

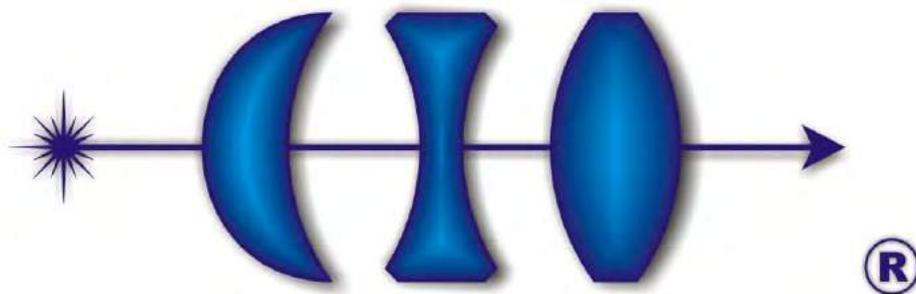
C.I.O Disertación
León, Guanajuato 2010

Aplicaciones del Interferómetro de Sagnac de Fibra en Tecnología de Telecomunicaciones y para la Generación de Pulsos Ópticos Ultracortos

Disertación Doctoral

Andrés González García

Versión final



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.**

Centro de Investigaciones en Óptica A. C.
Departamento de Fibras Ópticas
C.I.O Disertación
León, Gto 2010

Aplicaciones del Interferómetro de Sagnac de Fibra en Tecnología de Telecomunicaciones y para la Generación de Pulsos Ópticos Ultracortos

Disertación Doctoral

Andrés González García

Disertación para obtener el grado de Doctor en Ciencias (Óptica) para ser presentada con el permiso del director de Formación Académica, para su defensa pública y debate académico en el edificio Académico del Centro de Investigaciones en Óptica en la ciudad de León Guanajuato, México el día 26 de Noviembre de 2010 a las 9:00 am del día.

Centro de Investigaciones en Óptica A. C.
Departamento de Fibras Ópticas

Distribución:

Centro de Investigaciones en Óptica A. C.

Departamento de Fibras Ópticas

P.O. Box 37150

Loma del Bosque 115, Colonia Lomas del Campestre

MEXICO

URL: <http://www.cio.mx/>

Tel. +52-477-445200

Fax +52-477-445200

E-mail: MscIngAgg@cio.mx

© 2010 Andrés González García

León, Guanajuato 2010

Agradecimientos

Le agradezco muy especialmente a mi asesor el Doctor **Olivier J. M. Pottiez**, por haberme dado la oportunidad de trabajar en mi proyecto de investigación el cual culmino con mis estudios de Doctorado en Ciencias (Óptica). Para la elaboración de esta disertación me transmitió todo su conocimiento y experiencia tanto en el ámbito académico como científico. Gracias por el tiempo que me dedico con sus valiosas asesorías con las cuales obtuve un logro más dentro de mis objetivos profesionales propuestos, estos conocimientos que he adquirido los transmitiré a mis estudiantes en mi trabajo como docente Universitario en Colombia. También agradezco a la **Dra. Reina Duarte** por haberme permitido usar muchos de los equipos bajo su resguardo en el laboratorio de posgrados..

Agradezco la atención y el tiempo empleado en la revisión de esta disertación a los miembros del jurado inicial para el pre-doctoral al **Dr. Gabriel Ramos Ortiz**, asimismo al **Dr. Efraín Mejía Beltrán**, asimismo como a los miembros finales del jurado al **Dr. Baldemar Ibarra Escamilla** y al **Dr. E. A. Kuzin**, en lo que culminó con la titulación del Doctorado en Ciencias (Óptica) desarrollado en el Centro de Investigaciones en Óptica.

A todas aquellas personas que de una forma directa e indirectamente aclararon mis dudas fortaleciendo mis conocimientos y dieron respuesta a muchas de mis dudas.

Al **CONACyT** (Concejo de Nacional de Ciencia y Tecnología) por el apoyo brindado con la beca de estudios número 175708, para estudios de doctorado los cuales realicé en el Centro de Investigaciones en Óptica.

