2.66), de donde obtenemos

$$\Omega_{max} = \pm \frac{\Omega_c^2}{\sqrt{2}} = \pm \left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (2.66)$$

con una ganancia máxima

$$g_{max} = g(\Omega_{max}) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_c^2 = 2\gamma P_0 \quad (2.66)$$

Por lo tanto, podemos esperar que la MI conlleve a una modulación en amplitud a la frecuencia Ω_{max} , la cual estará en función de la potencia y de los parámetros del medio. Espectralmente esta modulación se manifiesta como la aparición de dos lóbulos laterales localizados simétricamente a la frecuencia $\pm \Omega_{max}$, uno a cada lado de la frecuencia central ω_0 .

2.6 Dispersión Raman (IR)

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

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

$$\chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi^{(3)} R(t-t_1)\delta(t-t_2)\delta(t-t_3) \quad (2.67)$$

donde $R(t-t_1)$ es la respuesta de la función no lineal normalizada. Sustituyendo esta forma para $\chi^{(3)}$ en la ecuación (2.11) y llevando a cabo las integrales sobre las funciones deltas, podemos escribir la polarización no lineal de la siguiente forma

$$P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E(r, t) \int_{-\infty}^t R(t - t_1) |E(r, t_1)|^2 dt \quad (2.68)$$

donde asumimos que los vectores del campo eléctrico y la polarización inducida apuntan hacia la misma dirección. El límite superior de la integral se extiende solo hasta t , debido a que la función de respuesta $R(t-t_1)$ debe ser cero para $t_1 > t$ y asegurar causalidad. Usando la ecuación (2.68) podemos reescribir la ecuación (2.23) como

$$\nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega) k_0^2 \tilde{E} = -ik_0 \alpha + \chi^{(3)} k_0^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{R}(\omega - \omega_1) \quad (2.69)$$

donde $R(\omega)$ es la transformada de Fourier de $R(t)$. Como hicimos anteriormente, podemos tratar a los términos en el lado derecho de la ecuación (2.69) como una pequeña perturbación y obtener la distribución modal por el mismo método usado en el la NLSE. Usando el análisis de variación de envolvente lenta $A(z, t)$ podemos obtener la siguiente ecuación para pulsos ultracortos dentro de la fibra.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \\ = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right), \end{aligned} \quad (2.70)$$

donde γ es el parámetro no lineal y ω_0 es la frecuencia central del espectro del pulso. La derivada del tiempo que aparece en el lado derecho de la ecuación (2.72) incluye el efecto de self-steepening y la IRS. La función de respuesta $R(t)$ debe incluir tanto las contribuciones electrónica y vibracional del medio. Asumiendo que la contribución electrónica es prácticamente instantánea, la forma funcional de la $R(t)$ puede ser escrita como [10,11]

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (2.71)$$

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

$$|A(z, t - t')|^2 \approx |A(z, t')|^2 - t' \frac{\partial}{\partial t} |A(z, t)|^2 \quad (2.72)$$

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

$$T_R = \int_{-\infty}^{\infty} th_R(t) dt \quad (2.73)$$

De aquí que

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t'} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t'} \right), \quad (2.74)$$

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

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t'} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t'} \right), \quad (2.75)$$

El término proporcional a ω_0^{-1} es responsable de self-steepening y su contribución es importante para pulsos con duración de algunos femtosegundos, el término proporcional a T_R es el responsable de la IR.

En este capítulo se mencionaron alguno de los fenómenos no lineales implícitos en la generación del SC. Sin embargo estos fenómenos también estuvieron implícitos en la etapa de cavidades láser, un fenómeno no-lineal utilizado en al menos las dos últimas cavidades es el de rotación de polarización no-lineal para realizar el amarre de modos, formación de solitones este último fue un fenómeno observado para la tercera cavidad laser, que permite diferentes emisiones láser.

2.6 Referencias

2. 1 G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 3a ed. (Academic, San Diego, CA, 2001).
2. 2 R. W. Boyd, Nonlinear Optics, 2a ed. (Academic, San Diego, CA, 2003).
2. 3 R. H. Stolen, C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers," Phys. Rev. A 17, 1448-1453 (1978).
2. 4 Hasegawa, F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," Appl. Phys. Lett. Vol. 23, 142 (1973).
2. 5 L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, "Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers," Phys. Rev. Lett. Vol 45, 1095-1098 (1980).
2. 6 M. N. Islam, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, H. T. Shang, "Cross-phase modulation in optical fibers," Opt. Lett. Vol. 12, 625-627 (1987).
2. 7 R. H. Stolen, "Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides," IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 100-103 (1975).

2. 8 R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, "Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-18, 1062-1072 (1982).
2. 9 R. H. Stolen, E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 22, 276 (1973).
2. 10 R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 1159-1166 (1989).
2. 11 K. J. Blow, D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 25, 2665-2673 (1989).
2. 12 C. Headley, G. P. Agrawal, *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*, 1a ed. Academic Press, San Diego, CA, 2005.
2. 13 F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* Vol. 11, 659-661, 1987.
2. 14 J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* Vol. 11, 662-664, 1986.
2. 15 E. P. Ippen, R. H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 21, 539, 1972.
2. 16 J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russel, D. M. Atkin, "All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* Vol 21, 1547-1549, 1996.
2. 17 B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, A. Hale, "Microstructured optical fiber devices," *Opt. Express* Vol. 9, 698-713 2001.
2. 18 P. St. J. Russell, "Photonic-crystal fibers," *J. Lightwave Technol.* Vol. 24, 4729-4749, 2006.
2. 19 G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, 3a ed. (John Wiley & sons, New York, NY, 2002).
2. 20 R. H. Stolen, C. Lin. "Self-phase modulation in silica optical fibers," *Phys. Rev. A* 17, 1448-1453 (1978).
2. 21 M. J. Ablowitz, H. Segur, *Solitons and the inverse scattering transform*, 1a ed. (Studies in applied mathematics, Philadelphia, PA, 1981).
2. 22 L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, *Solitons in Optical Fibers Fundamentals and Applications*, 1a ed. (Academic press, San Diego, CA, 2006).

CAPÍTULO 3

Principio y análisis de Láseres de Amarre de modos en fibra óptica

Los láseres para su estudio se pueden clasificar en dos tipos en emisión continua y en emisión pulsada. Para láseres pulsados encontramos dos configuraciones muy utilizadas que son las de Q-switch y amarre de modos. En amarre de modos es posible, amarre de modos pasivos y amarre de modos activo. En el presente capítulo nos enfocaremos en el funcionamiento del amarre de modos pasivo y las técnicas con las cuales es posible amarrar lo modos.

3.1 Principio de amarre de modos

La estructura genérica del láser de fibra en una cavidad de anillo puede oscilar en un número de frecuencias resonantes cuyo espaciamiento es igual a la frecuencia fundamental de la cavidad:

$$\omega_i - \omega_{i-1} = \frac{2\pi c}{Ln} = \omega_R \quad (3.23)$$

Donde L es la longitud de la cavidad, n es el índice de refracción de la fibra, c es la velocidad de la luz en el vacío.

El campo a la salida es la suma de todos los modos oscilantes propuestos como

$$e(t) = \sum_n E_n e^{j[(\omega_0 + n\omega_R)t + \Phi_n]} \quad (3.24)$$

Donde ω_0 es la frecuencia de oscilación de referencia, E_n y Φ_n son la amplitud y la fase de los n -ésimos modos.

Cuando el láser está en el estado de oscilación libre, E_n y Φ_n pueden tomar cualquier valor sin estar unido a la generación de una fuente de onda continua (CW). En la Fig.3. 1 Se muestran 5 campos eléctricos de 5 modos con fase aleatoria, para este caso no existe el amarre de modos y en b) se puede observar la potencia total de estos 5 campos, como la fase es aleatoria, la potencia de la señal total se distribuye de forma aleatoria.

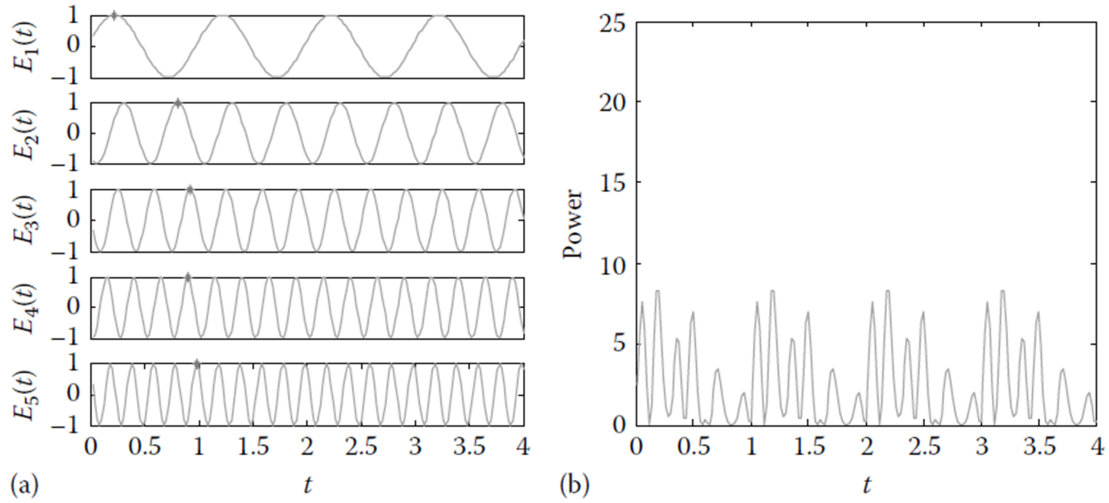


Fig.3. 1. a) Grafica de las amplitudes de campo eléctrico de cinco modos individuales cuyas fases se encuentran distribuidas al azar y b) potencia de la señal total de un láser multi-modo longitudinal.

Por otra parte, cuando los modos se ven obligados a amarrarse juntos, significa que los N modos están en fase o con fases diferentes en un número múltiple de 2π y Φn serán constantes como se observa en la Fig.3. 2. El caso más simple es cuando $E_n=1$ y $\Phi n=0$. Usando la ecuación (3. 24) se tiene que

$$e(t) = \cos\omega_0 t \frac{\sin(N\omega_R t/2)}{\sin(\omega_R t/2)} \quad (3. 25)$$

Esta es una oscilación a la frecuencia ω_0 modulada por una función Sinc

$$f(t) = \frac{\sin(N\omega_R t/2)}{\sin(\omega_R t/2)} \quad (3. 26)$$

La potencia media está dada por:

$$P(t) \propto \frac{\sin^2(N\omega_R t/2)}{\sin^2(\omega_R t/2)} \quad (3. 27)$$

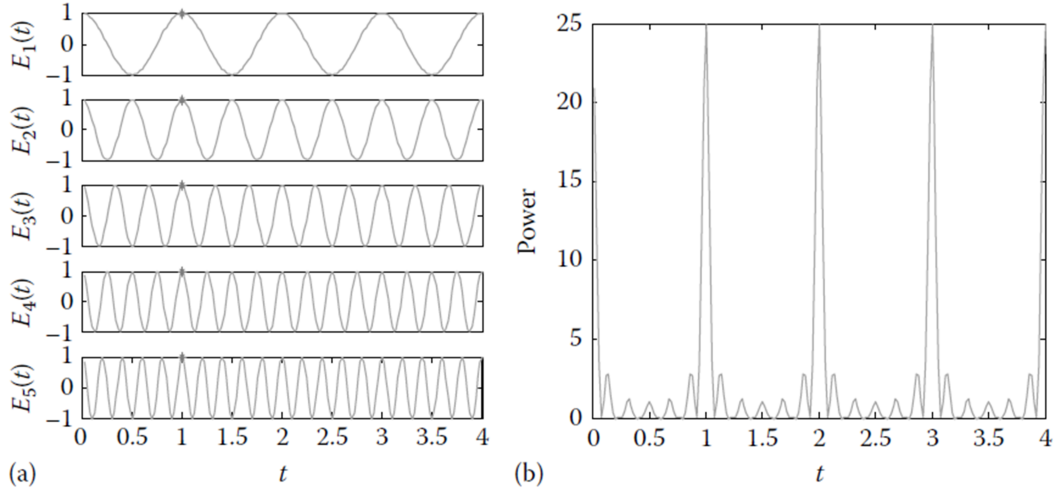


Fig.3. 2. (a) Amplitud del campo eléctrico de cinco modos individuales en fase y (b) Potencia total de un tren de pulsos periódica.

Esto representa un tren periódico de pulsos que tiene las siguientes propiedades, (1) el pulso tiene un periodo de $T=2\pi/\omega_R$; (2) la potencia pico es N veces la potencia media; (3) la amplitud pico del campo es N veces la amplitud del modo; (4) el ancho del pulso, definido desde el tiempo del pico al primer cero, es $\tau=T/N$, y se acorta a medida que aumenta N .

3.2 Técnica de amarre de modos

Existen varias técnicas para realizar amarre de modos y estas se dividen en dos clasificaciones: amarre de modos pasivo y amarre de modos activo. En el amarre de modo pasivo se utilizan elementos, como absorbedores saturables para amarrar los modos, Y en el amarre de modos activos es utilizado un elemento óptico que requiere de una señal eléctrica externa, como es el uso de moduladores de fase para amarrar los pulsos.

3.2.1 Amarre de modos Pasivo.

La técnica de amarre de modos pasivos se refiere a que no existe ninguna señal de radiofrecuencia externa para amarrar los pulsos. Los pulsos en este caso se forman pasivamente a través de la estructura interna del láser, que ofrece más ventajas (es decir menos pérdidas y ganancias altas) para indicar si se desplaza en la forma de impulso o en onda continua CW. La forma más simple es insertar un absorbedor saturable en la cavidad, como se muestra en la Fig.3. 3. El absorbedor saturable es un componente óptico no lineal cuyo coeficiente de absorción disminuye cuando aumenta la intensidad óptica. Así, el tren de pulsos con una intensidad pico alta pasaría a través del absorbedor con pérdidas mucho menores en comparación a la de un láser CW con varios modos como la energía disponible

concentrada en pulsos periódicos, por lo tanto el tren de pulsos se formaría dentro de la cavidad.

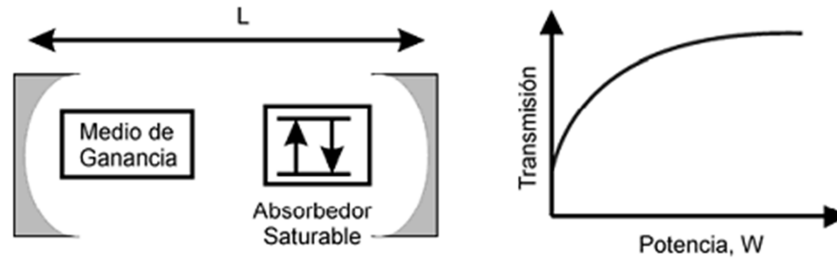


Fig.3. 3. Ejemplo de un esquema de un láser de amarre de modos pasivo, el cual dentro de la cavidad cuenta con un absorbedor saturable.

El absorbedor saturable se puede formar utilizando varias técnicas. Para láseres de fibra óptica existen dos técnicas, una es con el uso de un NOLM y la segunda por medio de rotación de la polarización no-lineal (NPR). En el presente trabajo utilizamos rotación de polarización no-lineal. un ejemplo de una cavidad de amarre de modos por NPR se muestra en la figura Fig.3. 4.

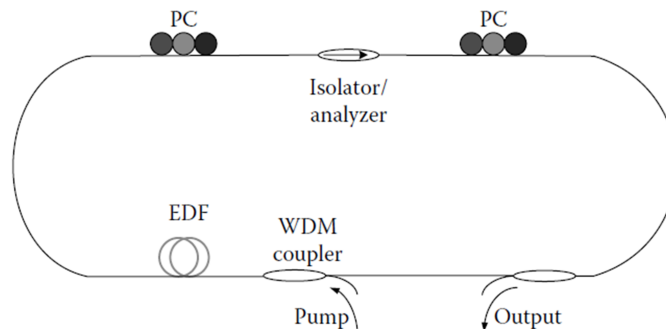


Fig.3. 4. Esquema de un láser de amarre de modos, utilizando la técnica de rotación de la polarización no-lineal.

En este sistema, el absorbedor saturable está conformado con una fibra y un polarizador, un desplazamiento de fase no lineal se impone a la señal con alta potencia pico y por lo tanto su estado de polarización gira para alinearse con el eje del polarizador que será considerado de referencia. La señal pasa así a través del eje de referencia con mínimas pérdidas. Por otro lado la señal de CW que tiene una potencia media experimenta cero desplazamientos de fase no lineal y por lo tanto su estado de polarización no se gira para alinearse con el eje del analizador, es bloqueado entonces por el eje de referencia polarizador. Por lo tanto pulsos con alta potencia pico se forman en la cavidad en lugar de CW con una potencia media. La operación de láseres en base a NPR requiere de un ajuste fino de la polarización. Por esta razón las configuraciones de los láseres siempre incluyen controles de polarización.

Un láser de amarre de modos pasivo tiene el potencial de producir un pulso láser corto, hasta de femtosegundos. El pulso más corto generado en la ventana de las

comunicaciones hasta la fecha es de 5fs [3.1, 3.2]. Sin embargo, varios pulsos pueden formarse dentro de un periodo y el espaciamento entre dos pulsos se varía de pulso a pulso ya que no hay control de mecanismo para obligar a los pulsos a estar igualmente espaciados. Esta es la desventaja que hace al amarre de modos pasivo no apto para la alta velocidad de transmisión de los sistemas ópticos, en los que se requiere una sincronización exacta de pulso a pulso.

3.2.2 Principio de Amarre de modos activo.

En el amarre de modos activo, este proceso puede ser inducido tanto por modulación de amplitud (AM), como por modulación de fase (FM). Cuando la amplitud está modulada por una señal externa de RF con una frecuencia f_M , la oscilación en el modo de frecuencia óptica f_0 da su energía a las dos bandas situadas en f_0+f_M y f_0-f_M como se muestra en la Fig.3. 5. Si la frecuencia de modulación f_M se elige de manera que $f_M=f_R$. Las bandas laterales son coincidentes con los modos adyacentes del láser y por lo tanto la energía de la i -ésimo modo se transfiere a sus modos adyacente ($i+1$) y ($i-1$). En otras palabras la energía de los modos en el láser es transferida de uno a otro. Esto hace que los modos se amarren en fase y por lo tanto generar un tren de pulsos.

En el amarre de modos activo (MLL), el amarre de modos se induce mediante la modulación de la ganancia o pérdida de la cavidad con una señal externa a la frecuencia fundamental f_R . Un método común de amarre de modos activo es la colocación de un modulador acusto-óptico (AOM) en la cavidad, como se muestra en la Fig.3. 6. Este es el primer método usado en el experimento para observar el amarre de modos de un láser de HeNe [3.3].

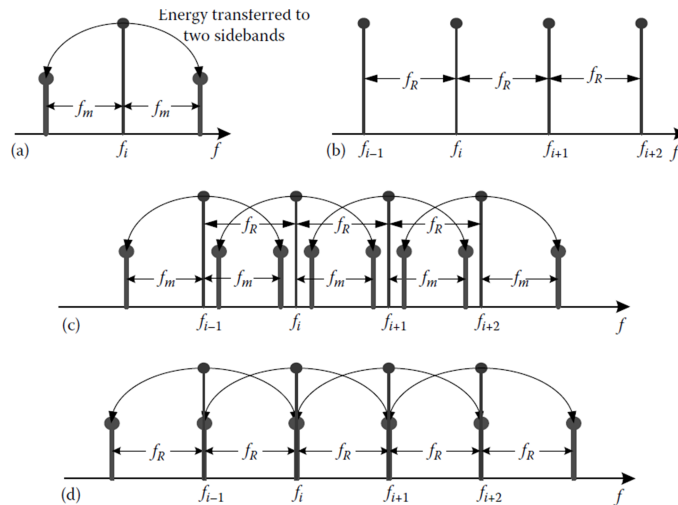


Fig.3. 5. Amarre de modos activo por medio de modulación: a) energía transferida a dos bandas laterales, b) Oscilación de los modos en la cavidad

con una frecuencia fundamental f_R , c) distribución de energía cuando la modulación de los modos oscila con una frecuencia f_M y d) transferencia de energía entre los modos cuando $f_M=f_R$.

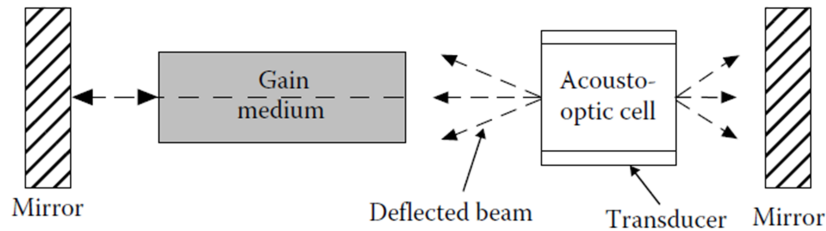


Fig.3. 6. Amarre de modos activo con una modulador acusto óptico dentro de la cavidad

El AOM se utiliza para desviar la energía de la luz desde la cavidad mediante la variación del índice de refracción del medio en una onda estacionaria. Por lo tanto, el haz no desviado es de amplitud modulada. El modulador de fase es ampliamente utilizado en varios arreglos de amarre de modos ya que ofrece una pérdida de inserción muy baja [3.4-3.8]. Sin embargo, la frecuencia de funcionamiento del AOM es limitada por debajo de la frecuencia del pulso necesario para los sistemas de comunicación, típicamente, desde unos pocos cientos de MHz a 1 GHz dependiendo de la velocidad acústica del material.

Debido al limitado ancho de banda del AOM [3.9-3.11] normalmente son sustituidos por un modulador de intensidad o de fase LiNbO_3 , cuyo ancho de banda puede alcanzar hasta 40 GHz o más en la tasa de repetición activa. Además, las cavidades todo fibra son utilizadas en los láseres, ya que presentan grandes ventajas, además la intensidad óptica es alta en una pequeña sección transversal de la fibra que permite obtener efectos no-lineales, pulsos cortos y con potencias de bombeo bajas.

Otro método de amarre de modos es el de modular la ganancia de la amplificación. En estos experimentos, la ganancia del semiconductor amplificador es modulada por una señal de modulación externa. Las ondas de luz por lo tanto, experimentan una ganancia periódica y forman los pulsos en la cavidad. Un láser semiconductor tiene el potencial de generar pulsos muy cortos debido a su espectro amplio de ganancia.

3.3 Amarre de modos activo en láseres de fibra

3.3.1 Principio de operación del amarre de modos activo en fibra óptica

La Fig.3. 7 muestra el diagrama esquemático de un láser de amarre de modos activo en fibra. El láser tiene una configuración de anillo que incorpora un aislador unidireccional y una fibra dopada con Erblio (EDFA) que es utilizada para dar la ganancia de la onda de luz que viaja en el anillo. La longitud de onda de lazo se selecciona mediante el uso de un filtro pasa banda óptico (BPF). El

amarre de modos se obtiene mediante la inserción en el anillo de un modulador de intensidad Mach-Zender que modula periódicamente la pérdida de las ondas de luz que viajan por todo el anillo. Un controlador de polarización es empleado también para maximizar el acoplamiento de la onda de luz guiada por la fibra óptica al modulador. El tren de pulsos es observado por medio de un acoplador de fibra óptica 90:10.

La frecuencia fundamental del anillo es

$$f_R = \frac{c}{nL} \quad (3.6)$$

Dónde:

n es el índice de refracción de la fibra monomodo

$c=3 \times 10^8 \text{ m/s}$ que es la velocidad de la luz en el vacío

L es la longitud total del anillo o lazo.

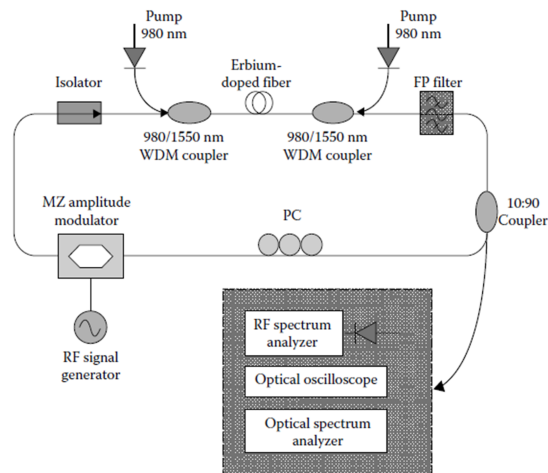


Fig.3. 7. Diagrama esquemático de un láser de amarre de modos activo en fibra.

Puesto que la longitud total L del anillo suele ser muy largo, desde unos pocos metros a cientos de metros, la frecuencia fundamental f_R es baja y por lo tanto la tasa de repetición del tren de pulsos de salida es baja. Para aumentar la tasa de repetición, son usados los armónicos para el amarre de modos. Para el amarre de modos activo en fibra óptica, el modulador es impulsado por una señal con una frecuencia igual a un orden superior de armónicos de la frecuencia fundamental. Con esta disposición, el láser está en amarre de modos a la frecuencia de modulación, que puede ser de hasta unas pocas decenas de Gigahertz, en lugar de

la baja frecuencia fundamental f_R , dependiendo del ancho de banda del modulador óptico.

En las cavidades láser utilizadas en el presente trabajo de tesis, se realizó amarre de modos por medio de rotación de polarización no lineal, así como amarre de modos pasivos utilizando como arranque un modulador de fase. La mayoría de las cavidades son en configuración de anillo.

3.3.2 Amarre de modos activo, con el uso de un modular de fase

Los láseres de amarre de modos se pueden clasificar en dos tipos comunes en términos del medio de ganancia: amarre de modo en láser de estado sólido y amarre de modos activo en láseres de fibra (MLFLs). Aunque el amarre de modos del láser de estado sólido tiene una alta fiabilidad y estabilidad a largo plazo, estos láseres todavía requieren que en el laboratorio tenga una gran estabilidad como el medio ambiente y alto consumo de energía, ya que estos son voluminosos y no muy adaptables con los sistemas de comunicación por fibra. Por lo tanto, los MLFLs se han convertido en una atractiva fuente óptica para sistemas de comunicación en fibra óptica por su sencillez y su ancho de banda amplio. Las aplicaciones en el campo de las telecomunicaciones han impulsado la evolución de este tipo de láser, sin embargo, en la actualidad se han desarrollado también por la variedad de aplicaciones tales como la tomografía óptica coherente y la generación de Terahertz.

El amarre de modos de un láser se refiere a la relación de fase entre los modos longitudinales de una cavidad. Tradicionalmente, los mecanismos existentes para MLFLs cae en dos clases: pasivo y activos. En MLFLs el amarre de modos se basa en la explotación de un efecto óptico en un material sin intervención de alguna variable en el tiempo, tales efectos podrían ser la absorción saturada y efecto Kerr. Por el contrario en el MLFLs activo el amarre de modos se da con ayuda de dispositivos externos como moduladores de amplitud (AM) o moduladores de fase (PM). Estos dos métodos de amarre de modos tienen aplicaciones diferentes, los pasivos pueden producir pulsos ultracortos con energía de pulso alto, pero su tasa de repetición de los pulsos no es suficiente para los sistemas de comunicación de alta velocidad. El procesamiento de la señal óptica y de los sistemas de transmisión basados en solitones como pulsos cortos preferentemente utilizan los MLFLs activos con tasa de repetición alta y estable del orden de Gigabytes por segundo.

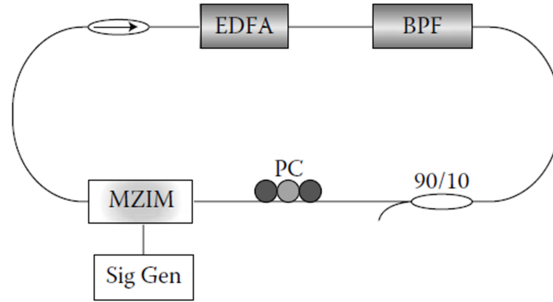


Fig.3. 8. Diagrama esquemático de un MLFLs

La estructura de un láser de amarre de modos de fase es similar al de amplitud (ver Fig.3. 8) pero se reemplaza el modulador de amplitud por el de fase. Un modulador de fase óptico es usualmente una guía óptica integrada con un par de electrodos que son colocados a través de su trayectoria de propagación. Una tensión aplicada crea un campo eléctrico a través de la sección de la guía de ondas, lo que induce un cambio del índice de refracción de la guía de onda, debido al efecto electro óptico. El cambio inducido del índice de refracción disminuye y cambia la fase de la guía de onda.

En las cavidades láser utilizadas en el presente trabajo de tesis, se realizó amarre de modos por medio de rotación de polarización no lineal, así como amarre de modos pasivos utilizando como arranque un modulador de fase. Las configuraciones láser realizadas son de configuración de anillo, y en amarre de modos pasivo.

3.4 Principio de amarre de modos por medio de la rotación de polarización no-lineal

En fibras ópticas, debido a su proceso de fabricación tienen birrefringencia modal, (el índice de refracción en el eje x, y son diferentes) Donde $B_m = |n_x - n_y|$ nos da el grado de birrefringencia. Si la luz se tiene una orientación con el eje de polarización x (o y), la birrefringencia hará que la polarización de la luz gire a lo largo de la dirección de transmisión de la fibra.

Si la intensidad de la luz que se propaga dentro de la fibra es alta, la no-linealidad de la fibra también desempeñara un papel importante en la rotación de la polarización, esta rotación de la polarización no lineal puede ser entendida considerando las siguientes ecuaciones.

$$\frac{dA_x}{dz} + \frac{\alpha}{2}A_x = i\gamma \left(|A_x|^2 + 2|A_y|^2 \right) A_x \quad (3.6)$$

$$\frac{dA_y}{dz} + \frac{\alpha}{2}A_y = i\gamma \left(|A_y|^2 + 2|A_x|^2 \right) A_y \quad (3.7)$$

donde A_x , A_y provienen de la variación de la envolvente lenta de los campos eléctricos en los ejes lento y rápido de la fibra respectivamente, α es el coeficiente de atenuación, γ es el coeficiente no lineal de la fibra.

Resolviendo la ecuación, se puede obtener la fase

$$\Delta\phi_{NL} = (\gamma PL_{eff}/3)\cos(2\theta), \quad (3.8)$$

donde θ es el ángulo entre el eje lento (eje x) y rápido de la fibra y la dirección de polarización de luz, P es la potencia de la luz, y L_{eff} es la longitud efectiva de la fibra. Con esta expresión sabemos que para una distancia dada y la entrada de polarización de la luz, la polarización de salida depende de la potencia de la luz.

El amarre de modos se puede explicar a partir de la cavidad mostrada en la Fig.3.9, El aislador polarizador colocado entre los 2 controles de polarización, actúa como un elemento de amarre de modos, tiene la función de un aislador y un polarizador de tal manera que luz que sale del aislador es linealmente polarizada. Considerando un pulso linealmente polarizado en la salida del aislador, el control de polarización colocado después del polarizador cambiara el estado de polarización a elíptica. la evolución de los estados de polarización no-lineal durante la propagación del pulso se debe a SPM y los desplazamientos de fase inducida XPM. El estado de polarización del pulso no es uniforme debido a la dependencia de la intensidad del desplazamiento de fase no lineal. El segundo controlador de polarización (antes del aislador) se ajusta de tal manera que obliga al pulso a una polarización lineal central. El aislador permite el paso de la intensidad del pulso central, pero absorbe los laterales del pulso de baja intensidad. El resultado neto es que el pulso es ligeramente acortado después de la ida y vuelta dentro de la cavidad de anillo, un efecto idéntico al producido por un absorbedor saturable rápido. En otras palabras, el aislador depende de la polarización, en colaboración con la birrefringencia de la fibra, esto puede generar pérdidas dependiendo de la intensidad, este comportamiento es similar al proceso de un absorbedor saturable.

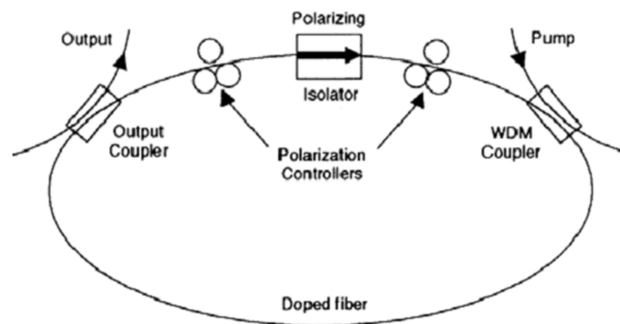


Fig.3.9 Diseño esquemática de un láser de fibra de amarre de modos pasivo mediante la técnica de rotación de polarización no lineal []

3.4 Referencias

- 3.1 F.X. Kartner, U. Morgner, R. Ell, E.P. Ippen, J.G. Fujimoto, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, Few-cycle-pulse generation and its applications, in *Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO/Pacific Rim 2001. The 4th Pacific Rim Conference, Makuhari, Japan, 2001.*
- 3.2 U. Morgner, F.X. Kartner, S.H. Cho, Y. Chen, H.A. Haus, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi, Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: Sapphire laser, *Opt. Lett.*, Vol. 24, 411–413, 1999.
- 3.3 L.E. Hargrove, R.L. Fork, and M.A. Pollack, Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 5, 4–5, 1964.
- 3.4 O. Guy, V. Kubecek, and A. Barthelemy, Mode-locked diode-pumped Nd: YAP laser, *Opt. Commun.*, Vol. 130, 41–43, 1996.
- 3.5 H.J. Eichler, J. Albrecht, F. Below, A. Kummrow, T. Leitert, A.A. Kaminskii, and L. Jakab, Acoustooptic mode-locking of 3-Mu-M Er lasers, *Appl. Opt.*, Vol. 31, 4909–4911, 1992.
- 3.6 U. Keller, K.D. Li, B.T. Khuriyakh, D.M. Bloom, K.J. Weingarten, and D.C. Gerstenberger, High-frequency acoustooptic mode locker for picoseconds pulse generation, *Opt. Lett.*, Vol 15, 45–47, 1990.
- 3.7 J.F. Pinto, C.P. Yakymyshyn, and C.R. Pollock, Acoustooptic mode-locked soliton laser, *Opt. Lett.*, Vol. 13, 383–385, 1988.
- 3.8 C.C. Davis, *Laser and Electro-optics: Fundamentals and Engineering* Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1996.
- 3.9 K. Iga, *Encyclopedic Handbook of Integrated Optics*, CRC Press, New York, 2006.
- 3.10 D. Malacara, *Handbook of Optical Engineering*, Marcel Dekker, New York, 2004.
- 3.11 L.A. Kulakova and E.Z. Yakhtkind, Acousto-optic modulator for IR diode laser radiation, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 3, S9–S11, 2001
- 3.12 Huiwen Xu, Nonlinear Polarization Rotation for Fiber Lasers with Ultrahigh Pulse Energy.

CAPÍTULO 4

Fuentes de bombeo Láser utilizadas y desarrolladas para la observación de los fenómenos no-lineales.

La investigación del desarrollo de SC requiere el uso de pulsos de potencia altas. Existen varias formas de generar los pulsos de potencias altas, láseres de amarre de modos, láseres Q-switch, amplificación de láseres de onda continua modulada etc. En la generación del SC se utilizan estas fuentes como medios de bombeo del elemento no lineal, para alcanzar la generación del SC.

En nuestro sistema experimental, nos interesa la generación de pulsos cortos, para investigar la ruptura temporal del pulso, generación del SC y selección de solitones. En este capítulo se describirán las fuentes de bombeo desarrolladas en este trabajo de tesis, utilizadas para la generación del SC

4.1 Fuente laser de pulsos largos

En la clasificación de las fuentes de bombeo, le llamaremos pulsos largos a aquellos que tienen un ancho temporal del orden de ns. A continuación se presenta una fuente de pulsos largos, que básicamente consiste en laser semiconductor modulado y amplificado. Esta fuente de pulsos largos fue desarrollada en el marco de trabajo de Maestría por el alumno Josué Peralta.

La configuración de esta fuente de pulsos se presente en la Fig.4. 1. La fuente consta básicamente de un diodo laser de onda continua y 2 etapas de amplificación.

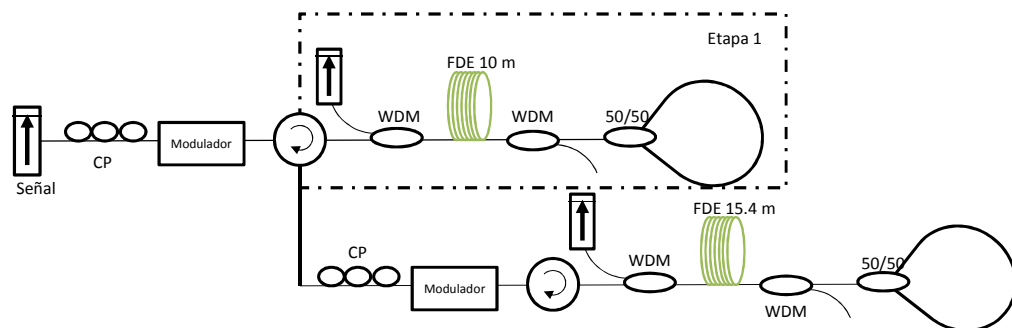


Fig.4. 1. Fuente de pulsos largos

Se utilizó un diodo laser de onda continua que emite a una longitud de onda de 1550 nm con potencia hasta 10 mW. Un primer modulador es el encargado de generar los pulsos. Para su funcionamiento la luz en la entrada tiene que tener

polarización lineal con una cierta dirección de polarización. Para asegurar la polarización requerida entre diodo laser y modulador está incluido el controlador de polarización. Cada una de las dos etapas representa un amplificador bi-direccional. En la primera etapa entran al circulador y pasan por la fibra dopada con erbio y son reflejados por el interferómetro de Sagnac, pasando nuevamente por la fibra dopada con erbio, este proceso es para pasar dos veces por el medio de ganancia y aumentar la amplificación. Posteriormente estos pulsos amplificados salen por el puerto 3 del primer circulador. La amplificación del EDFA depende fuertemente de la potencia promedio de la señal más la potencia de ASE. Con pulsos de unos nanosegundos y frecuencia de repetición de los pulsos de alrededor de 1 kHz la potencia promedio de señal en la salida de primer circulador puede ser menor de potencia de ASE. En este caso una limitante de amplificación para la segunda etapa de amplificación es la potencia de ASE en la salida del primer amplificador. Para disminuir la potencia promedio del ASE, se coloca un modulador que estará sincronizado con el primer modulador. En la siguiente etapa de amplificación se tiene 15.4 m de fibra dopada con erbio.

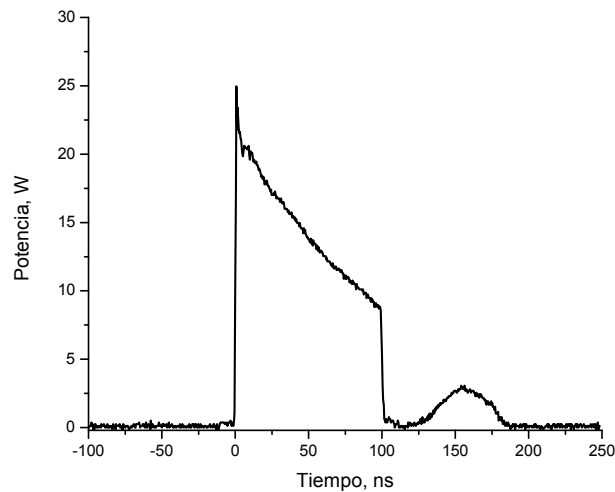


Fig.4. 2 Forma del pulso a la salida del amplificador.

En la Fig.4. 2 se ve que la potencia del pulso está bajando rápido con tiempo. Esto es porque el número de las moléculas de Er excitados está bajando convirtiendo su energía a fotones y como consecuencia la amplificación de EDF está bajando. Este efecto limita la generación de pulsos con longitud mayor de 100 ns – 200 ns. Después de la amplificación de un pulso se requiere de un tiempo de recuperación el cual depende del tiempo de la vida de iones excitados, 10 – 15 ms para iones de Er en vidrio. En el experimento no se detectó cambio de amplitud de pulso hasta frecuencias de repetición de unos kHz. Longitud de pulso se define con el primer modulador.

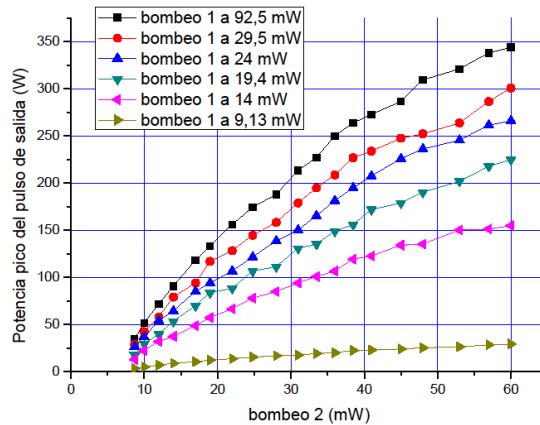


Fig.4. 3 Bombeo contra potencia pico de salida, para la segunda etapa de amplificación.

En la Fig.4. 3 Se presentan las amplitudes del pulso dependiendo de la potencia de bombeo de la segunda etapa para diferentes potencias de bombeo de la primera etapa de amplificador. Se puede ver que llegamos a los pulsos hasta 350 W de potencia pico utilizando potencias relativamente bajas de bombeo. La potencia de 350 W es suficiente alta para generar SC en las fibras.

En este trabajo se utilizó el diodo láser con longitud de onda de 1550 nm, sin embargo se puede utilizar los láseres con longitud de onda en el rango aproximadamente de 1530 nm hasta 1570 nm.

4.2 Fuente de pulsos cortos

Como se mencionó anteriormente la clasificación de los láseres depende del ancho temporal del pulso de salida. Para esta fuente láser se tienen un ancho temporal del orden de ps y por ello la llamaremos como fuente de pulsos cortos. Este laser es un láser pulsado en cavidad anillo y que realiza el amarre de modos por medio de la técnica de rotación de polarización no-lineal.

En la Fig.4. 4 se presenta el esquema de la fuente de pulsos cortos, este corresponde a un láser en configuración anillo, el medio activo es fibra dopada con erbio. El proceso de amarre de modos para esta configuración laser se lleva a cabo por medio de la técnica de rotación de la polarización. La fibra dopada con erbio es bombeada a una longitud de onda de 980 nm por medio de un WDM, La cavidad tiene un acoplador 90/10 para monitorear la emisión láser y la polarización. Otro elemento importante dentro de esta cavidad es fibra de 10 m torcida y que además se encuentra embobinada en un carrete de diámetro de 40 cm. Esta se usa para la rotación de polarización no-lineal. La cavidad cuenta con una sección en aire que está constituida por una placa $\lambda/2$ un aislador polarizado y una segunda placa que en este caso será una. Con la placa de $\lambda/4$ se ajusta la elipticidad de la luz en

la entrada de la fibra SMF-28. El problema en este caso fue que la EDF tenía birrefringencia y la elipticidad en la salida de EDF dependía de la elipticidad y azimut de la polarización en la entrada de la misma. La rotación la placa de $\lambda/4$ no permite ajustar los dos parámetros en forma independiente. Por esto se utilizó una placa $\lambda/2$ para ajustar el azimut de la polarización con respecto al polarizador. La fibra torcida permite que la elipticidad en la salida de la fibra SMF-28 sea la misma que elipticidad en la entrada. Esto simplifica mucho el ajuste del láser.

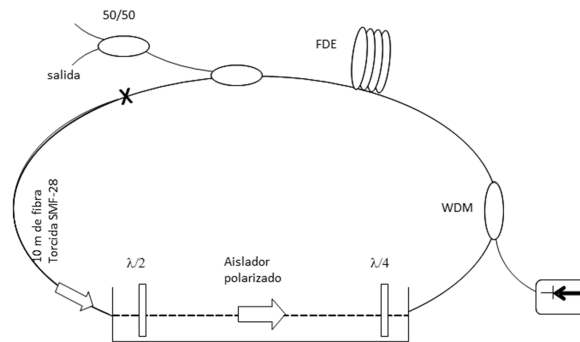


Fig. 4. 4. Fuente de Pulsos cortos

Con esta configuración fue posible obtener pulsos con un periodo de repetición de 70 ns. Las mediciones tomadas con un osciloscopio que tiene un ancho de banda de 1 GHz mostraron que solo hay un pulso en la cavidad. Utilizando el mismo osciloscopio y un detector con ancho de banda de 10 GHz se observa que el pulso puede ser en realidad un paquete de pulsos separados con distancia de unas decenas de picosegundos. El número de pulsos en el paquete y distancia entre pulsos dependen de la potencia de bombeo y del ajuste de la $\lambda/2$ y $\lambda/4$ y fue difícil tener un control óptimo. Sin embargo el ancho temporal de pulsos fue estable. El ancho temporal del pulso se midió por medio de un autocorrelador. La autocorrelación se muestra en la Fig. 4. 5, el ancho temporal del pulso es de 1.2 ps. Para calcular longitud del pulso de la autocorrelación es necesario la forma de pulso, la cual fue aproximada a una función sech^2 , la longitud de pulso resultante es 0.77 ps.

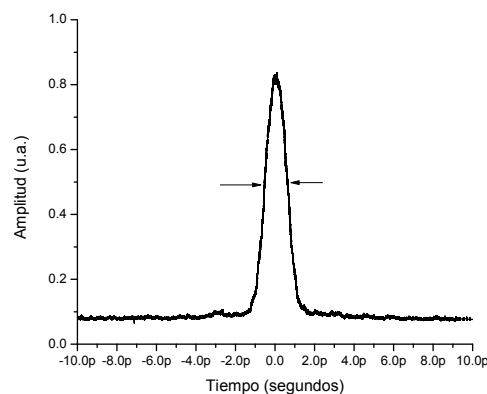


Fig.4. 5. Autocorrelacion de los pulsos de salida

El espectro del láser está centrado a una longitud de onda de 1544 nm, ver la Fig. 4.9. El ancho de banda espectral es 6 nm. El producto de ancho de banda espectral por longitud de pulso es 0.57. Para pulsos de forma de sech^2 libres de modulación de frecuencia el producto tiene que ser 0.31. Eso muestra que nuestros pulsos no fueron exactamente solitones y tenían la modulación de frecuencia.

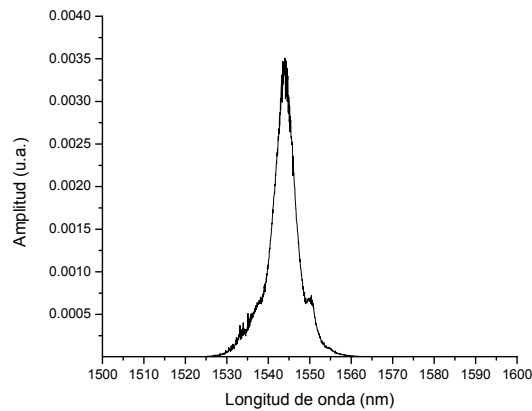


Fig.4. 6. Espectro del laser

El láser descrito en esta sección fue utilizado como parte de nuestra investigación, sin embargo se desarrolló un láser con propiedades de pulso mejor definidas y estables. La descripción de este láser se presenta en la siguiente parte.

4.3 Cavity láser en configuración de anillo, formadora de solitones, y paquetes de solitones.

En la actualidad se conocen diferentes formas de obtener láseres pulsados, una de estas técnicas es la de amarre de modos pasivos por medio de la rotación de polarización. A continuación se muestra una configuración toda fibra que funciona bajo este principio, y con la característica principal que es posible obtener la generación de diferentes emisiones como son: varios solitones en la cavidad, solitones acoplados y solitones únicos.

4.3.1 Arreglo experimental

En este láser se presentan diversas propuestas en la configuración, para la obtención de mejoras en la emisión laser. La primera propuesta es el uso de fibra estándar torcida en este caso son 10 m de fibra SMF-28 torcida a 6 vueltas por metro y embobinadas en un carrete de 55 cm de diámetro, con esta fibra se logra mantener la polarización. La fibra dopada con erbio es un elemento que al ser

bombeado por diferentes potencias de bombeo modifica la polarización de la luz, pensando en este problema se realizó la segunda propuesta interesante al esquema, y es el uso de un amplificador bidireccional con un espejo de Faraday. Con este amplificador fue posible mantener la polarización fija a la salida del circulador.

El láser es una configuración de anillo, se tiene además un modulador de fase que tiene la función de polarizador y controladores de polarización conformado de una placa $\lambda/4$ y placa retardadora variable. La cavidad laser se muestra en la Fig.4. 7.

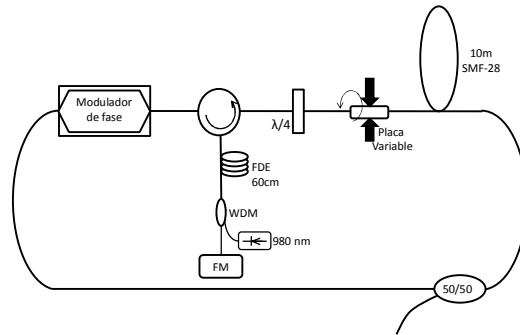


Fig.4. 7. Esquema laser

Para describir el funcionamiento del láser partiremos del modulador de fase, el modulador de fase en la cavidad laser tiene el funcionamiento de un polarizador el cual dependiendo de la polarización de entrada se tendrá una transmisión mayor o menor de la señal. La polarización en la salida del modulador y en la entrada de circulador es lineal. Como elemento activo se utilizó FDE bombeada a 980 nm, la FDE por sus propiedades no mantiene la polarización ya que tiene una dependencia del bombeo a los cambios de polarización y también existen ciertas perturbaciones térmicas, para eliminar este problema en la configuración se colocó un espejo de Faraday al final de la fibra. El espejo de Faraday funciona bajo el mismo principio recordemos que demuestra que se tiene interacción entre la luz y el campo magnético, y la polarización de la luz puede cambiar y es proporcional a la intensidad del componente del campo magnético en la dirección de propagación de la onda. Por ejemplo si se tiene una polarización horizontal de entrada a la salida del espejo se tendrá la misma polarización pero en este caso será vertical. Cambiando solamente la orientación a 45° correspondiente a la polarización de entrada. Con esto es posible que cualquier estado de polarización o fluctuaciones producidas a lo largo de la fibra son compensadas y los efectos que pudiera producir dichos cambios se neutralizan.

Hasta este punto se tiene una polarización lineal y se colocó un $\lambda/4$ el cual dependiendo del ángulo de inclinación nos permitirá ajustar la elipticidad desde una polarización lineal a una polarización circular. Y después se cuenta con una placa variable con la finalidad de poder variar la elipticidad y la orientación de la polarización.

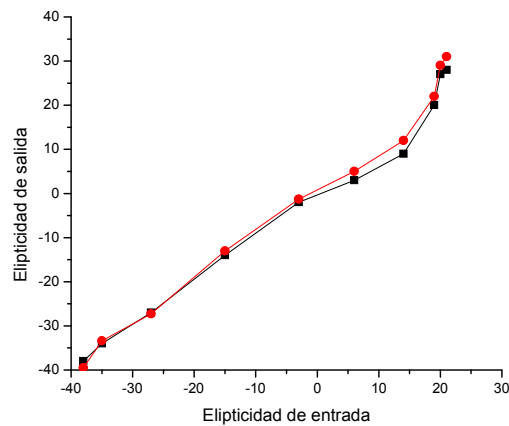


Fig.4. 9. Mediciones de polarización a la salida de los 2 puertos del acoplador 50/50.

Se realizaron pruebas con diferentes acopladores, en este caso el acoplador 50/50 mantiene la polarización en cada uno de sus puertos, como se puede observar en la Fig.4. 9. Conservando la forma y se observa una pequeña variación para polarizaciones positiva alrededor de 20 de elipticidad que se puede considerar sea un efecto producido por la placa.

Como se mencionó anteriormente el modulador de fase también tiene la función de polarizador y modificando la polarización de entrada nos permitirá tener una mayor o menor transmisión.

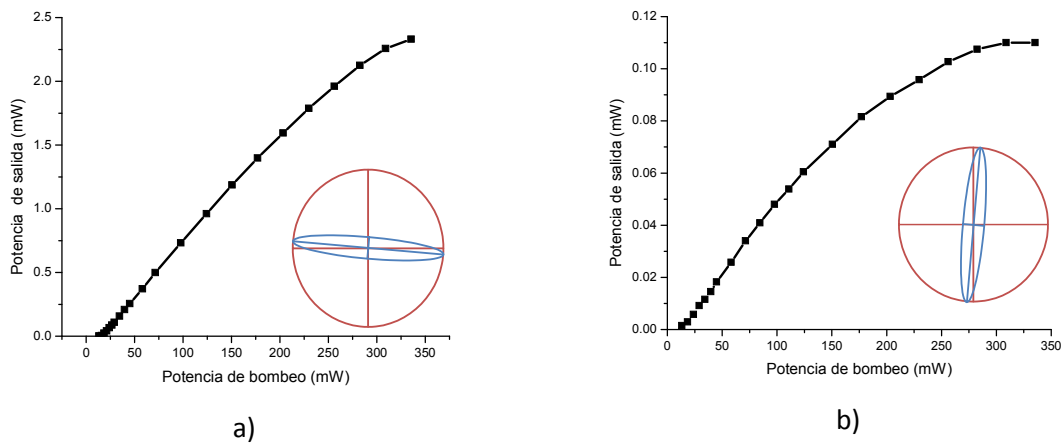


Fig.4. 10. a) Potencia de bombeo contra potencia de salida para máxima transmitancia, b) Potencia de bombeo contra potencia de salida para mínima transmitancia

La potencia en la salida del láser depende de las pérdidas en la cavidad. El incremento de pérdidas resulta en una disminución de potencia. Utilizamos esta propiedad para detectar la orientación de la polarización que corresponde a mínima y máxima transmisión del modulador. La polarización se midió con un

polarímetro a la salida del láser. Para una azimuth inicial de -5° se observa máxima de potencia de salida de alrededor de 2.5 mW como se muestra en la Fig.4. 10 a). Al realizar una rotación de azimuth de $\pm 90^\circ$ encontraremos los mínimos de transmisión, la mínima potencia es alrededor de 0.12 mW como se observa en Fig.4. 10 b)

Con esta información es posible saber si nos encontramos en máximos de transmisión o mínimos de transmisión o bien si ya pasamos por alguno de estos puntos como se observa en la Fig.4. 11.

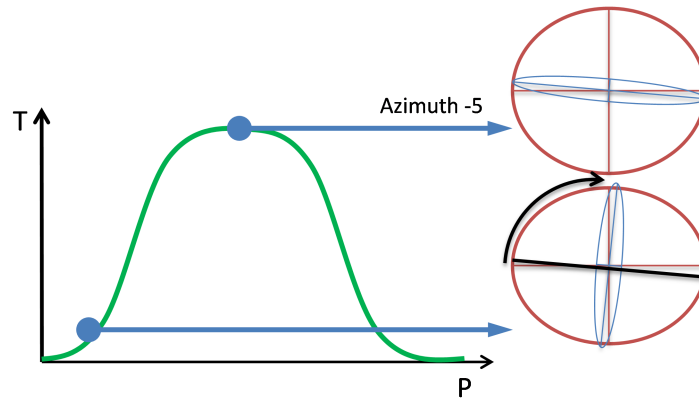


Fig.4. 11. Representación de la transmisión dependiendo del azimuth.

Para tener un mayor control con la polarización de la luz que viaja dentro de la cavidad se propone utilizar fibra estándar SMF-28 torcida, la fibra esta torcida a 6 vueltas por metro y embobinada en un carrete de 50 cm de diámetro. Se evaluó la polarización a la salida del carrete con SMF-28 en comparación con la polarización de entrada.

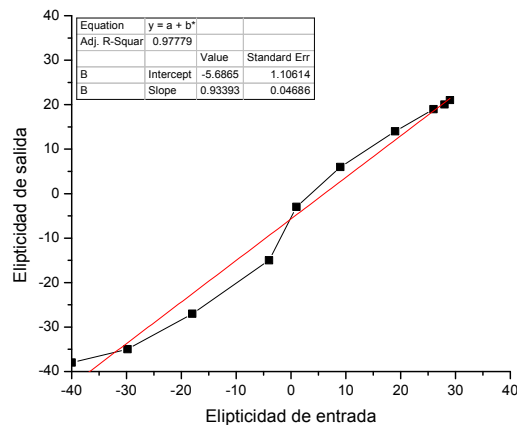


Fig.4. 12. Variaciones de polarización de entrada contra variaciones de polarización a la salida del carrete de 10 m.

Como se observa en la Fig.4. 12 la elipticidad de salida es muy cerca de la elipticidad de entrada lo que indica que el carrete de fibra estándar mantiene la polarización a lo largo de la fibra.

La desventaja común de láseres de amarre de modos de fibra óptica es la dificultad de iniciar el proceso de generación de los pulsos. Para arrancar los láseres requieren algún impacto externo (non self started laser). Para realizar este arranque se utiliza un modulador de la fase, a una frecuencia fundamental de la cavidad. La cavidad total tiene una longitud de 26.4 m. Recordando que $f=c/nL$, donde c es la velocidad de la luz, n es el índice de refracción efectivo y L la longitud total de la cavidad. Se tiene una frecuencia fundamental de 7.81 MHz.

Para iniciar la generación de los pulsos se coloca el bombeo a una potencia máxima de 350 mW y el modulador de fase a una frecuencia de 7.81 Mhz, posteriormente se disminuye la potencia y en 250 mW se obtiene el amarre de modos pasivo, en este punto se apaga el generador.

La polarización inicial con la cual se amarran los modos juega un papel importante en la generación de pulsos, y existen regiones en donde se pueden obtener diferentes emisiones que van desde un soliton a varios solitones o incluso solitones acoplados. A partir de esta idea se consideró la realización de un análisis preliminar de la respuesta del láser a diferentes polarizaciones de entrada.

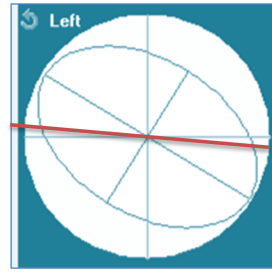
El rango de polarizaciones inicial para realizar el amarre de modos fue de elipticidades desde 0 a -45 grados. Con elipticidades iniciales de 0 a 15 no es posible realizar el amarre de modos y por lo tanto solo se tiene emisión en onda continua. Para elipticidades en el rango de 15 a 20 grados es posible tener amarre de modos y obtener solitones pero su tiempo de duración es muy corto. En el rango de 20 a 34 grados es la región donde mejor se puede trabajar, ya que es posible obtener un soliton unitario, varios solitones viajando en la cavidad y un paquete de solitones viajando juntos en la cavidad con un periodo de separación correspondiente a la longitud total del láser, son muy estables y el tiempo de vida es muy largo permitiendo trabajar adecuadamente. En los rangos de 35 a 40 es posible obtener todas las emisiones, pero duran solo unos segundos. Y finalmente en regiones muy cercanas a polarización circular solo se obtiene amarre de modos activo.

Generalizaremos las emisiones de la siguiente manera, soliton unitario es aquel que solo está formado por un soliton en la cavidad y el periodo de repetición de los pulsos corresponde a la longitud de la cavidad, varios solitones es un grupo de solitones que viajan en la cavidad de manera aleatoria y su periodo de repetición es aleatorio, solitones acoplados es un grupo de solitones que viajan en la cavidad y que en el tren de pulsos corresponde a el periodo de repetición correspondiente a la longitud de la cavidad.

Con esta consideración se presenta a continuación la evolución de la emisión del láser con decremento de la potencia de bombeo. La polarización inicial cuando el láser emite en onda continua es de: Azimut -32, Elipticidad -31. Con una potencia

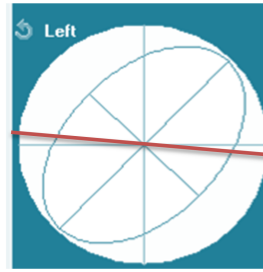
de bombeo alrededor de 350 mW aparecen los pulsos y se observa el cambio de polarización (switch), ver Fig.4. 13 a).

Condición inicial:
Azimut -32
Elipticidad -31



a)

Condición final:
Azimut 46
Elipticidad -32



b)

Fig.4. 13. a) Polarización inicial, y b) polarización final al realizar el proceso de amarre de modos

La línea roja que se muestra en la elipse de polarización muestra el azimuth para el cual la transmisión del modulador es máxima. Con potencia alta de bombeo el láser está generando un sistema de pulsos complicado el cual cuenta con varios solitones acoplados en la cavidad. Para la obtención de diferentes emisiones se requiere disminuir la potencia de bombeo en cada decremento de potencia se evaluó la polarización de salida y de acuerdo a estos datos registrados, podemos presentar el siguiente estudio.

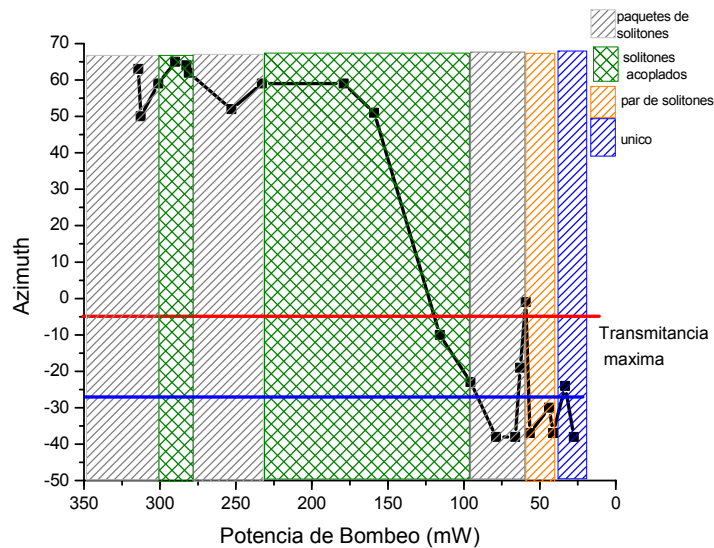


Fig.4. 14. Regiones de trabajo en las cuales se observan diferentes emisiones láser.

Anteriormente se mencionó las regiones de máxima y mínima transmitancia del modulador, donde la máxima transmisión se encuentra en un azimut de -5° y los mínimos de transmisión se localizan en $+90^\circ$ de la ubicación inicial.

En la Fig.4. 14 se muestra de forma general el cambio de los pulsos generados, dependiendo de la potencia de bombeo y el azimut final (línea negra). Las áreas marcadas desde 1 a 7 corresponden a los diferentes juegos de pulsos generados dentro de la cavidad. En la Fig.4. 14 se muestran dos marcas, la línea roja muestra el azimut con el cual el modulador de fase tiene mayor transmitancia, la línea azul representa la el azimut inicial del láser. El orden descendente de la potencia se debe a que experimentalmente así es como se realiza el amarre de modos, partiendo de la máxima potencia de bombeo. Para potencias de bombeo de 325 mW hasta aproximadamente 200 mW el azimut final es el mismo. Mantener el mismo ángulo de la polarización indica que las amplitudes de los solitones en este rango son iguales, pero posiblemente solo existe un cambio del número de solitones que conforman un paquete. Cuando la potencia de bombeo disminuye por debajo de 200 mW el ángulo de rotación no-lineal comienza a disminuir, indicando que existe una disminución en la potencia del pulso. Y las regiones 5 a 7 el azimut final es casi igual al azimut inicial.

A continuación se presenta un ejemplo del tipo de emisión para cada región de la Fig.4. 14. En la Fig.4. 15 (a) se muestran los pulsos detectados con un detector con un ancho de banda de 1 GHz, (b) se muestran los espectros, (c) se muestran las auto-correlaciones.

La primera región marcada con 1 en la Fig.4. 14 corresponde a las potencias de bombeo de 350 a 300 mW, en esta región se obtiene la emisión láser de paquetes de solitones. En la Fig.4. 15 se tiene la región 1, a) es el tren de pulsos donde se observan dos pulsos, el pulso de mayor amplitud tiene un periodo de repetición de 124 ns y el segundo pulso de menor amplitud se encuentra a 13 ns de separación con respecto al primero, esto indica que se tienen dos pulsos viajando en la cavidad. En b) se presenta el espectro en negro de un soliton unitario y en rojo el correspondiente a esta emisión laser, en la longitud de onda de 1530 a 1535 se muestran todas las frecuencias que conforman esta emisión. En la Fig.4. 15 c) se muestra la autocorrelacion del pulso. La ventana de autocorrelacion es de aproximadamente 80 ps, a partir de 32 ps a 60 ps se tienen al menos 6 pulsos forman el paquete de solitones.

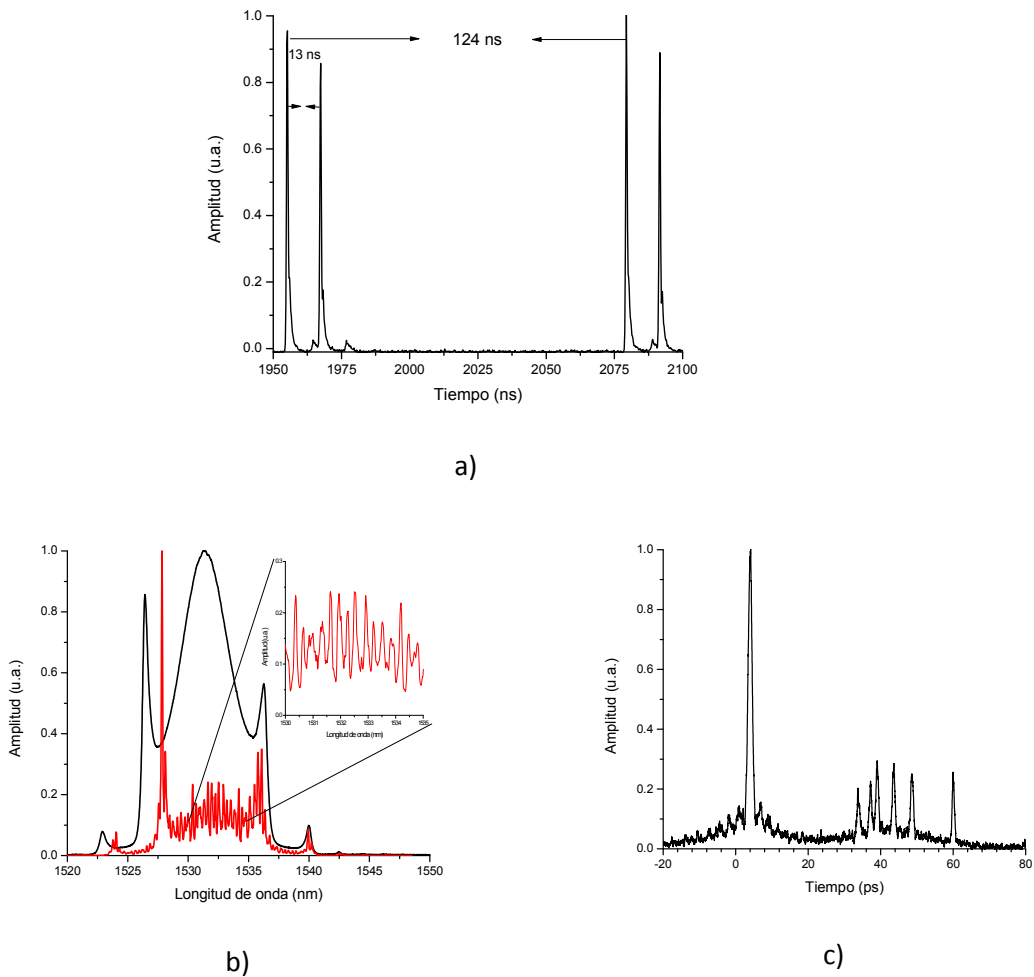


Fig.4. 15. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 1

La región 2 corresponde a potencias de bombeo de 300 a 275 mW y se logran emisiones de solitones acoplados. Esta región se muestra en la Fig.4. 16 a) se tiene el tren de pulsos con un periodo de repetición de 124 ns. Este periodo de repetición corresponde a la longitud de la cavidad y se observa un pulso, b) el ancho espectral en rojo tiene un perfil más suave similar al de una función seno. c) la autocorrelacion presenta al menos 2 pulsos, el primero en 32 ps y el segundo en 52 ps.

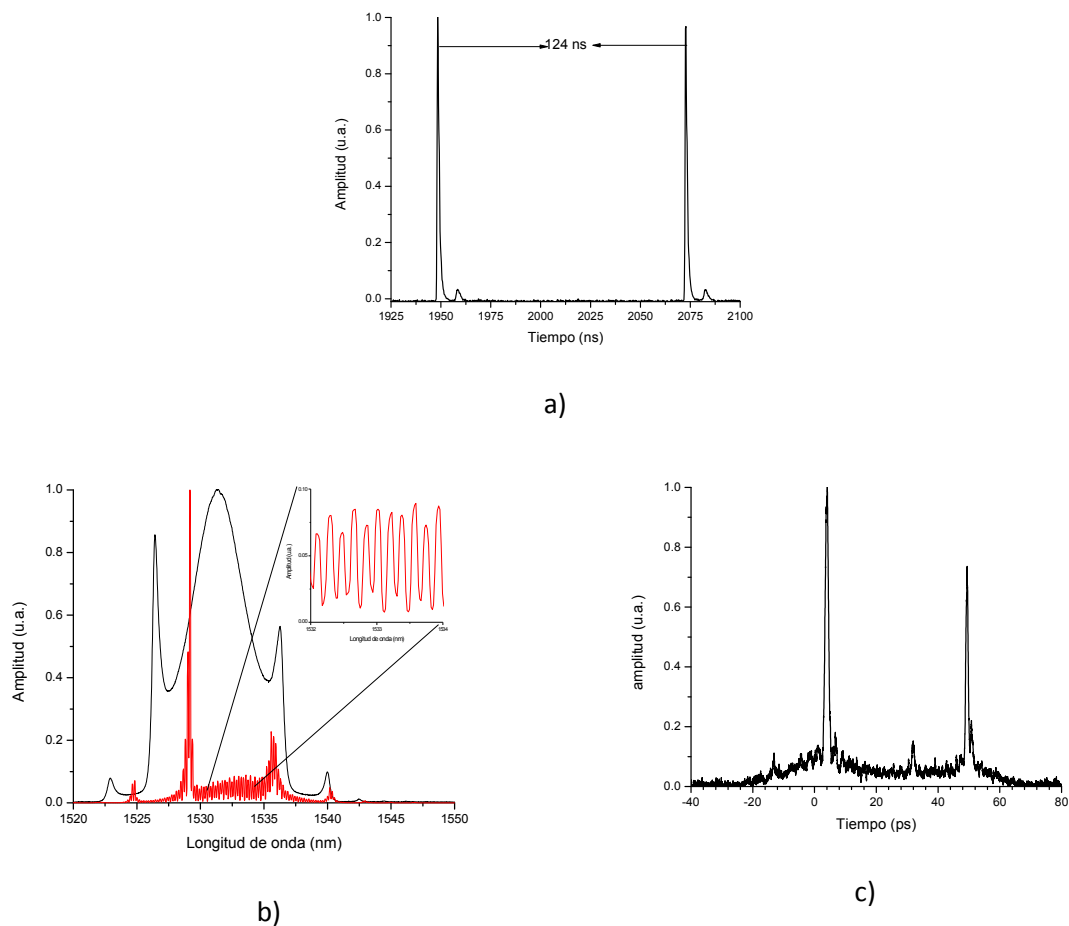
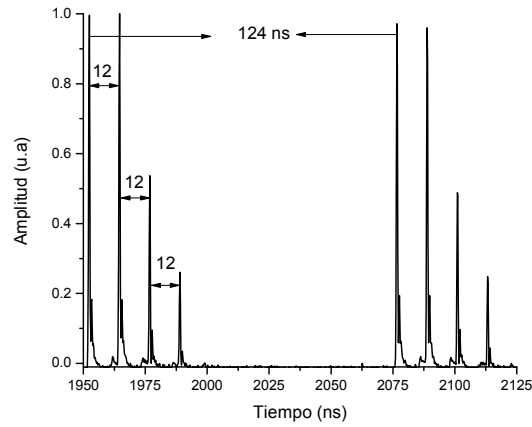


Fig.4. 16. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 2

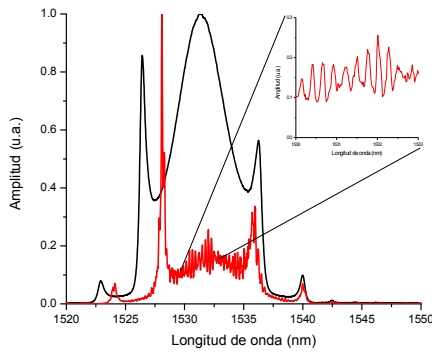
Para la potencia de bombeo de 275-225 mW se obtiene la emisión láser de varios paquetes de solitones viajando en la cavidad, este rango corresponde a la sección 3. El comportamiento de esta emisión se tiene en la Fig.4. 17 el tren de pulso, en a) está conformado por 4 pulsos, los pulsos de mayor amplitud tienen un periodo de separación de 124 ns, la separación entre pulsos y pulso es de 12 ns. Cuando se tienen varios solitones en la cavidad el espectro b) presenta diferentes frecuencias o bien espectros más complicados, en comparación con los solitones acoplados. c) en autocorrelación a partir de 40 ps a 52 ps se pueden observar al menos 4 pulsos.

La región 4, ver Fig.4. 18 corresponde a potencias de bombeo de 225-100 mW es una de las regiones más interesantes se tienen emisión de solitones acoplados de forma regular. En la Fig.4. 18 a) el periodo de repetición del tren de pulsos es de 124 ns, Fig.4. 18 b) muestra el espectro de pulsos (línea roja) la envolvente coincide con el espectro de un soliton unitario (línea negra), además las frecuencias implícitas se ven bien definidas, Fig.4. 18 c) muestra la autocorrelación esta es la parte más interesante ya que es posible observar los

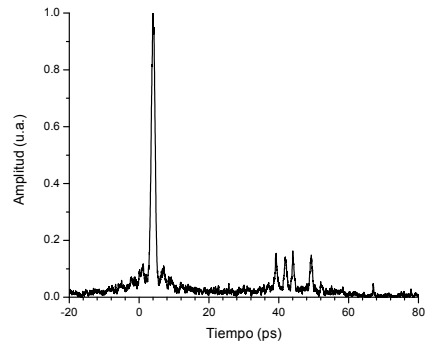
pulsos de manera más definida, se observa un primer pulso en 4 ps, el segundo en 20 ps, el tercero en 34 ps el cuarto en 48 ps y finalmente el último en 60 ps, con una separación entre pulso y pulso casi igual de 14 ps. Se puede considerar que se tiene una emisión láser con al menos 4 solitones.



a)

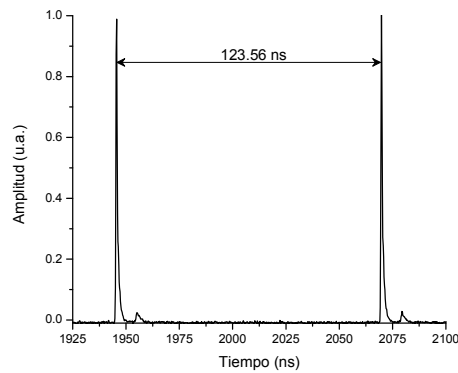


b)



c)

Fig.4. 17. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 3



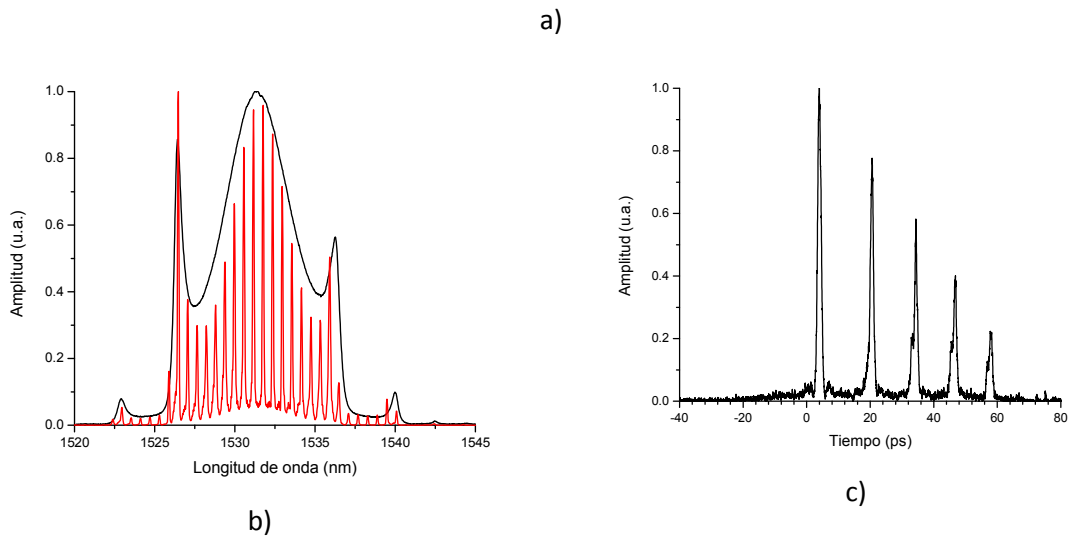


Fig.4. 18. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 4

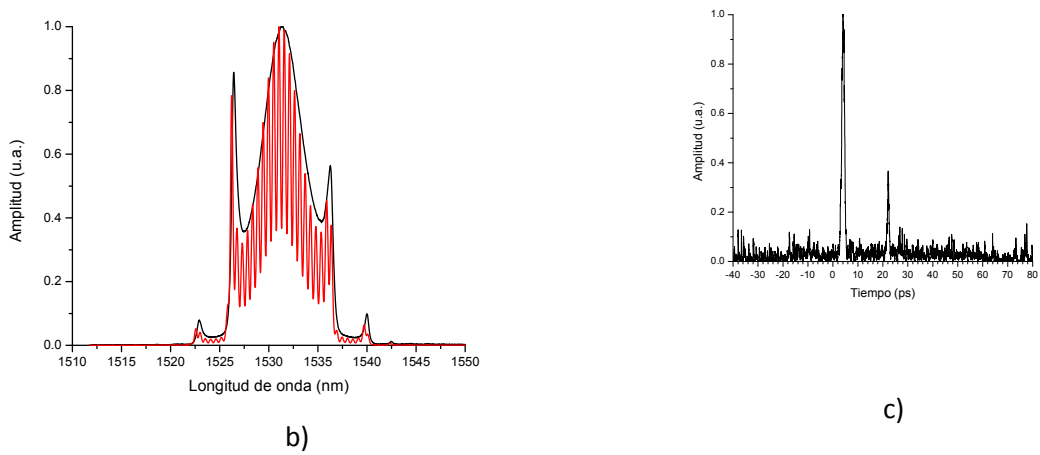
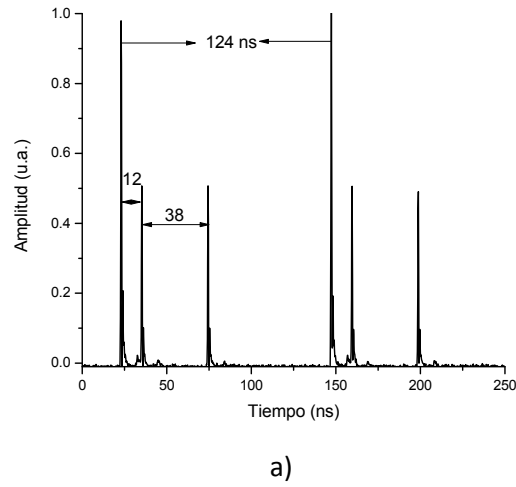


Fig.4. 19. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 5

En la región 5, ver Fig.4. 19, para potencias de bombeo de 100-60 mW se observan varios solitones en la cavidad. La Fig.4. 19 a) en el tren de pulsos se observa un grupo de tres pulsos, donde el periodo de repetición de los pulsos de mayor amplitud es de 124 ns, del primero con el segundo es de 12 ns y del primero con el tercero de 38 ns. Fig.4. 19 b) en el espectro se observan nuevamente las frecuencias de forma más definida, La Fig.4. 19,C) la autocorrelacion solamente muestra 2 pulsos una a 8 ps y el segundo a 24 ps.

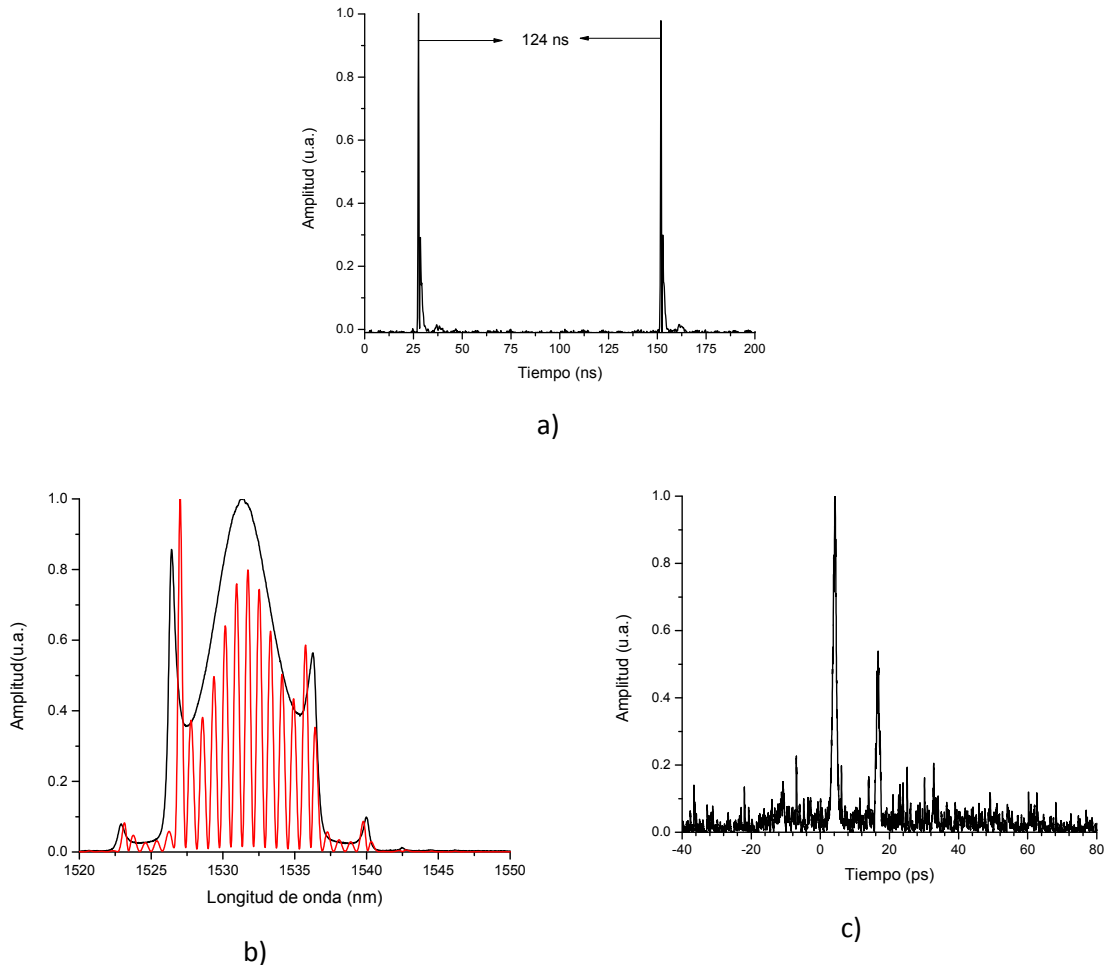


Fig.4. 20. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 6

La región 6, ver Fig.4. 20, correspondiente a potencias de bombeo de 60-35 mW se tiene la emisiones de solitones acoplados. En a) se presenta tren de pulsos con un periodo de repetición de 124 ns. Fig.4. 20 b) muestra el espectro del pulso (línea roja).La envolvente del espectro coincide con el espectro de un soliton. El espectro esta modulado con una función muy cercana a la función *seno*. En la autocorrelacion no es muy claro pero es posible tener al menos do pulsos, uno en 4 ps y el segundo en 16 ps. Si el tren de pulsos muestra solamente un pulso con un periodo de repetición correspondiente a la longitud de la cavidad y la

autocorrelacion más de un pulso, se puede hacer la consideración que el pulso observado en osciloscopio está conformado por 2 solitones.

Y finalmente cuando la potencia está casi en el mínimo se tiene la última región de trabajo, la región 7. En la Fig.4. 21, el tren de pulsos muestra un solo pulso en la cavidad con un periodo de 124 ns. La autocorrelacion muestra 1 solo pulso y el espectro c) es un espectro característico de soliton, El espectro está centrado en una longitud de onda de 1533 nm y se observan pequeños picos, estos son los correspondientes a las ondas dispersivas que están presentes en la cavidad láser.

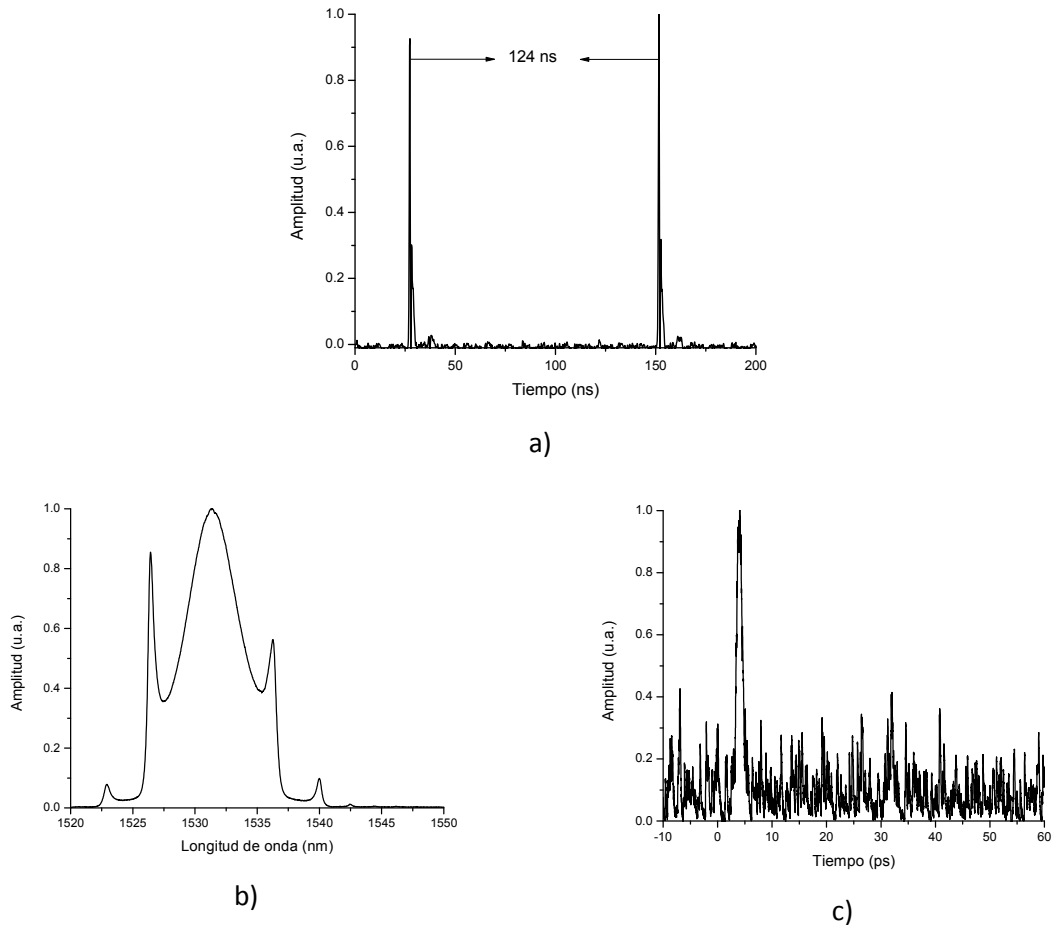


Fig.4. 21. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 7

Es posible modificar la emisión del láser, al realizar cambios de potencia de bombeo y en este caso se presentan 7 regiones de trabajo y al evaluar los cambios de azimut, generados por cambios de potencia se clarifica el desplazamiento del azimut hacia la región de máxima transmisión.

Fue monitoreada la azimuth y la elipticidad como se ve en la Fig.4. 22, se tiene una respuesta espejo, es decir que si existe un cambio significativo en el azimuth también existirá en la elipticidad.

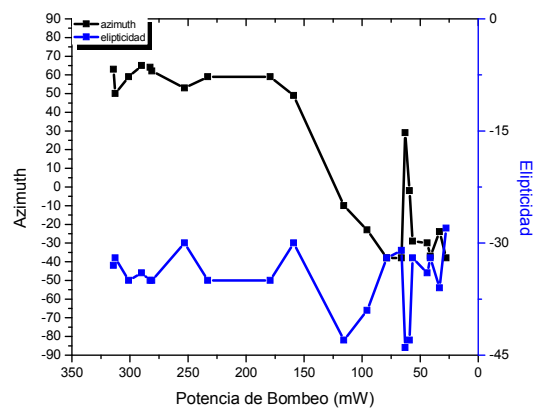


Fig.4. 22. Respuesta espejo de la elipticidad y el azimuth con respecto a las potencia de bombeo.

A continuación se presenta un segundo caso para el cual se partirá del mismo valor de azimut y se modificara la elipticidad. Los parámetros iniciales se muestran en la Fig.4. 23 a) En este caso se tiene un azimut de -31 y una elipticidad de -20, y en el momento de la transición se observa la rotación de polarización a una polarización final como se muestra en la elipse de polarización en Fig.4. 23 b).

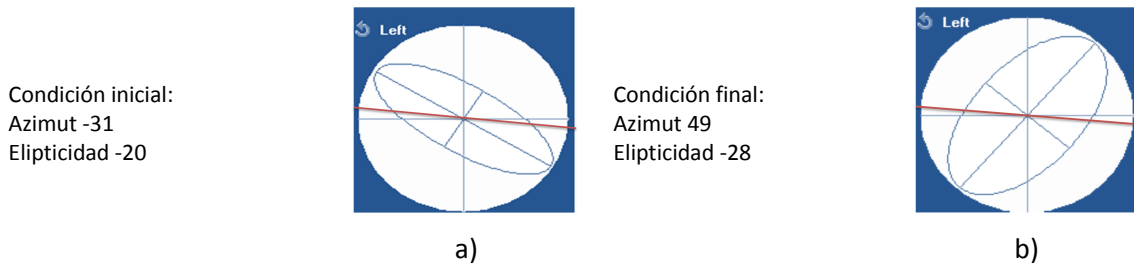


Fig.4. 23. Elipse de polarización que muestra el momento en el que se amarran los modos.

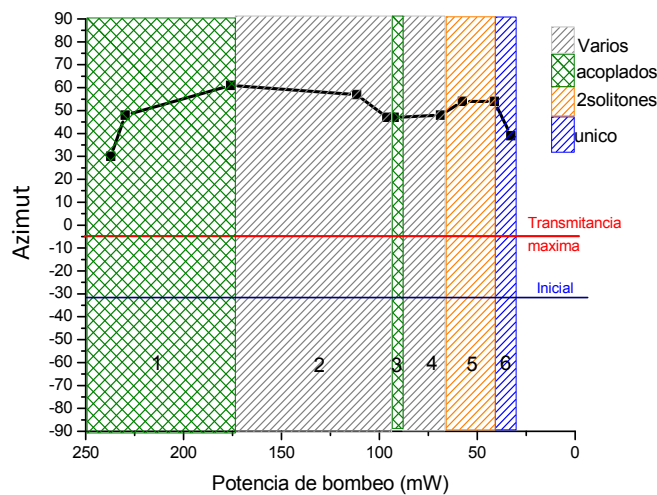


Fig.4. 24. Regiones optimas de potencia para la obtencion de diferentes emisiones láser.

La Fig.4. 24 se muestra de forma general las regiones en donde se generan los cambios de los pulsos, dependiendo de la potencia de bombeo y el azimut final (línea negra).de la misma forma como fue en la figura Fig.4. 14.A diferencia del caso anterior el azimut se mantiene y nunca se acerca al azimut correspondiente a transmitancia máxima.

En el caso de las regiones de emisión de láser, 250 a 175 mW se tiene emisión laser de solitones acoplados, 60 a 40 mW la emisión del láser es de pares de solitones y nuevamente casi en el umbral se tiene la emisión laser de un soliton unitario.

Región 1 Solitones acoplados:

En la Fig.4. 25 a) se puede observar que el periodo del tren de pulsos corresponde a la frecuencia fundamental de alrededor de 124 ns. La Fig.4. 25 b), muestra el espectro de un soliton unitario (línea roja) y la línea negra muestra el espectro correspondiente a la región 1. Al aumentar la imagen del espectro se muestra que el espectro está constituido por varias frecuencias. La autocorrelación muestra al menos 4 solitones a 15, 20, 30,40 ps.

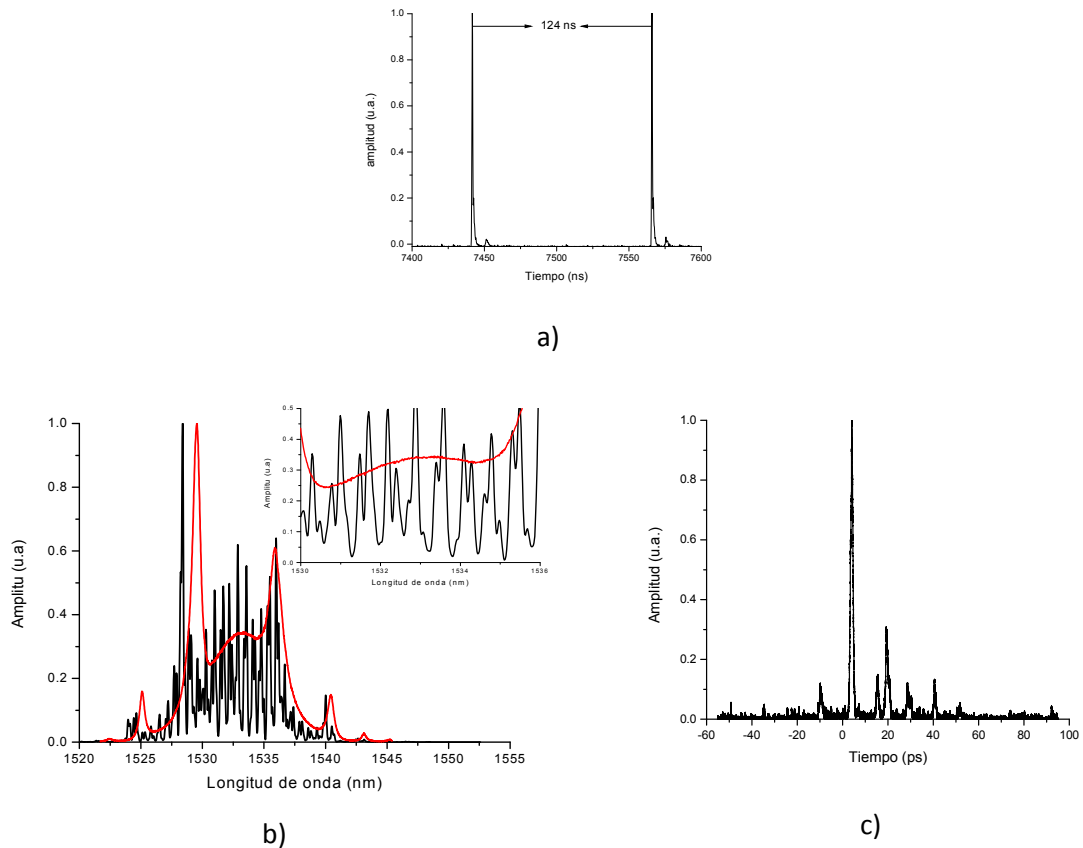


Fig.4. 25. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 1

En la Fig.4. 27 se puede observar que en tiempo se tiene el pulso, correspondiente al periodo fundamental, c) el espectro muestra en rojo el espectro de un soliton unitario y la línea negra de este paquete de soliton en específico. c) en auto correlación muestra al menos 9 solitones, pero nuevamente la venta de auto correlación nos permite ver si existen más.

En la Fig.4. 26 a), se observan la medida del osciloscopio en las cuales muestra que en la cavidad están viajando dos pulsos con separación de 12 ns. La función de autocorrelación de la Fig.4. 26 c) muestra que los pulsos contienen por los menos 5 solitones distribuidos de forma aleatoria. Y la Fig.4. 26 b) la envolvente del espectro esta parecida a espectro del soliton, sin embargo la estructura interna del espectro es muy complicada.

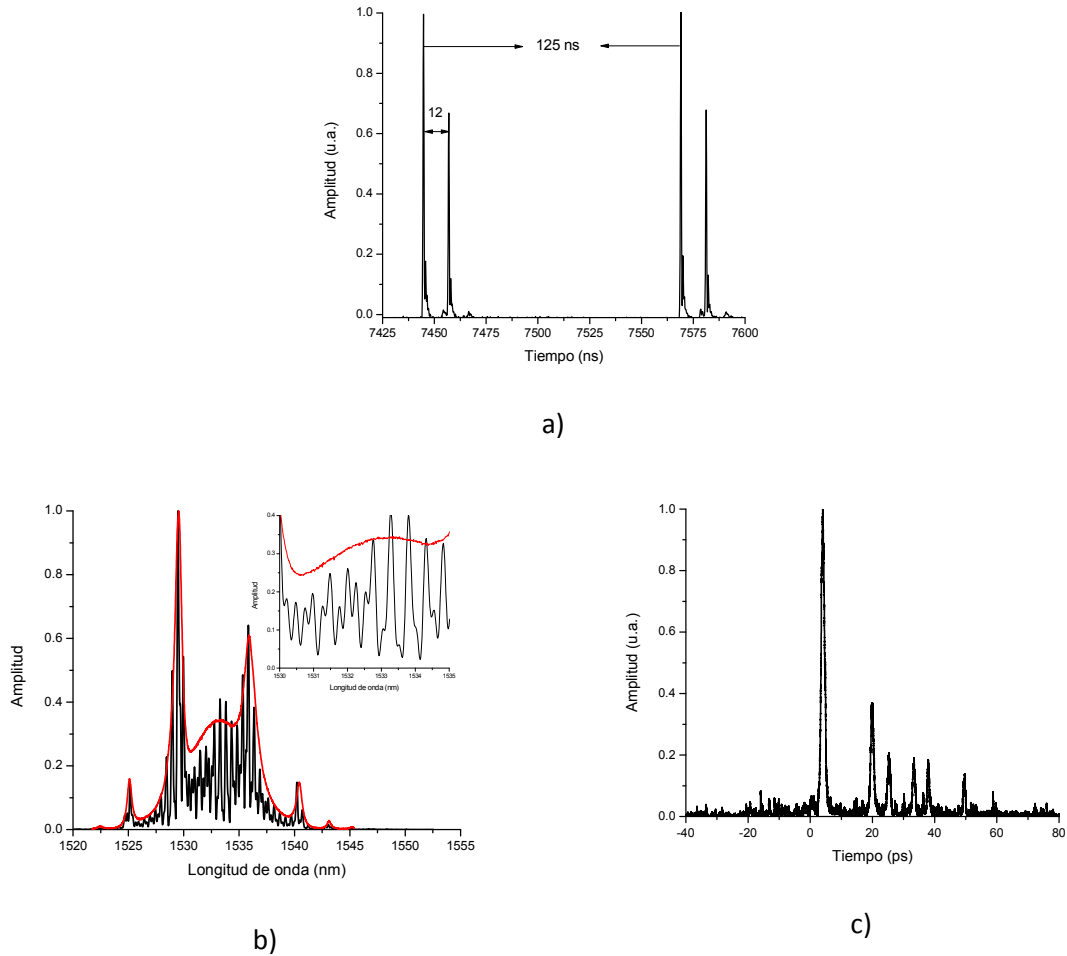


Fig.4. 26. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 2

En la Fig.4. 27 se puede observar que solo un paquete de pulsos está viajando en la cavidad. En la Fig.4. 27 b) el espectro es complicado y se muestra nuevamente la envolvente es el espectro de un soliton. La Fig.4. 27 c) muestra la auto correlación donde al menos 9 solitones distribuidos de forma aleatoria. La ventana de autocorrelador no permite ver si existen más.

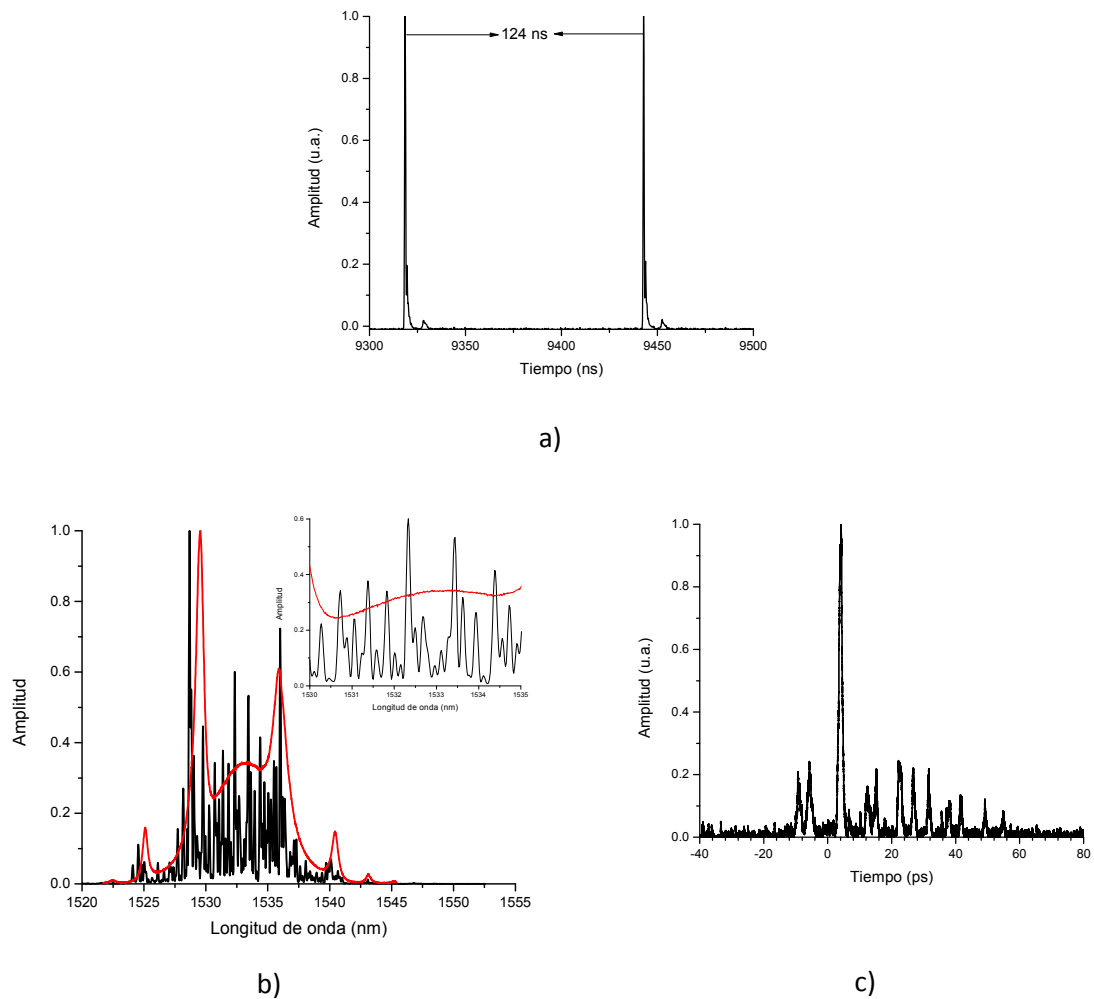
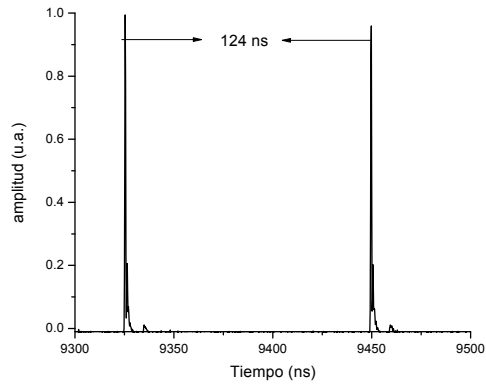


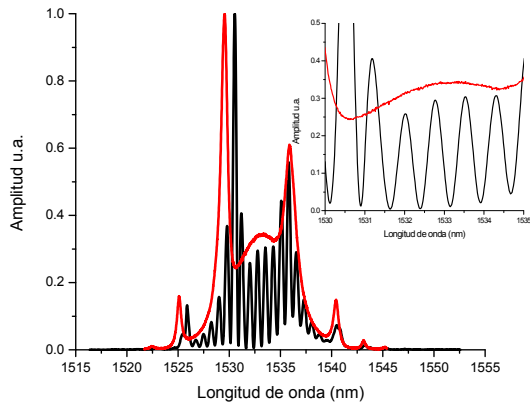
Fig.4. 27. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 3

Región 4

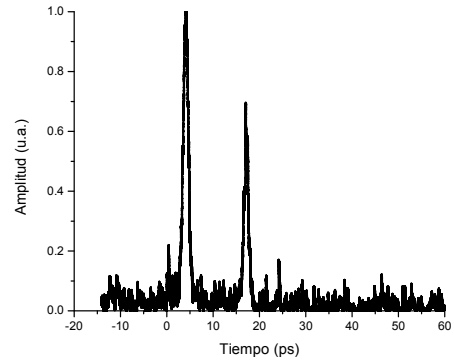
En la Fig.4. 28 a) se observa que solo hay un paquete de solitones en la cavidad. El espectro b) muestra que la estructura interna es periódica y similar a una función sin. c) la autocorrelacion solo muestra 2 pulsos.



a)



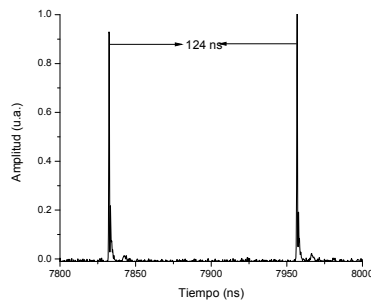
b)



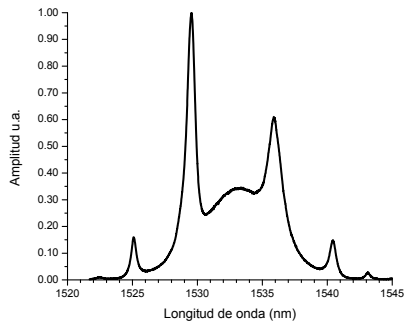
c)

Fig.4. 28. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 4

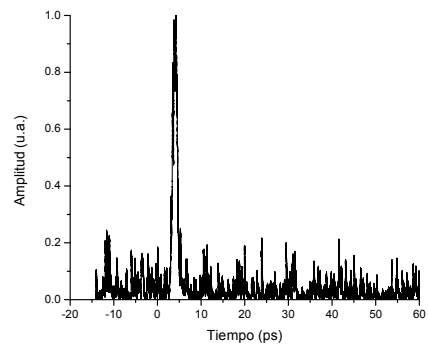
Y finalmente, cuando se coloca el láser a potencias mínimas casi cercanas al umbral se logra la generación de un soliton unitario como se presenta a continuación en la Fig.4. 29.



a)



b)



c)

Fig.4. 29. a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación correspondientes a la región 5

En la Fig.4. 30 se presenta de la elipticidad y el azimuth final para diferentes potencias de bombeo y a su vez diferentes formas de generación.

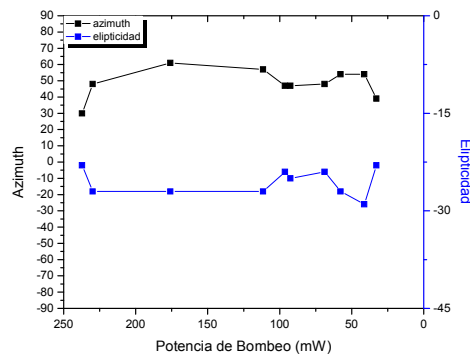


Fig.4. 30. respuesta espejo de la elipticidad y el azimuth con respecto a las potencia de bombeo.

CAPÍTULO 5

Estudio experimental de la polarización de los solitones generados en el proceso de rompimiento de pulsos.

Uno de los aspectos más importantes en este trabajo de tesis es la obtención de SC con una polarización estable. Un proceso importante en el proceso de la generación de SC es rompimiento de los pulsos y formación de los solitones. Es por esto que en este trabajo se realizó el estudio experimental de la polarización de los solitones en el proceso del rompimiento del pulso.

En este capítulo se muestran los resultados de este estudio, correspondiente a las diferentes fuentes de bombeo implementadas.

5.1 Evolución de la polarización en el proceso de rompimiento de pulsos largos.

Como una fuente de señal se utilizó un láser semiconductor de onda continua con realimentación distribuida (DFB, distributed feed back) que emite a una longitud de onda de 1549,5 nm. La señal cw es modulada y amplificada por el amplificador de fibra cuyo elemento activo es fibra dopada con erbio (EDFA) obteniendo pulsos con una duración de 1 ns y la potencia pico máxima de 150 W. La descripción detallada está dada en el capítulo 4 sección 1. El diagrama del experimento se presenta en la Fig.5. 1. En la salida del amplificador se tiene un controlador de polarización (PC) y un polarizador (P) para garantizar un estado de polarización estable. Posteriormente se cuenta con una placa $\lambda/4$ (QWR1) permitiendo cambiar la elipticidad de entrada dependiendo del ángulo de rotación, después es colocada la fibra de prueba, al polarímetro que está formado por una segunda placa $\lambda/4$ (QWR2), y un divisor de haz polarizado (Polarizer Beam Splitter, PBS). El QWR2 convierte las componentes de polarización circular derecha e izquierda en la salida de fibra a los componentes lineales polarizadas ortogonalmente. El ángulo entre el eje de QWR2 y la PBS se ajustó a 45 °. Estos elementos convierten la componente de polarización derecha –izquierda a componentes linealmente polarizados ortogonalmente en la salida de PBS. Los pulsos a la salida de PBS se separan en el tiempo por una línea de retardo conectada al puerto 1, usando un acoplador 50/50 son combinadas y se mandan a un monocromador. Los pulsos son detectados por un foto detector y monitoreados por un osciloscopio. En el osciloscopio se observaran 2 pulsos, el primer pulso será el que proviene del puerto 2 del PBS, mientras que el segundo pulso es del puerto 1 que tiene la línea de retardo.

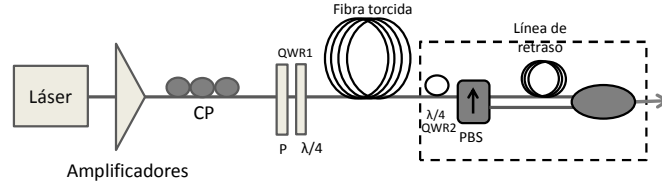


Fig.5. 1. Esquema experimental para investigación de la polarización [5. 1].

El método de medición realiza la separación de las componentes polarizadas izquierda y derecha en los puertos 1 y 2 del PBS respectivamente. La amplitud del primer pulso visualizado en el osciloscopio corresponderá a la energía de las componentes de polarización circular izquierda, la amplitud del segundo pulso corresponderá a la energía de las componentes de polarización circular derecha. Esta configuración permite medir las amplitudes de las componentes circulares de polarización izquierda y derecha, para cualquier longitud de onda. Para conocer la elipticidad se utiliza la ecuación 5.1

$$\rho = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{P_+} - \sqrt{P_-}}{\sqrt{P_+} + \sqrt{P_-}} \right) \quad (5.1)$$

Donde P_+ y P_- son las amplitudes de los pulsos 1 y 2 monitoreados en el osciloscopio.

La presente forma en la cual se mide la elipticidad tiene cierta ambigüedad cuando la elipticidad es baja. La señal a medir está formada por varios pulsos y lo que se mide es el promedio de los pulsos. La polarización lineal se puede representar como la suma de la polarización circular izquierda y la polarización circular derecha con amplitudes iguales. Si todos los pulsos tienen polarización lineal en el osciloscopio vamos a ver dos pulsos iguales. Sin embargo si la luz de entrada es despolarizada, los pulsos que forman la señal tienen estado de polarización diferente, también vamos a detectar dos pulsos iguales. Por eso no podemos distinguir luz con polarización lineal y luz despolarizada.

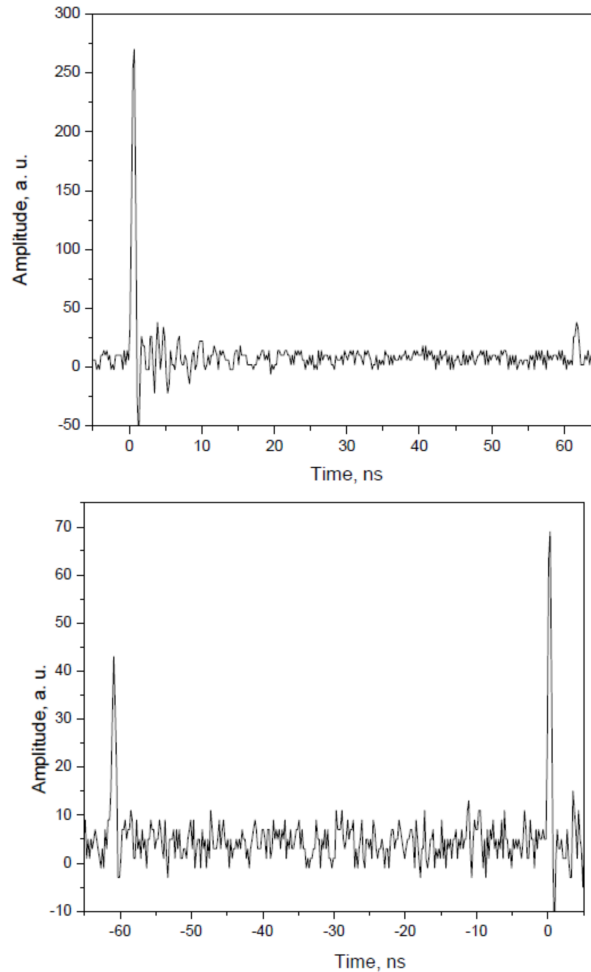


Fig.5. 2. Trazos de los pulsos medidos con el osciloscopio, a la salida del sistema [5. 1].

Algunos ejemplos de cómo se presentan los pulsos se muestran en la Fig.5. 2 Cuando se tiene polarización circular, la amplitud de uno de los pulsos en el trazo del osciloscopio es igual a cero. Sin embargo el detector utilizando presenta ruido y esto es una limitante. Para este caso, se estimó que la razón señal-ruido es de 30, permitiendo medir una elipticidad máxima de 35° . Valores de elipticidad superiores a 35° no son distinguibles.

Para verificar nuestro sistema de medición de elipticidad comparamos las medidas de la elipticidad en la salida del QWR1 realizadas con un polarímetro comercial y con nuestro sistema. La Fig.5. 3 presenta los resultados de la medición con el polarímetro. Notamos que en el caso de los elementos ideales la dependencia de elipticidad de ángulo de rotación de QWR tiene que ser lineal con inclinación de 1 y periodo de 180 grados. La dependencia medida no coincide exactamente con dependencia teórica sin embargo esta cerca de ella.

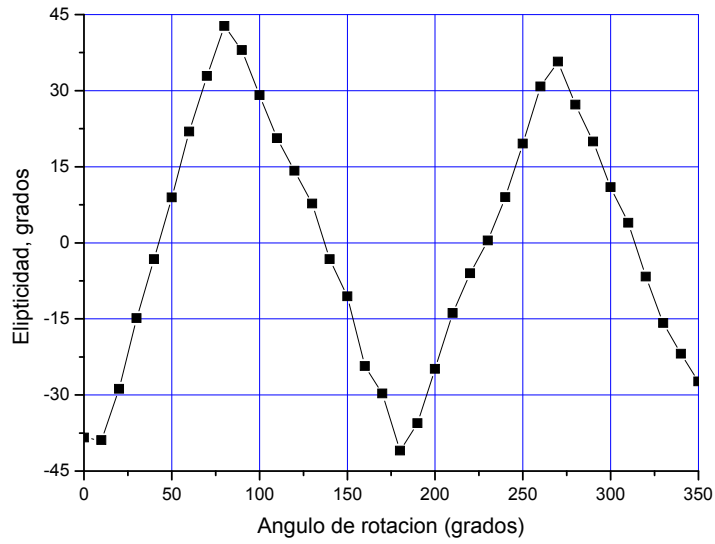


Fig.5. 3. Dependencia de la elipticidad con respecto del ángulo de rotación de la placa QWR1, medido con un polarímetro.

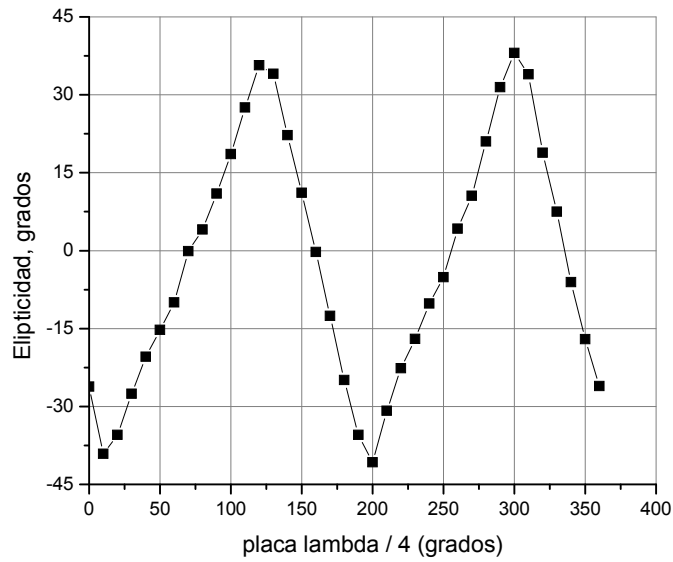


Fig.5. 4. Polarización medida con nuestro sistema de medición

Posteriormente se mide la elipticidad, a bajas potencias de los pulsos, evitando la presencia de fenómenos no lineales, la Fig.5. 4 muestra los resultados. Se puede notar que las dos formas de medir polarización dan resultados muy parecidos.

En los experimentos tenemos que asegurar que la birrefringencia lineal de la fibra en el carrete sea cancelada por la torsión. Para lograr esto se realizaron varias mediciones de elipticidad, para varios carretes de diferentes diámetros con fibra torcida. La torsión de la fibra induce birrefringencia circular y mitiga la birrefringencia lineal residual. Un diámetro grande del carrete permitirá eliminar la birrefringencia por curvaturas.

Los resultados para un carrete de un diámetro de 50 cm con fibra SMF-28 de una longitud de 218 m de fibra, esta fibra tiene una torsión de 6 v/m se muestran en la Fig.5. 5. Se tiene una cierta diferencia entre las elipticidad en la entrada de fibra y la salida. Sin embargo consideramos que para las metas del experimento la birrefringencia lineal es suficientemente baja.

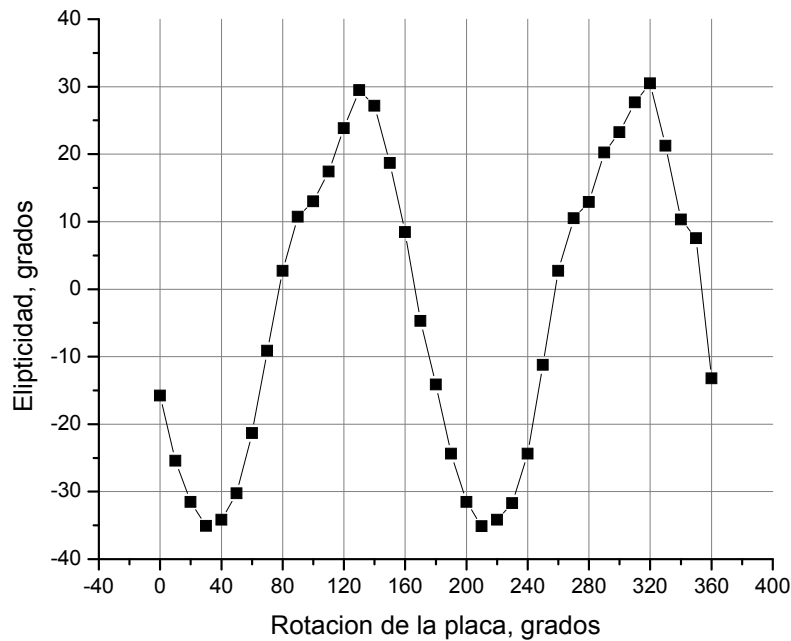


Fig.5. 5. Elipticidad en salida de la fibra para pulsos de baja potencia.

Con el incremento de la potencia hasta unos 150 W el espectro de pulso a la salida de la fibra se ensancha espectralmente desde una longitud de onda de 1550 nm hasta ~ 1650 nm. Para pulsos de 150 W, el espectro se muestra en la Fig.5. 6. La parte del espectro entre las longitudes de onda de 1550 nm y 1640 nm se considera que está formada por solitones. La parte alta del espectro centrada alrededor de 1650 nm está formada por efecto de emisión estimulada de Raman. Esta parte aunque tiene densidad espectral alta no está formada con pulsos de alta potencia. Para nuestras metas nos interesa la parte espectral de 1550 nm hasta aproximadamente 1640 nm.

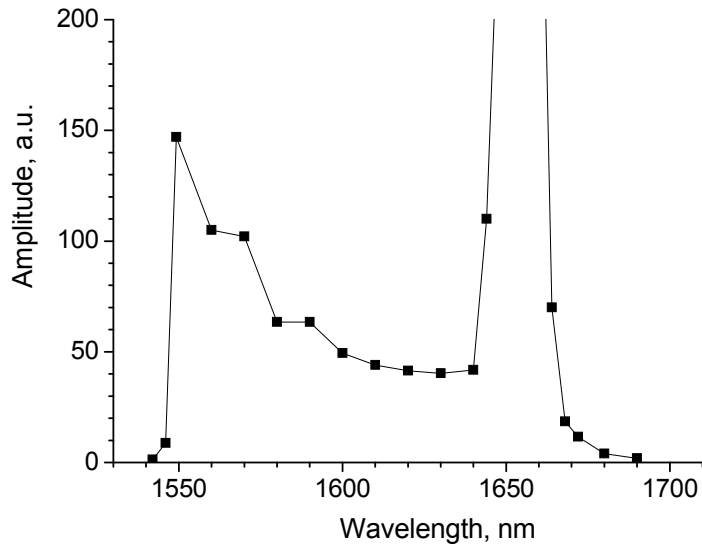
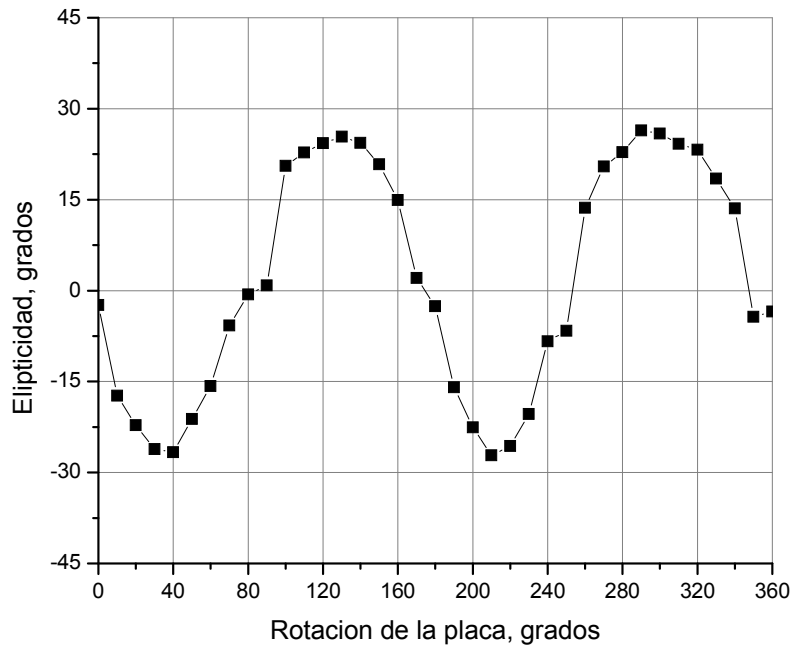


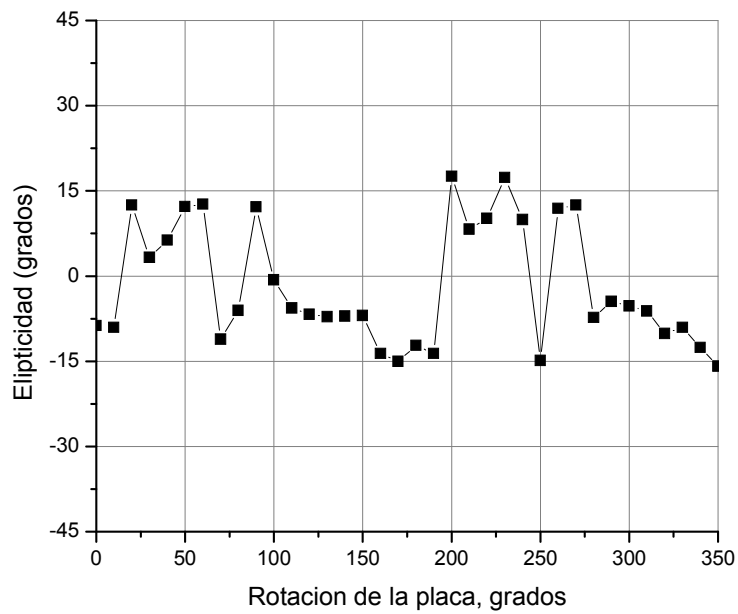
Fig.5. 6. El espectro en la salida de la fibra [5. 1].

La formación de un espectro de banda ancha es un proceso complejo que implica la presencia de fenómenos no lineales. Los diferentes regímenes de generación de SC puede distinguirse considerando bombeo con pulsos cortos (\sim fs), pulsos largos (\sim ns). Los pulsos que aquí se consideran son largos. Las longitudes de onda entre 1550 nm y 1640 nm presentan el área espectral relativamente plana formada supuestamente por solitones, aunque la naturaleza de esta área puede ser más complicada. El pico alrededor de 1560 nm corresponde la onda de Stokes generado por el efecto Raman. En el trabajo hicimos mediciones de la polarización para varias longitudes de onda dentro del área formada por solitones.

La Fig.5. 7 a) presenta los resultados de las mediciones de la elipticidad en la salida de la fibra para una longitud de onda de 1560 nm. La elipticidad promedio en la salida de la fibra torcida está cerca de la elipticidad de entrada, excepto por algunos puntos, estos son cuando la elipticidad de entrada está muy cerca de polarización circular, para QWR1 a 45° , 135° 225° . Para realizar una comparación se realizó una medición de la elipticidad a la salida del carrete hecho con una fibra sin torsión, la Fig.5. 7 (b) presenta estos resultados de medición de la polarización en la salida del carrete de fibra sin torsión. Se puede notar que las medidas muestran elipticidad cerca de 0. Sin embargo eso no significa que elipticidad es 0 siempre, es decir que la elipticidad es aleatoria.



a)



b)

Fig.5. 7. a) Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 218 m de fibra torcida b) medida de la elipticidad a la salida del carrete de fibra sin torcer [5. 1].

Para longitudes de onda de 1570 nm se puede ver que cuando la polarización de entrada es muy cercana a circular existe una mayor región plana, como se observa en la Fig.5. 8.

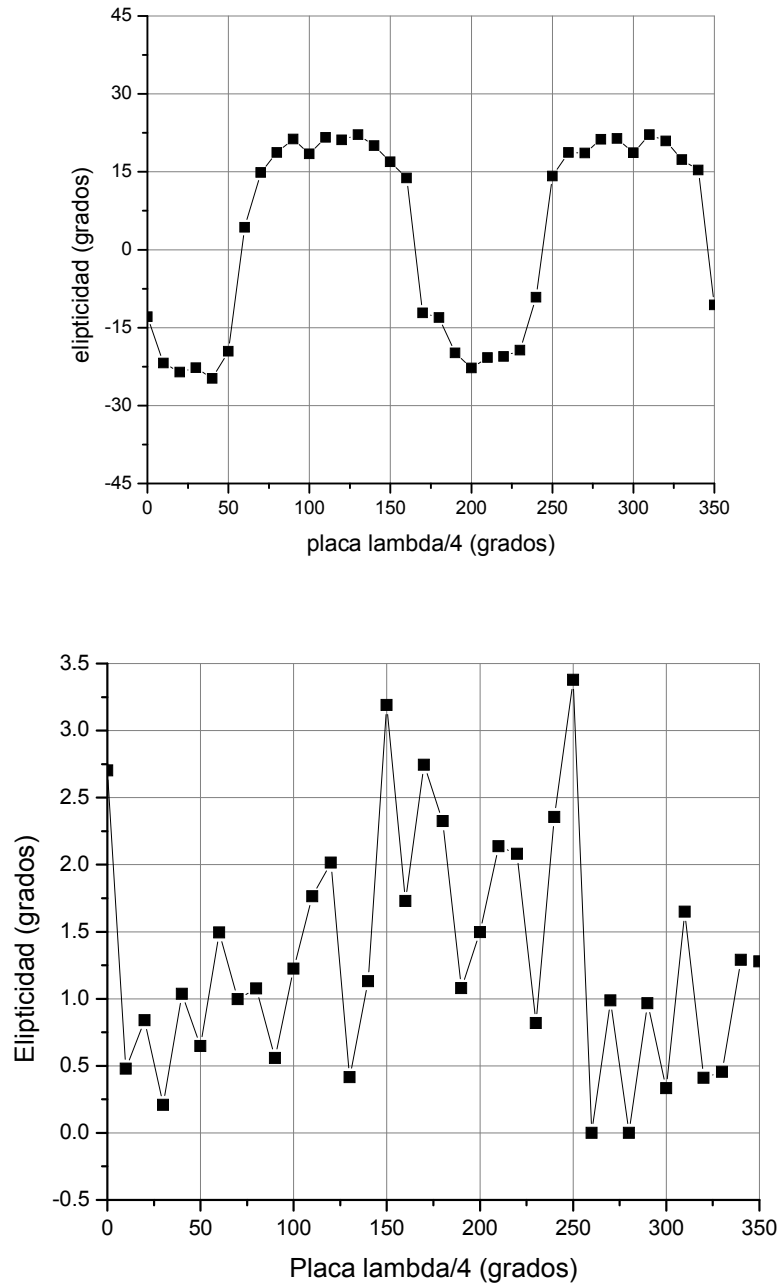


Fig.5. 8. a) Medida de la elipticidad en una longitud de onda de 1570 nm a la salida del carrete fibra torcida b) medida de la elipticidad en una longitud de onda de 1570 nm a la salida del carrete de fibra sin torcer [5. 1].

En la Fig.5. 9 a) la elipticidad a la salida es de aproximadamente 22° en un amplio rango del Angulo de la placa QWR1 de 80° a 140° . Después de esto la elipticidad de salida cae abruptamente a -17° .

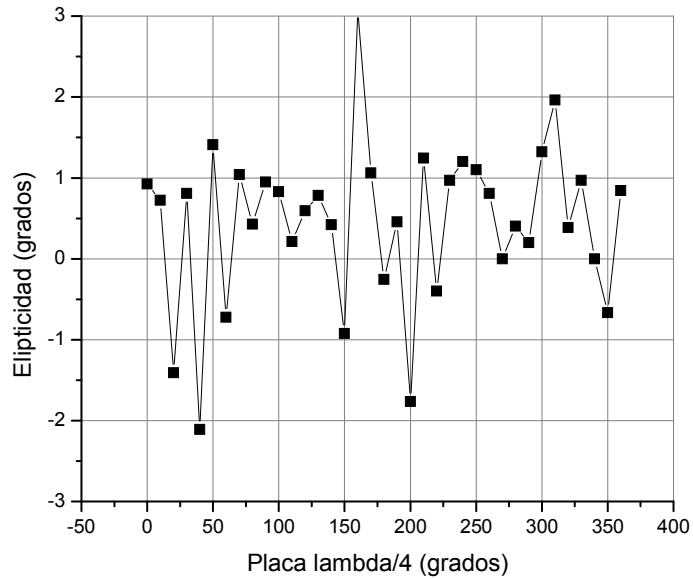
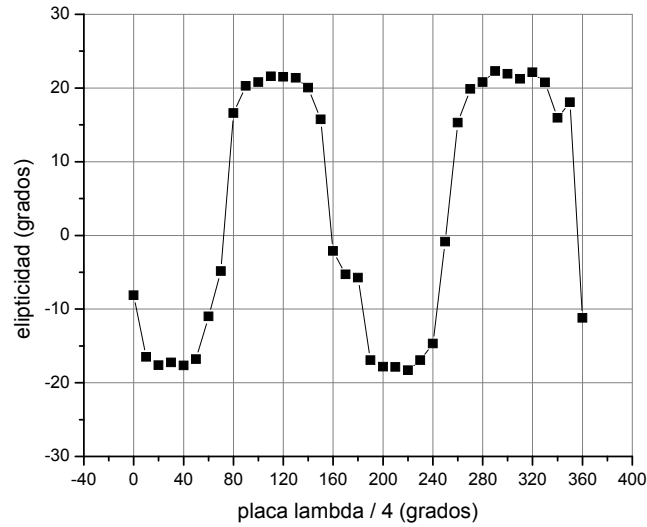


Fig.5. 9. a) elipticidad de salida a una longitud de onda de 1580 nm para fibra torcida b) elipticidad de salida a la misma longitud de onda para fibra sin torcer [5. 1].

Los solitones generados en el proceso de ruptura de pulsos, en una fibra torcida tienen un alto grado de polarización, siempre y cuando la polarización de entrada sea circular, en comparación con los solitones generados en fibra no torcida ya que en este caso la polarización de salida es aleatoria.

Se utilizó la fuente de bombeo del capítulo 4 sección 4.2, el cual emite pulsos del orden 800 fs y centrado a una longitud de onda de 1543 nm.

Para medir la elipticidad, se utilizó el polarímetro mencionado anteriormente y que se muestra en el recuadro punteado de la Fig.5. 10.

5.2.3 Resultados experimentales

A continuación se muestran los resultados para la elipticidad medida a la salida del amplificador, antes de entrar a la fibra torcida.

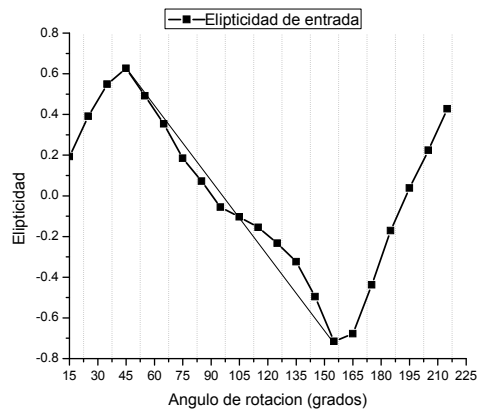


Fig.5. 11. Polarización con respecto al ángulo de rotación de la placa QWR1

En la Fig.5. 11 se muestran valores de -1 a 1, sin embargo si queremos expresar la elipticidad en grados, el rango es de -45° a 45° .

Los valores cercanos a 0 corresponden a polarización lineal, en -1 y 1 a circular y los valores intermedios a polarización elíptica, consideramos que los valores por arriba de 0.5 se pueden considerar polarización circular debido a que se encuentran en valores de la elipticidad máxima. La Fig.5. 11 muestra los estados de polarización, correspondientes a cada ángulo de rotación de la placa QWR1 pasando por todos los estados de polarización: lineal, elíptica y circular. Incrementado la amplificación y potencia del pulso en la entrada de carrete se puede llegar a generación del SC con espectro cual se demuestra en la Fig.5. 12. El SC alcanzado tiene un ancho espectral de aproximadamente 200 nm teniendo una región plana de 1550 nm a 1700 nm.

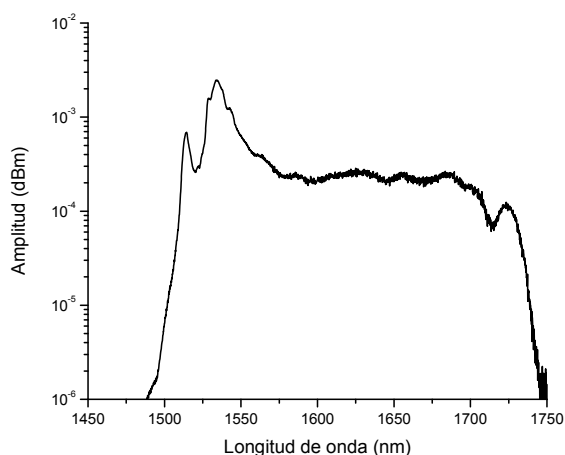


Fig.5. 12. Espectro total del SC, a la salida de la fibra torcida [5. 2].

Como siguiente paso se midió la elipticidad a la salida de la fibra, SMF-28 torcida y enrollada en un carrete de 52 cm de diámetro. Estas mediciones fueron evaluadas en longitudes de onda 1545, 1550, 1630 nm. Esto con la finalidad de medir la polarización a longitudes de onda cercanas a la emisión y la longitud de onda lejana, y se observa si la respuesta tiene el mismo comportamiento dependiendo de la longitud de onda.

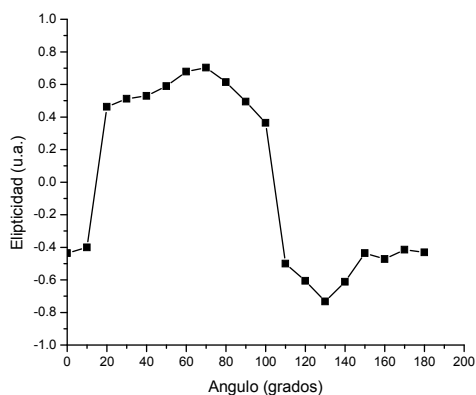


Fig.5. 13. Elipticidad medida a una longitud de onda de 1545 nm, variando el ángulo de la placa QWR1.

En la Fig.5. 13 se puede observar la evolución de la polarización a diferentes polarizaciones de entrada, en una longitud de onda de 1545 nm. En el rango de 20 grados a 90 grados de entrada se observa una región plana en la elipticidad de salida que va desde 0.4 y llega hasta 0.8 y nuevamente regresa a 0.4. Para todo el rango de 0 a 180 grados la elipticidad de salida está entre 0.8 y -0.7. Existe un cambio brusco de la elipticidad de salida cuando la placa se encuentra en un rango de 80° a 105° correspondiente a 0.1 y -0.1 de la elipticidad de entrada, para estos valores la elipticidad de salida cambia desde 0.4 hasta -0.4.

Posteriormente nos colocamos en una longitud de onda de 1550 nm, 1630nm y nuevamente se rota la placa QWR1.

A partir de la Fig.5. 13 a la Fig.5. 15 se puede observar que la polarización del soliton en la salida de la fibra torcida a diferentes longitudes de onda es muy cercana a polarización circular, de 20° a 80° presenta polarización circular derecha, de 100° a 180° circular izquierda y en la región donde la polarización de entrada está cerca de la polarización lineal, la polarización de salida tiene cambios bruscos entre polarización elíptica positiva y elíptica negativa.

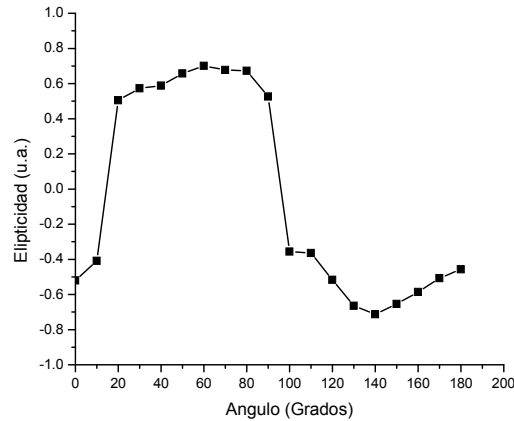


Fig.5. 14. Elipticidad medida a una longitud de onda de 1550 nm, variando el ángulo de la placa QWR1.

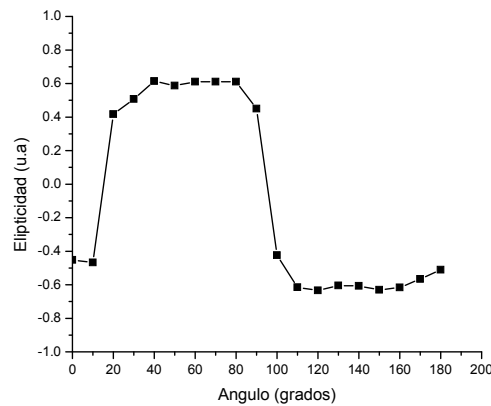


Fig.5. 15. Elipticidad medida a una longitud de onda de 1630 nm, variando el ángulo de la placa QWR1.

Nuestro arreglo permite medir polarización con un solo pulso de entrada. Eso permite medir la estadística de polarizaciones. La Fig.5. 16 muestra los resultados de 29 mediciones con la misma polarización en la entrada, con una rotación de la placa a un ángulo de 80° correspondiente a una elipticidad de entrada de 0.1. Las medidas muestran que la elipticidad de salida está siempre por arriba de 0.3.

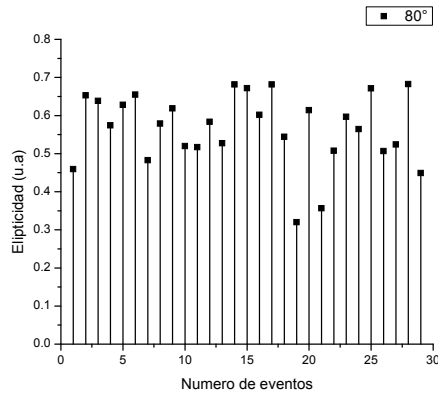


Fig.5. 16. Medición de la reproducibilidad de la elipticidad, a un grado de rotación de la placa QWR1 a 80°

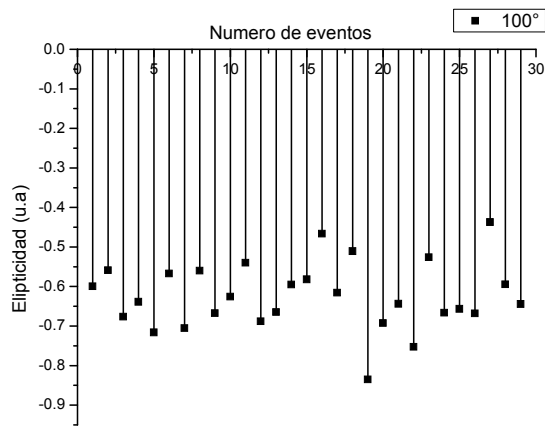


Fig.5. 17. Medición de la reproducibilidad de la elipticidad.

La Fig.5. 17 muestra la elipticidad de salida, para una elipticidad de entrada de -0.1 (ángulo de QWR1 a 100°). Para todas las mediciones la elipticidad en la salida de la fibra se mantiene en valores negativos con módulo de la elipticidad arriba de 0.4. Los resultados muestran que unos pequeños cambios de la elipticidad de la entrada provocan un switch abrupto de elipticidad en la salida de la fibra.

Los resultados más relevantes de estas mediciones son las que se presentan en la Fig.5. 18, el ángulo de rotación de la placa se encuentra en 95° que corresponde a una polarización de entrada lineal, después de realizar 29 medidas, se llegó a la consideración que la elipticidad oscila en valores cercanos a polarización circular positiva-negativa, sin pasar nunca por una polarización lineal.

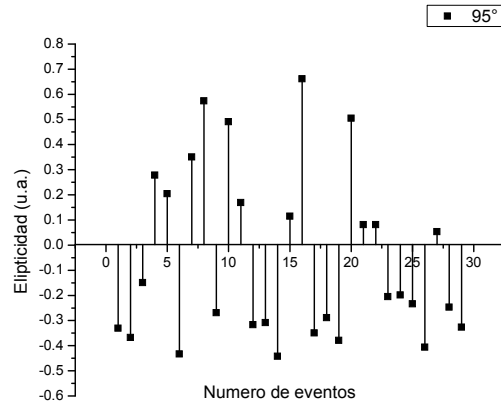


Fig.5. 18. Mediciones de la elipticidad, para un ángulo en la placa QWR1 a 95°.

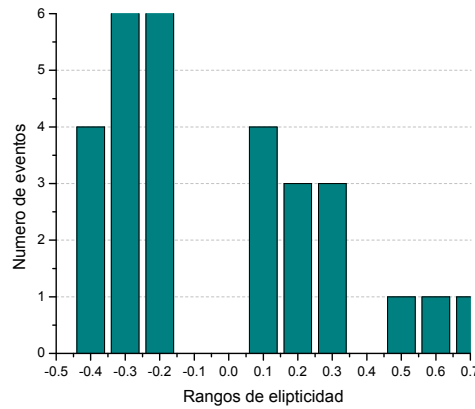


Fig.5. 19. Estadísticas de la elipticidad de los solitones

La Fig.5. 19 muestra la distribución de la elipticidad de salida para 29 mediciones, realizada con una polarización de entrada lineal.

Se puede observar que hay un hueco para elipticidades cercanas a lineal donde no se encuentra ningún evento, el hueco no está centrado exactamente en cero. Sin embargo esto puede ser consecuencia de algunos errores de medición de la polarización.

El SC está constituido por solitones generados en el proceso de rompimiento del pulso, con los resultados anteriores se puede mostrar que si la polarización de entrada al carrete es aleatoria, los solitones en la salida tienen un alto grado de polarización circular y cuando la polarización de entrada al carrete es circular, se observa que la polarización de salida se aproxima en mayor medida a polarización circular.

5.3 Generación de SC con diferentes emisiones láser.

A partir de la presencia de fenómenos no-lineales en fibras ópticas, fueron posibles diferentes aplicaciones y una de estas es la generación de SC. Una fuente de luz SC es una fuente de espectro ancho, generada a partir de pulsos láser o emisión láser de onda continua en un medio no lineal. En el capítulo 4 se presentaron las cavidades láser con las cuales fue posible obtener un espectro de SC. Sin embargo los mejores resultados se observaron utilizando la tercera cavidad láser la cual nos permite diferentes emisiones láser que van desde la generación de solitones unitarios, varios solitones en la cavidad y solitones acoplados.

Utilizando la fuente de bombeo presentada en el capítulo 4 sección 4.1 junto con una etapa de amplificación y como elemento no-lineal 218 metros de fibra SMF-28 torcida a 6 vueltas/metro, se generó el espectro del SC el cual fue medido por medio de un analizador de espectros Ópticos (OSA). El esquema se presenta en la

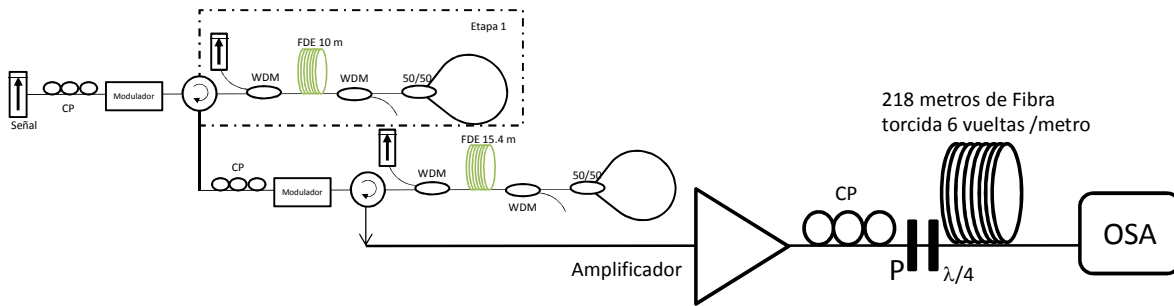


Fig.5. 20 Fuente de bombeo de pulsos cortos y elemento no-lineal.

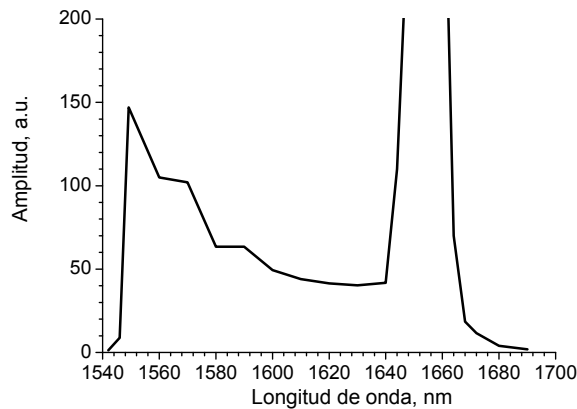


Fig.5. 21 Espectro de SC utilizando la 1ra fuente de bombeo.

En la Fig.5. 21 anterior se observa el espectro del SC alcanzado, utilizando la fuente de pulsos largos, en la figura se puede observar una región de amplificación de 1550 nm hacia longitud de ondas lejanas 1660 nm, de 1600 nm a 1640 nm se

tiene un región de amplitud constante y 1640 nm a 1660 nm, una región con una mayor amplitud.

Para observa los fenómenos no-lineales implícitos en la generación del SC se modificó la fuente de bombeo ahora por la fuente de bombeo de pulsos largos, que se presentó en la sección 4.2, En la Fig.5. 22 se muestra el esquema completo de generación del SC con pulsos cortos.

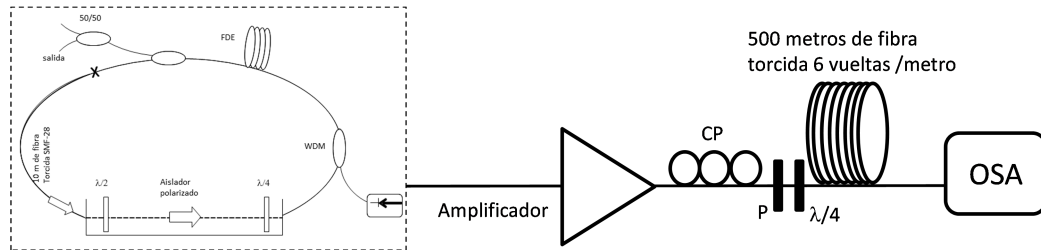


Fig.5. 22 Esquema total para generación del SC con pulsos cortos.

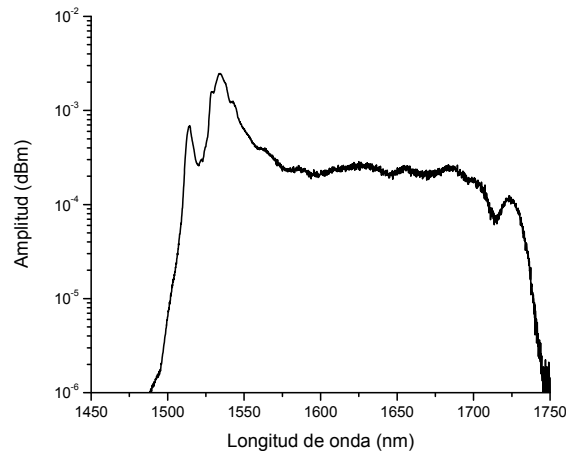


Fig.5. 23 Espectros del SC generados para diferentes polarizaciones de entrada en el carrete de fibra torcida.

El resultado del ensanchamiento espectral para la segunda fuente de bombeo se presenta en la Fig.5. 23, donde el ensanchamiento inicia en una longitud de onda de 1543 nm hasta 1725 nm aproximadamente. En la longitud de onda de 1550 nm hasta 1700 nm es posible observar una región de amplitud constante.

Y finalmente para la generación del SC se utilizó la tercera fuente láser presentada en el capítulo 4 sección 4.3, además de una etapa de amplificación y como elemento no-lineal 500 metros de fibra estándar SMF-28 torcida a 6 vueltas /metro y embobinada en un carrete de 50 cm de diámetro.

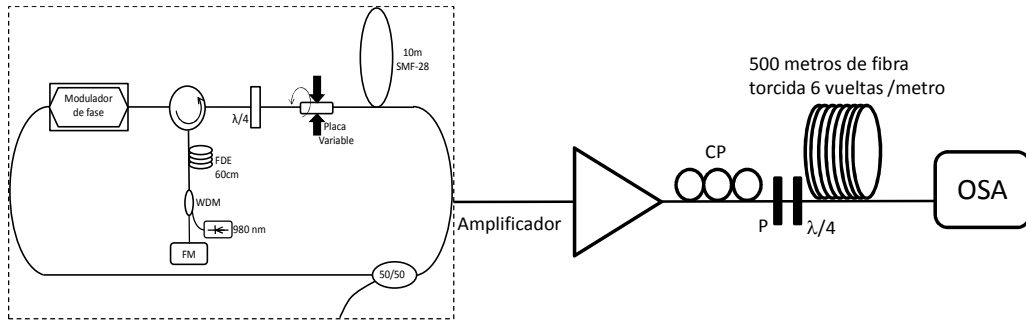


Fig.5. 24. Esquema utilizado para la generación del Supercontinuo

Recordemos que la emisión de la cavidad láser depende de la polarización con la cual se inicia el amarre de modos. Para este caso en específico se partira de ajustar una polarización inicial de -31 y un azimut de -32 . Cuando se tiene una emisión específica es amplificada, pasa por los 500 m de fibra y se observa el espectro a la salida del carrete por medio de un analizador de espectros.

La emisión láser con las características mostradas en la Fig.5. 25 se obtuvieron con una potencia de bombeo de 250 mW. En este caso se tiene una emisión de 3 pulsos propagándose en la cavidad con una separación aleatoria como se observa en el tren de pulsos de la Fig.5. 25 a). En el espectro se muestran varias oscilaciones de frecuencia. La autocorrelacion de la Fig.5. 25 c) se observan nuevamente al menos 3 pulsos con una separación fija entre pulsos. Pueden existir más sin embargo nos limita el autocorrelador ya que tiene una ventana de 60 ps.

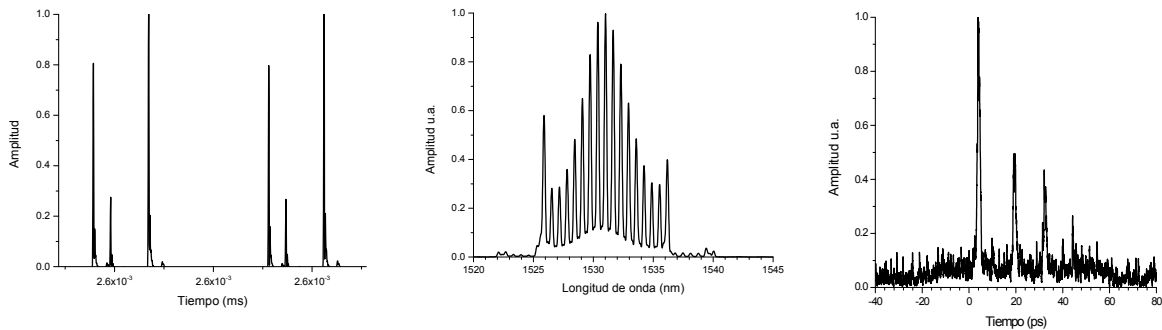


Fig.5. 25. Emisión láser correspondiente a varios solitones que viajan en la cavidad , a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación

Con esta emisión se obtuvo el espectro amplio de SC el cual se muestra en la Fig.5. 26. Cuando se tienen incrementos de amplificación, en el espectro de salida aparece un máximo con longitudes de onda mayores a las de la longitud de onda del bombeo. Este máximo se desplaza a longitudes de onda lejanas con

incrementos en la potencia de bombeo. El espectro se puede identificar como el espectro de un soliton, con algunas ondas restantes del pulso de bombeo.

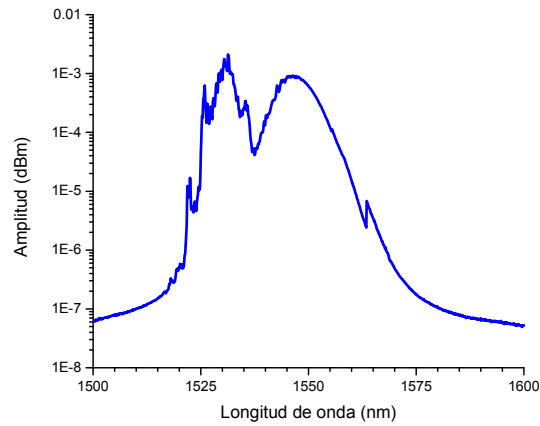


Fig.5. 26. Espectro del SC con un ancho espectral de al menos 35 nm, el láser de bombeo está centrado a una longitud de onda de 1535 nm.

Posteriormente se modificó la emisión de salida del láser de bombeo a una emisión de solitones acoplados, cuando un solo soliton se propaga en la cavidad, ver la Fig.5. 27.

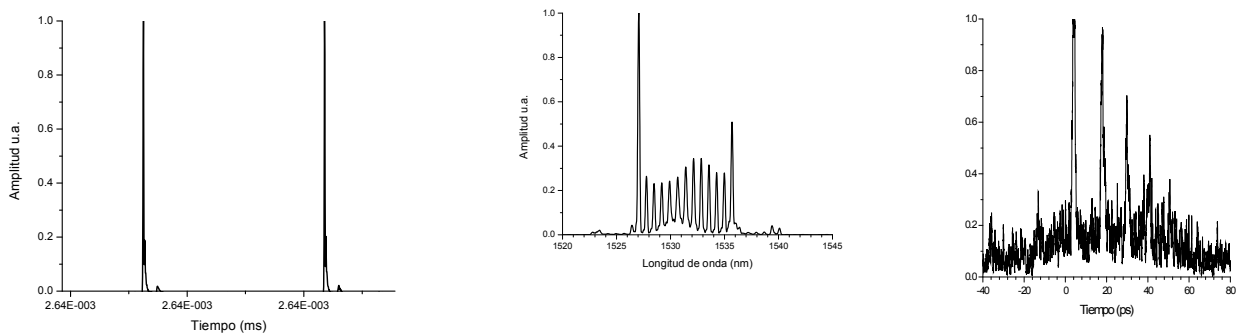


Fig.5. 27. Emisión láser correspondiente a varios solitones que viajan en la cavidad , a) tren de pulsos b) espectro c) autocorrelación

Para esta emisión láser de solitones acoplados se tiene un mayor ensanchamiento espectral, en este caso de 87 nm FWHM como se observa en la Fig.5. 28, se tiene una disminución en amplitud a una longitud de onda de 1550 nm.

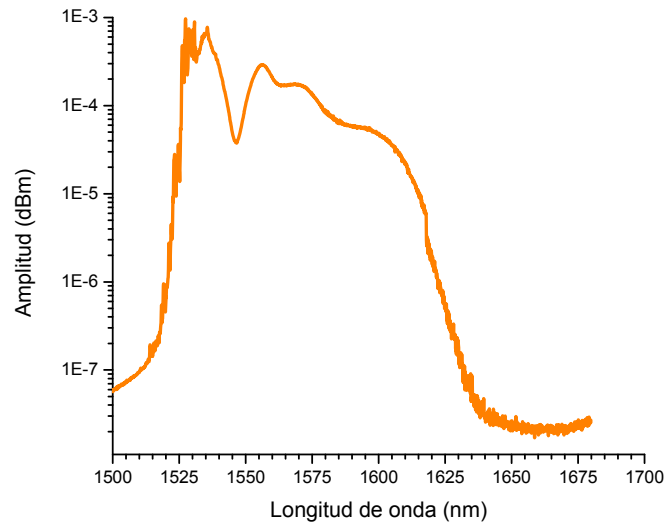


Fig.5. 28. Ensanchamiento espectral de 87 nm.

En la búsqueda del SC más amplio se realizó una emisión láser más complicada, mostrada en la Fig.5. 29 en la cavidad está propagándose un pulso, sin embargo su estructura es más complicada indicando que el pulso se conforma por al menos 6 solitones y el espectro presenta un comportamiento más complicado en el cual no es posible discernir entre las frecuencias.

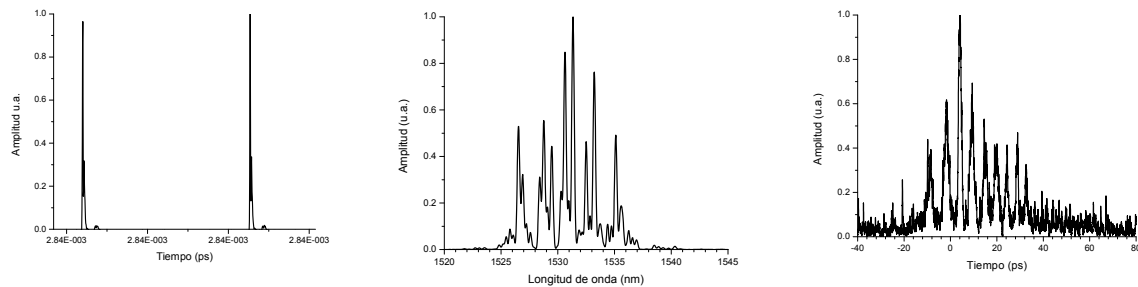


Fig.5. 29. Emisión láser correspondiente a varios solitones que viajan en la cavidad , a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación

Debido a que la emisión láser tiene un mayor número de pulsos y que además estos son acoplados, se logró un espectro amplio de alrededor de 130 nm. La región de mayor amplitud es aquella donde se encuentra la emisión del láser de bombeo y se muestra una región de amplitudes casi constantes desde 1575 nm hasta 1675 nm por esto lo renombramos como espectro plano.

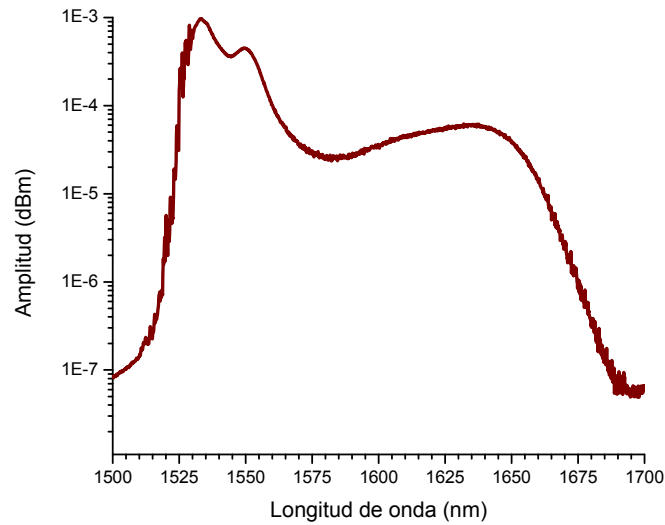


Fig.5. 30. Espectro del SC un ancho espectral de 130 nm

A continuación se presenta uno de los espectros más amplios alcanzados para esta emisión láser, para este caso son varios solitones viajando en la cavidad con una separación aleatoria, el espectro de esta emisión se muestra más complicado y con amplitudes aleatorias, la autocorrelación no dice mucho del número de pulsos, sin embargo se puede ver que tienen una amplitud constante.

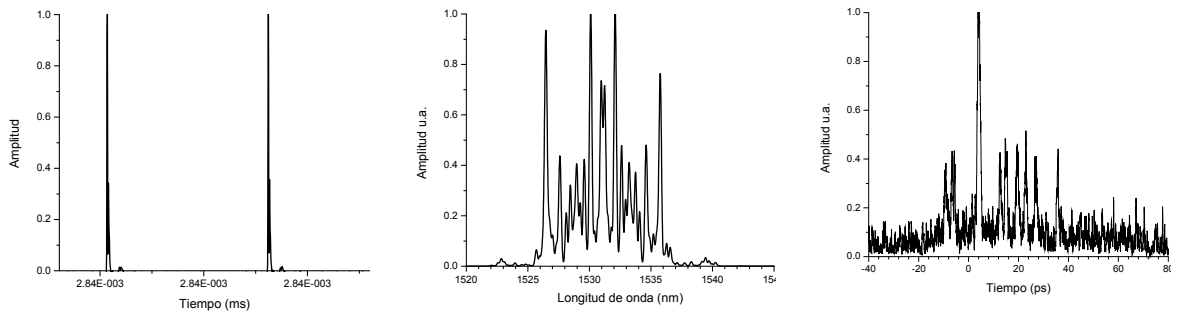


Fig.5. 31. Emisión láser correspondiente a varios solitones que viajan en la cavidad , a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación

El espectro obtenido con esta emisión se presenta en la Fig.5. 32 tiene un ensanchamiento espectral de 165nm y regiones de amplitudes constante.

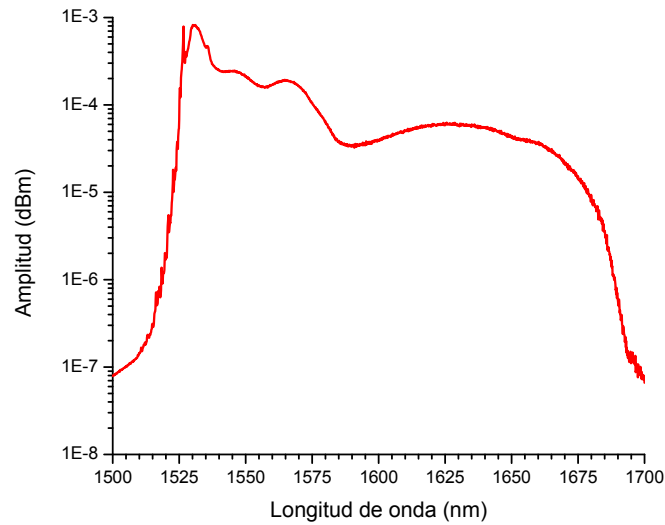


Fig.5. 32. Espectro de SC con dos regiones de ensanchamiento una de 17 nm y la segunda de 165 nm.

De acuerdo a los resultados anteriormente mencionados se puede considerar que para lograr un mayor ensanchamiento espectral, en la emisión de la fuente el número de pulsos viajando en la cavidad debe ser mayor y además en la mayoría de los casos se generaron con la emisión de solitones acoplados.

La tercera fuente láser puede generar diferentes emisiones, para el caso de con una emisión láser de un soliton unitario como se muestra en la Fig.5. 33. Se puede lograr el desplazamiento de un soliton a longitudes de onda lejanas.

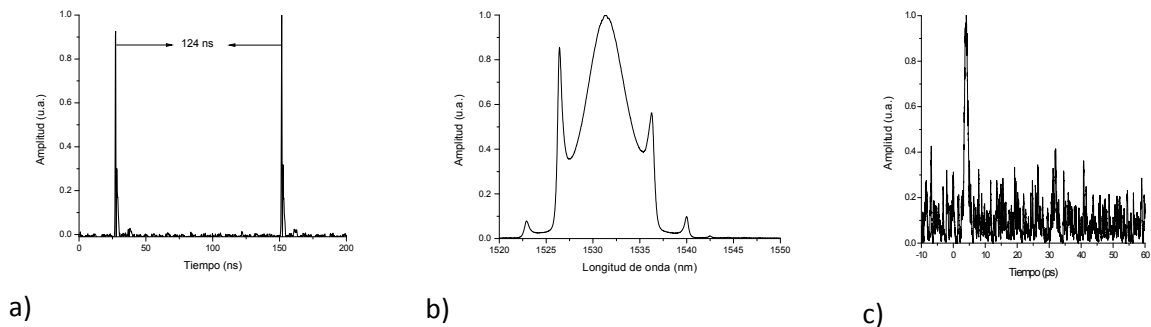


Fig.5. 33 Emisión láser correspondiente a un soliton unitario, a) tren de pulsos b) espectro c) auto correlación

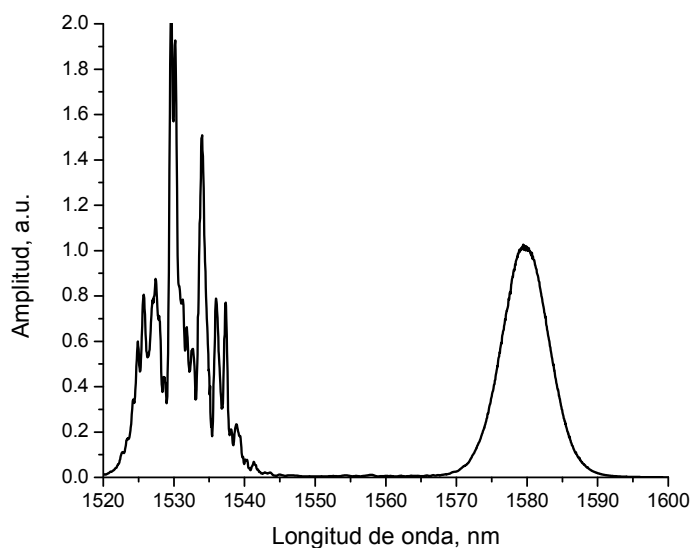


Fig.5. 34 Espectro generado a partir de una emisión laser de soliton unitario.

Cuando se tiene una emisión laser de un soliton al pasar por el elemento no lineal, el espectro no sufre ensanchamiento, lo que sucede es el desplazamiento del soliton desde la longitud de onda de emisión laser (1535 nm) hasta longitudes de onda de ~1580 nm, este desplazamiento es vía la amplificación.

En la Fig.5. 34 se observa la región de la emisión laser en 1530 nm y de 1540 nm a 1570 nm no existe señal, se puede ver el espectro del soliton en la región centrada a una longitud de onda de 1580 nm con un ancho espectral de aproximadamente 10 nm.

Referencias

5. 1 Ariel Flores-Rosas, Josue I. Peralta-Hernandez, Yazmin E. Bracamontes-Rodríguez, Balder A. Villagomez-Bernabe, Georgina Beltrán-Pérez, Olivier Pottiez, Baldemar Ibarra-Escamilla, Roberto Rojas-Laguna, and Evgeny A. Kuzin, "Observation of a high grade of polarization of solitons generated in the process of pulse breakup in a twisted fiber", J. Opt. Soc. Am. B, Vol 31(4), 821-826,(2014).
5. 2 Y. E. Bracamontes-Rodríguez, I. Armas Rivera, G. Beltrán-Pérez, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, M. Durán-Sánchez , E. A. Kuzin, "Polarization of vector solitons generated in break-up process in twisted fiber", OpticsCommunications, Vol. 349, 203-249, (2015).

CAPÍTULO 6

Transmisión no-lineal de un NOLM con un retardador variable dentro del lazo

En este capítulo se presenta un estudio experimental de la transmisión no lineal de un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) de fibra, constituido por un acoplador asimétrico, fibra torcida y dentro del lazo un retardador variable (VWR). El retardador variable permite desplazar la potencia crítica del NOLM para la cual la transmitancia del NOLM llega a su máximo. La posibilidad de ajustar la potencia crítica permite que solo los solitones con una cierta potencia pasen por el NOLM y los demás los rechaza. Esto puede ser una herramienta útil para investigar el proceso de formación del SC. El mecanismo de VWR consiste en aplicar una presión ajustable sobre la fibra óptica dentro del lazo, logrando diferentes valores de VWR de manera sencilla. Se muestran los resultados de la transmisión no-lineal del NOLM para diferentes valores de Δ y diferentes amplitudes del pulso de entrada. Los resultados experimentales muestran que el VWR es un dispositivo que permite un ajuste simple de las características del NOLM.

Introducción

El interferómetro de Sagnac no lineal de fibra óptica (NOLM) es un dispositivo que fue presentado por NJ Doran y David Wood [6.1], se utiliza comúnmente en la actualidad en muchas aplicaciones, tales como, conmutador óptico [6.2, 6.3, 6.4, 6.5], multiplexación de la longitud de onda [6.6], amarre de modos activo [6.7], amarre de modos pasivo [6.8], la supresión del pedestal del pulso y compresión de pulsos [6.9], etc. La configuración de este dispositivo consiste en un acoplador cuyos puertos de salida son unidos con una fibra, que ofrece una manera versátil para conseguir la transmisión no lineal o de conmutación a través del efecto Kerr, cuando una diferencia de fase está presente entre dos haces que se contra-propagan en el acoplador. La mayoría de los diseños de estos dispositivos aprovechan las ventajas de la auto-Modulación de Fase (SPM), lo que causa una diferencia de fase no lineal, que se acumula solamente si aparecerá asimetría en la potencia entre los 2 haces que se contra-propagan en el lazo, generalmente impuesta por el factor de acoplamiento (α), que ofrece una posibilidad muy pobre para ajustar el contraste o la potencia crítica y no puede tener al mismo tiempo un alto contraste y baja potencia crítica.

Otros trabajos reportan el uso de un acoplador simétrico y una placa de cuarto de onda (QWP) dentro del lazo, cerca del puerto de salida del acoplador para generar una asimetría de polarización para obtener un alto contraste y baja potencia

crítica [6.11, 6.13]. La evolución de la polarización no lineal (incluyendo la auto-Modulación de fase (SPM) y modulación de fase cruzada (XPM)), del haz óptico a lo largo de la fibra puede ser fácilmente descrito usando las ecuaciones de acoplamiento que fueron desarrolladas por Kuzin [6.13]. Muchos autores que trabajan con el interferómetro de Sagnac de fibra óptica obtienen la característica de transmisión adaptada a sus aplicaciones particulares, pero por lo general dan muy poca información acerca de las manipulaciones exactas requeridas para lograr este resultado, por lo tanto decidimos realizar un análisis experimental del efecto de un retardador variable de (VWR) en el interior del lazo para obtener el ajuste fácil de la dependencia no lineal de la transmisión del NOLM. Para este caso, el mecanismo de VWR consiste en aplicar una presión ajustable en la fibra óptica dentro del lazo y de esta forma tener diferentes valores de VWR a través de manera simple. Este mecanismo se coloca de forma asimétrica dentro del lazo con un acoplador desequilibrado ($\alpha = 0,52$ y $\alpha = 0,48$). Para cerrar el lazo se utilizó fibra torcida. Como fuente de señal se implementó un láser de cavidad de anillo de amarre de modos, con una duración de 0.7 ps centrado en una longitud de onda de 1545 nm.

En este trabajo se evalúa la transmisión no-lineal del NOLM para diferentes valores de VWR y para diferentes potencias del pulso de entrada. Se midió la transmisión contra el retraso de QWP con la potencia de pulso constante. Los resultados interesantes son las mediciones de transmisión del NOLM como una función de la potencia del pulso de entrada, donde su comportamiento es diferente dependiendo de dónde se coloca la VWR para cada puerto del acoplador ($\alpha = 0,52$ y $\alpha = 0,48$). Fue posible evaluar la potencia del pulso de entrada en el experimento dando como resultado una potencia de aproximadamente 70 W.

Análisis del NOLM

En la Fig.6. 1 se muestra un diagrama esquemático para un NOLM convencional.

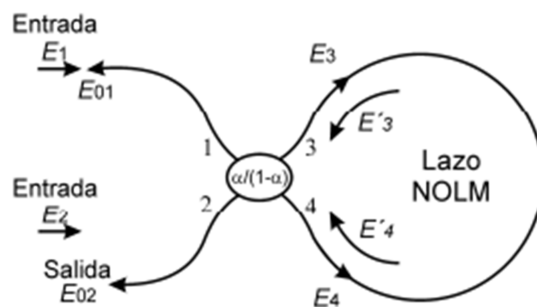


Fig.6. 1 Configuración de un NOLM convencional.

Como podemos observar, el NOLM consiste de un acoplador direccional de cuatro puertos con una razón de acoplamiento $\alpha / (1 - \alpha)$ y dos de sus puertos conectados entre sí para formar un lazo de fibra. La operación del NOLM la

podemos analizar empleando la matriz de transmisión del acoplador para los campos de entrada E_1 y E_2

$$\begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\alpha} & j\sqrt{(1-\alpha)} \\ j\sqrt{(1-\alpha)} & \sqrt{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

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

$$\begin{pmatrix} E'_3 \\ E'_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & e^{j\varphi_{4-3}} \\ e^{j\varphi_{3-4}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

donde E'_3 y E'_4 representan a los campos después de su propagación en el lazo, φ_{3-4} y φ_{4-3} son las fases adquiridas por los campos al propagarse del puerto 3 al puerto 4, y del puerto 4 al puerto 3 respectivamente. Finalmente los campos E_3 y E_4 inciden en el acoplador y los campos a la salida del lazo están determinados por

$$\begin{pmatrix} E_{01} \\ E_{02} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\alpha} & j\sqrt{(1-\alpha)} \\ j\sqrt{(1-\alpha)} & \sqrt{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_3 \\ E'_4 \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

donde E_{01} y E_{02} representan los campos a la salida del lazo a través de los puertos 1 y 2 del acoplador respectivamente. En el caso cuando $E_2=0$. Bajo esta condición desarrollamos las matrices (6.2) a (6.3) para obtener una expresión de la reflexión y transmisión

$$R = \frac{|E_{01}|^2}{|E_1|^2} = 4\alpha(1-\alpha)\cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (6.4)$$

$$T = \frac{|E_{02}|^2}{|E_1|^2} = 1 - 4\alpha(1-\alpha)\cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (6.5)$$

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

En el NOLM los efectos no lineales son empleados para generar una asimetría entre los componentes que se propagan del lazo, resultando así en una transmisión no lineal. La diferencia de fase no lineal está representada por la siguiente ecuación.

$$\Delta\varphi = \varphi_{NL_{4-3}} - \varphi_{NL_{3-4}} = (1 - 2\alpha)\gamma P_0 L \quad (6.6)$$

donde φ_{NL} representa la fase no lineal adquirida, L es la longitud del lazo, γ es el coeficiente no lineal, y P_0 es la potencia incidente en el puerto 1 del acoplador.

Una alternativa para mejorar el desempeño del NOLM propone la asimetría de polarización. En 1997 el Dr. Kuzin et al. propusieron un NOLM simétrico ($\alpha=0.5$) con fibra altamente torcida en el lazo y una placa retardadora de $\lambda/4$ para proveer asimetría de polarización [6.13]. En la se muestra un diagrama esquemático de esta configuración

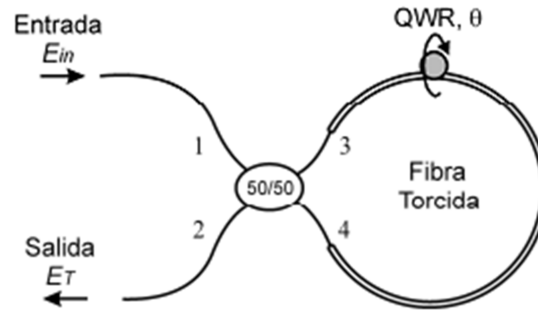


Fig.6. 2 Esquema del NOLM con fibra altamente torcida y un retardador de $\lambda/4$ ubicado asimétricamente en el lazo

En esta configuración la torsión en la fibra es importante para inducir birrefringencia circular (actividad óptica) y reducir significativamente la birrefringencia lineal residual que genera cambios de polarización en la evolución del pulso. Esto hace a esta configuración de NOLM más estable e invariante a variaciones del ambiente. El retardador de $\lambda/4$ (QWR, quarter-wave retarder) es colocado inmediatamente después del puerto 3, de manera que el haz que se propaga en sentido de las manecillas del reloj experimenta un cambio de polarización al inicio de su propagación. Mientras que el haz en dirección opuesta (puerto 4) experimenta un cambio de polarización al final de su propagación en el lazo. Una característica importante de esta configuración es que su transmisión es muy flexible, y esta puede ser modificada a través del estado de polarización del campo incidente o a través de ajustes del ángulo de rotación del QWR. Para el caso particular de polarización circular en la entrada, el contraste puede ser ajustado para valores entre 1 e 0 mediante rotación del QWR sin generar cambios importantes en la potencia crítica. Por esta razón para el análisis del NOLM mostrado en la Fig.6. 2 consideramos una polarización de entrada circular. Haciendo un análisis matricial similar al de la sección anterior, podemos obtener una expresión para la transmisión del NOLM en función del ángulo de rotación del QWR para la región de bajas potencias [6.12].

$$T = \frac{|E_T|^2}{|E_{in}|^2} = \frac{1}{2} [2 - 4\alpha(1 - \alpha)(1 + \cos^2(2\theta))] \quad (6.7)$$

donde E_{in} y E_T representan a los campos de entrada y transmitidos en el NOLM, y θ es el ángulo de rotación del QWR. Para modelar la evolución de pulsos en el NOLM utilizamos una base circular de la NLSE empleando las siguientes ecuaciones acopladas

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} = \frac{\Delta\beta}{2} \frac{\partial A_+}{\partial T} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_+}{\partial T^2} + i \frac{2}{3} \gamma (|A_+|^2 + 2|A_-|^2) A_+ \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial A_-}{\partial z} = -\frac{\Delta\beta}{2} \frac{\partial A_-}{\partial T} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_-}{\partial T^2} + i \frac{2}{3} \gamma (|A_-|^2 + 2|A_+|^2) A_- \quad (6.8)$$

donde A_+ y A_- representa la envolvente del pulso para un estado de polarización circular derecha e izquierda respectivamente, z representa la distancia física, el parámetro $\Delta\beta$ representa la diferencia de las velocidades de grupo entre los estados circular derecho y circular izquierdo.

6.1 Arreglo Experimental

El arreglo experimental utilizado para la caracterización del NOLM se muestra en la Fig. 6. 3, se utilizó un láser en configuración de anillo todo fibra, que funciona bajo el principio de amarra de modos pasivo. La duración de los pulsos es de 0,7 ps con longitud de onda central de 1545 nm. La descripción de este láser está dada en el capítulo 4.2. Los pulsos se amplificaron por un EDFA con la amplificación máxima de hasta 100 veces. Los pulsos de la salida del amplificador pasan a través de un controlador de polarización PC, un polarizador, y una QWP. La rotación de la QWP permite polarización estable y selección de la elipticidad de la señal de entrada al NOLM, en este caso particular se ajusta a una polarización circular.

El NOLM está formado por un acoplador ligeramente asimétrico 52/48, cuyos puertos de salida fueron empalmados con 200 m de fibra estándar SMF-28 altamente torcida (6 vueltas/m). Se armó un retardador variable (VWR, Variable Wave Retarder), el funcionamiento de este es el siguiente mediante la aplicación de una presión ajustable en la fibra óptica se produce una birrefringencia lineal en esta porción de la fibra en la dirección de la presión aplicada. El VWR se puede girar para cambiar la orientación de los ejes. El retraso entre los ejes lentos y rápidos se puede variar entre 0 y 2π . Y finalmente los impulsos de salida fueron detectados por un fotodetector ultrarrápido con 8 GHz y monitoreados por un osciloscopio con 2 GHz de ancho de banda. La transmisión se calcula como una relación entre las amplitudes de los pulsos de salida y de entrada.

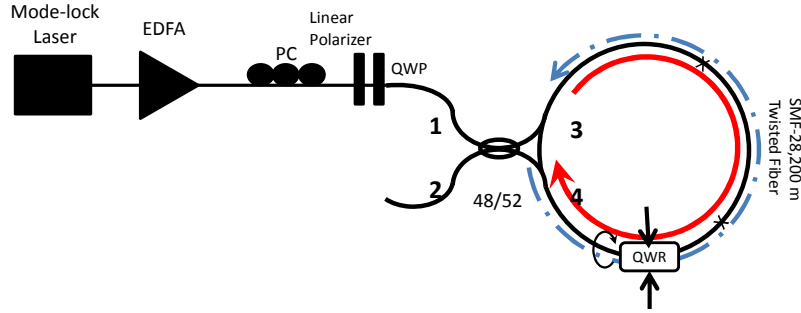


Fig.6. 3. Esquema experimental del NOLM

Para la caracterización experimental de la transmisión del NOLM, se ajustó una polarización de entrada circular, se colocó la placa variable en los puertos de 0.52 y 0.48 de forma independiente.

Los trabajos reportados hacen uso de elementos que no cuentan con la versatilidad de ajustar de forma sencilla la polarización. En el presente trabajo se muestra la versatilidad y ventajas del uso del VWR ajustable.

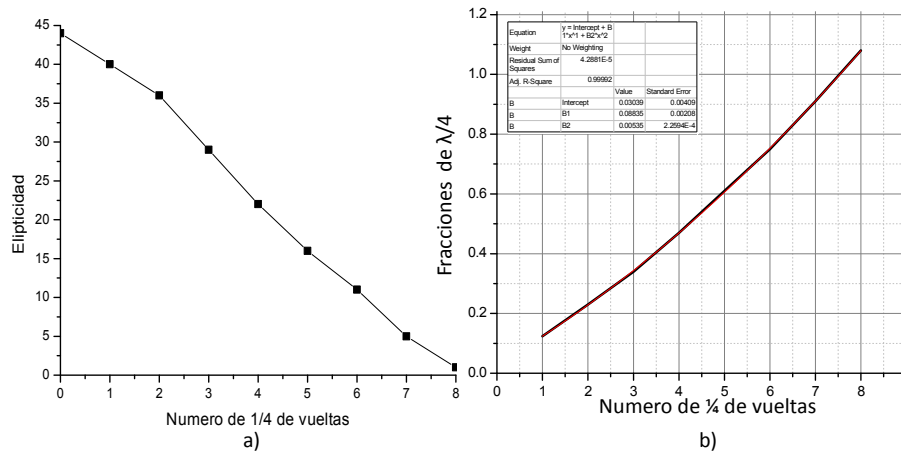


Fig.6. 4. Caracterización de la placa variable, a) medidas de elipticidad b) retardo en fracciones de $\lambda/4$

En la Fig.6. 4 a) se observa la caracterización del VWR iniciando en una elipticidad circular correspondiente a un valor de 43 grados, se graduó el tornillo que realiza la presión en la fibra en cuartos de vuelta, se observa que en 2 vueltas se tiene elipticidad cercana a cero, en este punto ya tenemos una VWR de $\lambda/4$. En la Fig.6. 4 b) se presenta la simulación y nuevamente en 2 vueltas es cuando se obtiene. El valor de delta 1 correspondiente a $\lambda/4$.

Resultados y discusiones

Fig.6. 5 muestra el resultado de las mediciones de transmisión del NOLM como una función de la amplitud del pulso de entrada para los puertos de entrada, 0,52 y 0,48, respectivamente. Podemos ver que la transmisión no lineal NOLM en $\Delta = 0$ tiene una dependencia a la amplitud del pulso de entrada como se observa en la Fig.6. 4 a) mientras que para la Fig.6. 5 b) la transmisión es constante hasta valores de amplitud del pulso mayores a 40, esto se debe al desequilibrio de potencia del acoplador. Cuando se inserta la VWR al puerto 0.52 el efecto del desequilibrio de energía se suma al efecto del desequilibrio de polarización, por tanto, la transmisión crece con el incremento del retardo de la VWR. En contraste con los resultados mostrados en la Fig.6. 5 b) el desequilibrio de polarización y desequilibrio de potencia opuestos generan un cambios de fase no lineal. Como resultado pequeños retardos de VWR tendrán mínimos de transmisión que para el retraso igual a 0. La transmisión es 0 en cualquier potencia del pulso de entrada con un retraso igual a $0,375 * \pi / 4$. Para un retraso superior a 0.375 la transmisión comienza a crecer con el incremento de la potencia de entrada. En la Fig.6. 5 b) se puede observar que se produce un pequeño incremento de la transmisión de baja potencia, menos de 5%. Atribuimos una pequeña desalineación del ángulo del VWR.

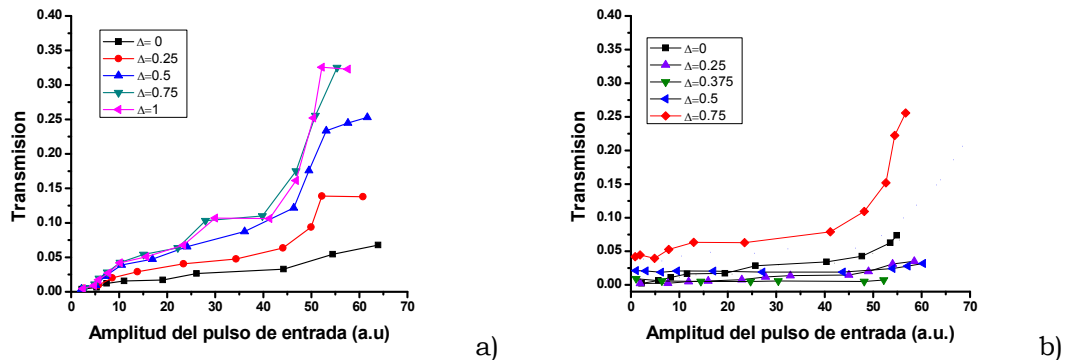


Fig.6. 5. Transmisión del NOLM contra la amplitud del pulso de entrada, a) placa colocada en el puerto del 52% b) placa en el puerto del 48 %.

A partir de la Fig.6. 5, se nota que la dependencia de la transmisión no lineal del NOLM, es un poco compleja debido a que se atribuye que para altas potencias el pulso de salida presenta alteraciones tales como: ensanchamiento temporal, y deformaciones en su perfil, como la presencia de chirp.

Otra característica de la transmisión no lineal del NOLM fue variando el retardo de VWR y dejando la potencia del pulso de entrada constante. La Fig.6. 6 muestra la transmisión no lineal del NOLM como una función del VWR para diferentes amplitudes de pulso de entrada cuando el VWR se inserta al puerto de 0.52. En la Fig.6. 6 a) se observa un pulso con amplitud de 1.43, en la dependencia se presentan dos máximos uno en un incremento ΔVWR de 0.5 y el segundo máximo

a un incremento de ΔVWR 1.25, similar a los datos simulados en Fig. 6. 6 b) correspondiente a una potencia del pulso de 70 W, excepto que el valor mínimo se produce cuando $\Delta = 0.8$. Este cambio puede ser debido a que calibración del VWR no es muy exacta o porque la polarización de entrada no era exactamente circular. La conclusión de que nuestra pulso de entrada en el experimento fue de aproximadamente 70 W.

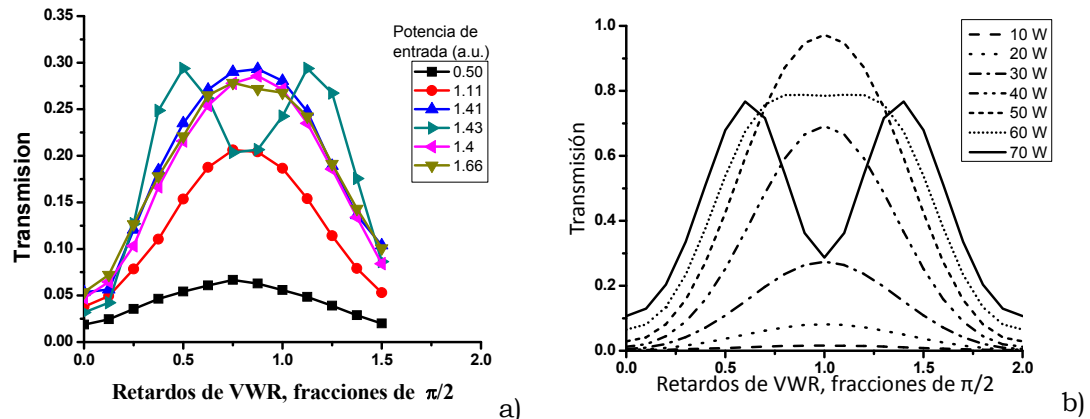


Fig.6. 6. Transmisión del NOLM para diferentes valores de incrementos ΔVWR , cuando la placa está colocada en el puerto del $\alpha=0.52$, a) resultados experimentales, b) simulación.

La Fig.6. 7 muestra los resultados para diferentes potencias del pulso de entrada, cuando el VWR está colocado en el puerto 0.48. La Fig.6. 7 b) muestran que la transmisión alcanza un máximo cuando $\Delta = 1$, mientras que los resultados experimentales Fig.6. 7 a) se produce cuando $\Delta = 1,2$, esta diferencia se considera que es un mal ajuste en el VWR o que la polarización de entrada no es circular. Otra característica importante es que cuando $\Delta < 0.5$ hay un mínimo de transmisión ya que se considera que los efectos no lineales se restan por la diferencias de potencias entre los pulsos contra propagándose en el NOLM.

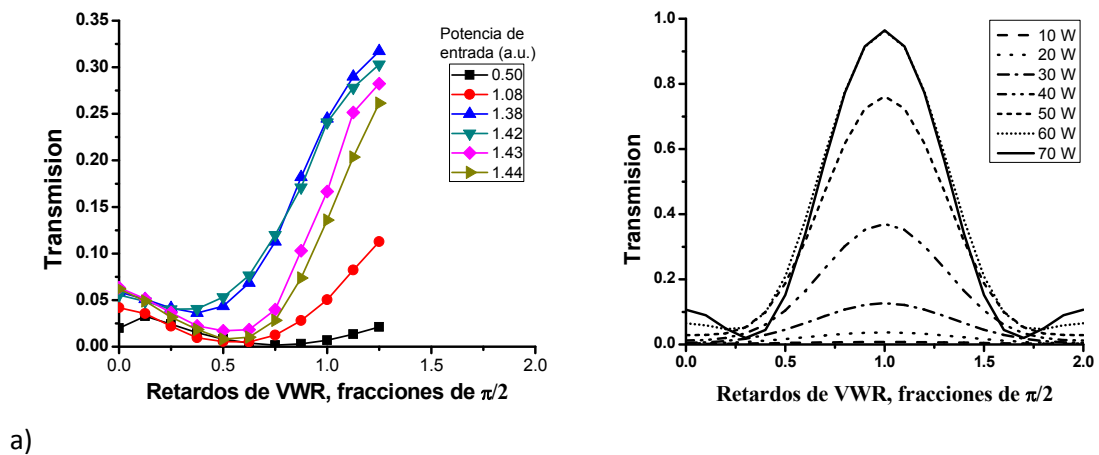


Fig.6. 7. Transmisión del NOLM para diferentes valores de ΔVWR , cuando la placa está colocada en el puerto del $\alpha=0.48$, a) resultados experimentales, b) simulación.

6.2 Respuesta del NOLM como filtro de solitones.

Una aplicación interesante del NOLM es la que se presenta a continuación. En esta sección se propone el uso del NOLM como de solitones de un espectro de SC.

Para observar este fenómeno se realizó el esquema de la Fig.6. 8, para este caso se utilizó como fuente de bombeo la tercera fuente, descrita en el capítulo 4, sección 4.3, y como elemento no lineal un carrete de 500 m de fibra SMF-28 torcida a 6v/m. El NOLM es el descrito en la sección 6.1

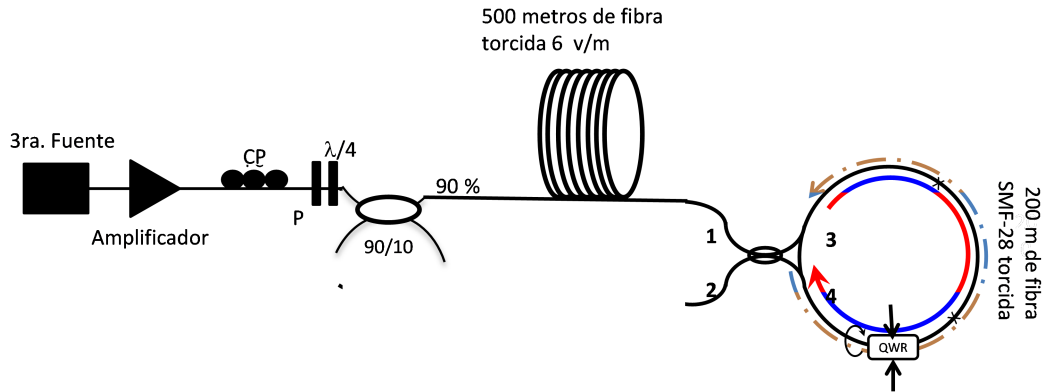
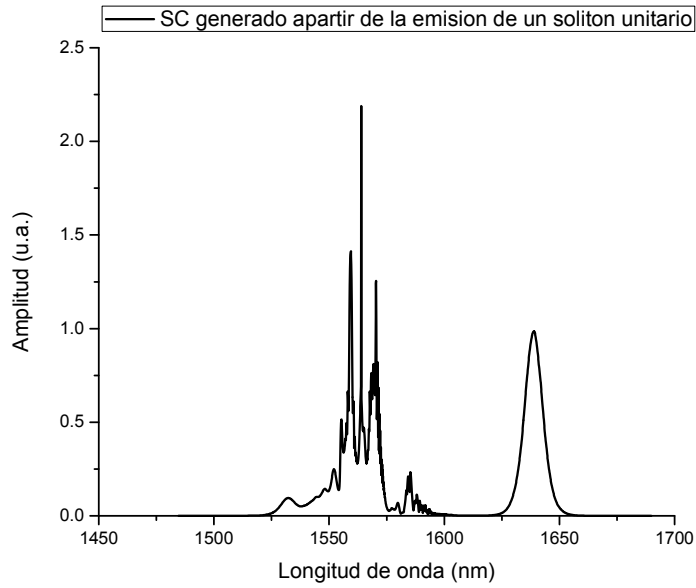


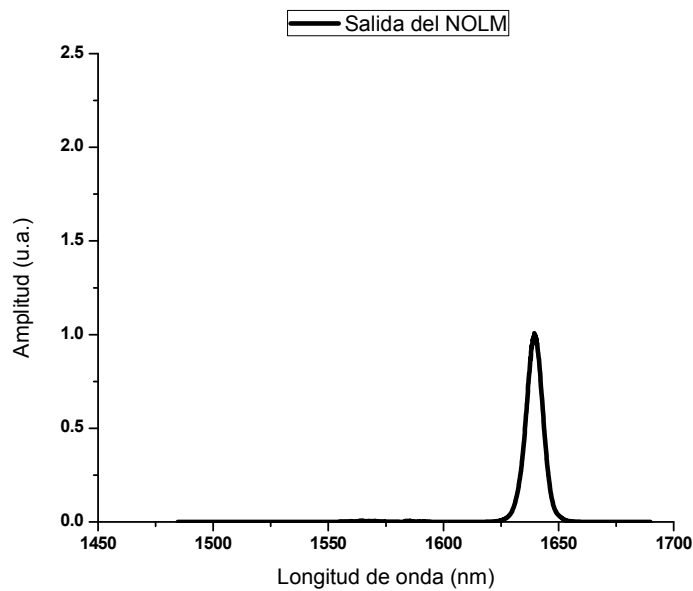
Fig.6. 8 Esquema para la generación de un espectro amplio y el NOLM

En este caso se elige una emisión de la fuente de bombeo correspondiente a un soliton unitario, esta señal es amplificada, y se propaga por un carrete de 50 cm de diámetro, y 500 m de fibra SMF-28 torcida a 6 vueltas por metro. Al modificar la amplificación se observa el desplazamiento del soliton a longitudes de onda lejanas, como se muestra en la Fig.6. 9 a), se puede observar que en la longitud de onda 1550nm a 1600 nm se encuentra la señal laser junto con ondas dispersivas que se propagan en la cavidad, de 1600 nm a 1625 nm no se tiene ninguna señal y el soliton desplazado se encuentra centrado a una longitud de onda de 1638 nm.

El espectro mostrado en la Fig.6. 9 a) es la entrada al NOLM, y el espectro de salida del NOLM se muestra en la Fig.6. 9 b), donde se puede observar que solo se mantiene el soliton centrado en 1638 nm y las demás señales fueron eliminadas.



a)



b)

Fig. 6. 9 a) Espectro obtenido en la salida del carrete de 500 metros de fibra torcida, b) Espectro en la salida del NOLM.

Dentro de los resultados se obtuvo la transmisión no-lineal del NOLM para diferentes valores de Δ .

La propuesta de un NOLM con una placa variable, permitió obtener a la salida los solitones mas energéticos, eliminando las señales de ruido y en algunos casos señales de ASE.

Referencias

- 6.1 N.J Doran, y D. Wood, "Nonlinear optical loop mirror", *Opt. Lett.* Vol. 13,56-58 (1998) J.D. Moores, K. Bergman, H. A. Haus, and E.P: Ippen; "Optical switching using fiber ring reflectors", *J. Opt. Soc. Am. B* 8,594-601, 1991.
- 6.2 W. Cao and P. K. A. Wai, "Comparison of fiber- based Sagnac interferometers for self for-Switching of optical pulses", *opt. Communication*, Vol. 245, 177-186, 2005.
- 6.3 Agrawal, L. Wang, Y. Su and P, Kumar, "All optical loadable and erasable storage buffer based on parametric nonlinearity in fiber", *J. Lightwave Technol.* Vol. 23, 2229-2238, 2005.
- 6.4 O. Pottiez, E. A. Kuzin, B.Ibarra-Escamilla, J. L. Camas Anzueto, and F. Gutierrez Zainos, "Experimental demostration of NOLM Switching based on nonlinear polarization rotation", *Electron. Lett.* Vol. 40. 892-894, 2004.
- 6.5 H. Sotobayashi, C. Sawaguchi, Y. Koyamada and W. Chujo, "Ultrafast walk-off-free nolneal optical loop mirror by a simplified configuration for 320 Gbit/s time-division multiplexing signal demultiplexing" *Opt. Lett.* Vol 27 1555-1557, 2002.
- 6.6 W.W. Tang, C. Shu, and K.L. Lee, "Rational harmonic mode locking of an optically triggered fiber laser incorporating an nonlinear optical loop modulator, *IEEE Photon Technol. Lett.* Vol. 13, 16-18, 2001.
- 6.7 I.N. Duling III, "All- fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror", *Opt. Lett.* Vol. 16, 539-541, 1991.
- 6.8 M.D. Pelusi, Y. Matsui and A. Suzuki, "Pedestal suppression from compressed femtosecond pulses using a nonlinear fiber loop mirror, *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 35, 867-874, 1999.
- 6.9 T. Sakamoto and K. Kikuchi, "160 GHz operation of nonlinear optical loop-mirror with an optical bias controller" *IEEE Photonics Technol. Lett* 543-545, 2005.
- 6.10 B. Ibarra-Escamilla, E. Kuzin, O. Pottiez, J. Haus, F. Gutierrez-Zainos, R. Grajales-Coutiño, and P. Zaca-Moran, "Fiber optical loop mirror with a symmetrical coupler and quarter-wave retarder plate in the loop", *Opt. Commun.* Vol. 242, 191-197, 2004.
- 6.11 B. Ibarra-Escamilla, E. Kuzin, P. Zaca-Moran, R. Grajales-Coutiño. F. Mendez-Martinez, O Pottiez, R. Roja-Laguna, J.W. Haus. "Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias". *Optics Express.* Vol 13, 26, 10760-10767, 2005.

6.12 O. Pottiez, E.A. Kuzin, B. Ibarra. and F. Mendez-Martinez, Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a $\lambda/4$ birefringence bias”, *opt. Commun.* Vol. 254, 152-167, 2005.

6.13 E. A. Kuzin, N. Korneev, J. W. Haus, and B. Ibarra-Escamilla, “Theory of nonlinear loop mirrors with twisted low-birefringence fiber,” *J. Opt. Soc. Am. B* Vol.18, 919-925, 2001.

CONCLUSIONES

En este capítulo se presentan las conclusiones más relevantes y sobresalientes del trabajo de tesis. Al final de este capítulo se muestran las publicaciones en revistas indexadas, revistas arbitradas y presentación en congresos de los resultados obtenidos en este trabajo de tesis.

1. Se realizaron 3 configuraciones láser para la generación del SC.

Una fuente láser constituida de un láser de onda continua que opera en una longitud de onda de 1550 nm con modulador externo y dos amplificadores bidireccionales. Los pulsos tienen longitud de unos nanosegundos y potencia pico hasta 150 W.

Un láser de amarre de modos en configuración de anillo con longitudes de pulso de alrededor de 700 ps y longitud de onda central de 1544 nm.

Un láser de amarre de modos en configuración de anillo con un control fino de polarización para cual se utilizó la fibra torcida en la configuración. El láser permite generar solitones y solitones acoplados. Para este láser investigamos como se cambia forma de pulsos generados dependiendo de condiciones iniciales de polarización y potencia de bombeo.

2. Se realizó un esquema el cual nos permite observar fenómenos no lineales, así como un sistema de medición que permite evaluar la polarización de los pulsos con un solo pulso.
3. Los resultados muestran que el uso de fibra SMF-28 torcida y embobinada en un carrete de un diámetro mayor (50 cm), elimina la birrefringencia lineal propia de la fibra.
4. Las medidas de la polarización de SC generado con pulsos del orden de nanosegundos eligiendo pulsos en 3 diferentes longitudes de onda (1550, 1560, 1580 nm), los resultados mostraron que cuando la elipticidad de la fuente de bombeo es cercana a lineal, la elipticidad de salida tiende a tener saltos abruptos y cuando la elipticidad de bombeo es cercana a circular la elipticidad de salida es más estable. Las medidas fueron hechas para longitudes de onda 1550 nm, 1560 nm, y 1580 nm.
5. Las medidas de polarización de SC generado con pulsos de picosegundos mostraron tendencias parecidas a los encontrados para pulsos largos. Se obtuvo un SC con ancho espectral de alrededor de 200 nm el cual presenta una región plana 1550 nm a 1700 nm. Para esto se realizaron medidas estadísticas de la polarización de los pulsos en salida de la fibra. Encontramos que para las elipticidades bajas del pulso de bombeo la elipticidad en la salida de la fibra en promedio es mayor a la elipticidad de entrada. En el caso de la polarización de bombeo lineal, la estadística de

polarizaciones en la salida muestra que hay un hueco cerca de polarización lineal. No se detectó ni un solo pulso con la polarización en este hueco.

6. Fue propuesto e investigado un NOLM con un retardador variable dentro del lazo. La investigación experimental demostró que con el NOLM propuesto podemos fácilmente ajustar las características no lineales. El NOLM ajustable puede permitir seleccionar de SC los solitones con una cierta amplitud.
7. Finalmente en el presente trabajo de tesis se logró alcanzar el objetivo general y se realizaron 3 publicaciones en revistas indexadas, trabajos en extenso y asistencia a congresos que son mencionados a continuación:

Publicaciones derivadas del presente trabajo de tesis

Artículos en revistas indexadas y arbitradas.

Y. E. Bracamontes-Rodríguez, I. Armas Rivera, G. Beltrán-Pérez, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, M. Durán-Sánchez, E. A. Kuzin, "Polarization of vector solitons generated in break-up process in twisted fiber", *OpticsCommunications*, Vol. 349, 203-249, (2015).

I. Armas-Rivera, Y. E. Bracamontes-Rodríguez, G. Beltrán-Pérez, J. Castillo-Mixcóatl, S. Muñoz-Aguirre, O. Pottiez, R.I. Álvarez-Tamayo, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, "Experimental study of the polarization asymmetrical nolm with adjustable switch power" *OpticsCommunications*, Vol 350,165-169,(2015).

Ariel Flores-Rosas, Josue I. Peralta-Hernandez, Yazmin E. Bracamontes-Rodríguez, Balder A. Villagomez-Bernabe, Georgina Beltrán-Pérez, Olivier Pottiez, Baldemar Ibarra-Escamilla, Roberto Rojas-Laguna, and Evgeny A. Kuzin, "Observation of a high grade of polarization of solitons generated in the process of pulse breakup in a twisted fiber", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol 31(4), 821-826,(2014).

Artículos en extenso en Conferencias nacionales e internacionales con arbitraje

1. Yazmin Esmeralda Bracamontes Rodríguez, Georgina Beltrán Pérez,E.A. Kuzin, Juan Castillo Mixcóatl, Severino Muñoz Aguirre, "Analysis of the stability of an active mode-lockin pulsed laser for ultra-short pulses generation," 8th Iberoamerican Optics Meeting and 11th Latin American Meeting on Optisc, Laser and Applications, Proc. Of SPIE Vol. 8785 8785AJ-7 (2013)

Congresos Internacionales

Georgina Beltrán-Pérez, Ivan Armas Rivera, Yazmin-Esmeralda Bracamontes Rodríguez, Baldemar Ibarra-Escamilla, Manuel Durán-Sánchez, Evgeny A. Kuzin, "Investigation of the grade of polarization of solitons generated by soliton fission process in a twisted fiber", CLEO/Europe-EQEC, (2015).

Y. E. Bracamontes Rodríguez, G. Beltrán Pérez¹, B. Ibarra, J. Castillo Mixcóatl, S. Muñoz Aguirre, E. A. Kuzin, "Ration harmonic active/passive mode locked fiber laser", ICO-23, 23rd Congress of the Internal Commission for Optics, (2014).

Yazmin Esmeralda Bracamontes Rodríguez, Georgina Beltrán Pérez, E.A. Kuzin, Juan Castillo Mixcóatl, Severino Muñoz Aguirre, "Analysis of the stability of an active mode-lockin pulsed laser for ultra-short pulses generation," 8th Iberoamerican Optics Meeting and 11th Latin American Meeting on Optics (2013).

Congresos Nacionales

T. Cerdá Astorga, I. Armas Rivera, Yazmin Esmeralda Bracamontes-Rodriguez, Georgina Beltrán-Pérez, Juan Castillo-Mixcóatl, Severino Muñoz-Aguirre, Medición de la dispersión en cuatro diferentes tipos de fibras ópticas, Congreso Nacional de Física, Morelia (2012).

J. I. Vazquez Lozano , I. Armas Rivera, Yazmin Esmeralda Bracamontes-Rodriguez, Georgina Beltrán-Pérez, Juan Castillo-Mixcóatl, Severino Muñoz-Aguirre, Medición de dispersión cromática en fibras dopadas con tierras raras, mediante un arreglo interferométrico, Congreso Nacional de Física, Morelia (2012).

Yazmin Bracamontes Rodríguez, Juan Castillo Mixcóatl, Georgina Beltrán Pérez, Severino Muñoz Aguirre, Estudio experimental de un láser pulsado de amarre de modos activo para la generación de una fuente supercontinua, Congreso Nacional de Física, Morelia (2012).

V. Valdés Estéves, I. Armas Rivera, Yazmin Esmeralda Bracamontes-Rodriguez, Georgina Beltrán-Pérez, Juan Castillo-Mixcóatl, Caracterización de un amplificador óptico basado en una fibra dopada con erbio e iterbio, Congreso Nacional de Física, Morelia (2012).