Índice Analítico

Lista de Figuras	I
Lista de Tablas	VI
Lista de Símbolos	VII
Lista de Acrónimos	IX
Abstract	XI
Prefacio	XII
Introducción general	XIII
Capítulo 1: Antecedentes	1-1
1.1. Introducción	1-1
1.2. Interacción no-lineal en fibras ópticas	1-2
1.3. La automodulación de fase (<i>Self Phase Modulation</i> , SPM)	1-3
1.4. La automodulación de fase cruzada (<i>Cross Phase Modulation</i> , XPM)	1-5
1.5. Acopladores de fibras	1-5
1.6. El interferómetro de Sagnac de fibra	1-7
1.6.1. El NOLM basado en régimen lineal	1-8
1.6.2. El NOLM basado en la SPM (régimen lineal)	1-10
1.6.2.1. El NOLM con atenuador	1-12
1.6.2.2. El NOLM basado en la rotación de polarización no-lineal (<i>Nonlinear Polarization Rotation</i> , NPR)	1-16
1.6.3. El NOLM basado en la XPM	1-19
1.7. Conclusiones	1-20
1.8. Referencias	1-21
Capítulo 2: El interferómetro de Sagnac como filtro sintonizable	2-1
2.1. Introducción	2-1
2.2. Teoría y diseño	2-2
2.3. Resultados experimentales	2-5
2.4. Conclusiones	2-10
2.5. Referencias	2-11
Capítulo 3: Laser multilínea sintonizable usando un interferómetro de Sagnac	3-1
3.1. Introducción	3-1

3.2. Manejo experimental del láser multilínea	3-3
3.2.1. Componentes del arreglo experimental	3-4
3.2.1.1. Amplificador de fibra de sílice dopada	3-4
3.2.1.2. Filtro de Sagnac	3-5
3.3. El láser en régimen sintonizable	3-7
3.3.1. Sintonización del láser con un filtro incluyendo 7 cm de HiBiF	3-7
3.3.2. Sintonización del láser con un filtro incluyendo 1 m de HiBiF	3-8
3.3.3. Sintonización del láser con un filtro incluyendo 7 m de HiBiF	3-9
3.4. El laser en régimen multilínea	3-9
3.4.1. Emisión multilínea del láser con filtro de Sagnac con 7 cm de HiBiF	3-10
3.4.2. Emisión multilínea del láser con filtro de Sagnac con 1 m de HiBiF	3-11
3.4.3. Emisión multilínea del láser con filtro de Sagnac con 7 m de HiBiF	3-11
3.5. Zonas prohibidas para la emisión láser	3-12
3.6. Conclusiones	3-13
3.7. Referencias	3-14
Capítulo 4: El interferómetro de Sagnac con selectividad espectral ajustable mediante temperatura	4-1
4.1. Introducción	4-1
4.2. Funcionamiento del interferómetro de Sagnac como sensor	4-2
4.2.1. Aplicación del interferómetro de Sagnac como sensor de temperatura	4-2
4.3. Configuración experimental	4-3
4.4. Resultados experimentales	4-5
4.5. Conclusiones	4-8
4.6. Referencias	4-9
Capítulo 5: Compresión de pulsos ópticos usando un espejo de lazo no lineal (<i>Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM</i>)	5-1
5.1. Introducción	5-1
5.2. Compresión de pulsos a través de un NOLM con un DGTE	5-2
5.2.1. Principios básicos de funcionamiento del interferómetro de Gires-Tournois Distribuido (<i>Distributed Gires-Tournois Etalons, DGTE</i>)	5-2
5.2.2. Estudio del dispositivo	5-4
5.2.3. Resultados y discusión	5-8
5.3. Conclusiones	5-16
5.4. Referencias	5-18
Capítulo 6: Generación de pulsos ultracortos ajustables en duración mediante un láser de figura ocho de marre de modos pasivo	6-1
6.1. Introducción	6-1
6.2. Principios de funcionamiento	6-3
6.3. Configuración experimental	6-3
6.4. Resultados experimentales	6-6
6.5. Conclusiones	6-11

6.6. Referencias	6-14
Capítulo 7: Consideraciones finales	
7.1. Introducción	7-1
7.2. Contribuciones de la disertación	7-2
7.3. Sugerencias para trabajos a futuro	7-3
Apéndice A	
Deducción de la ecuación de propagación de un pulso	A-1
Apéndice B	
El método de paso simetrizado de Fourier	B-1
Apéndice C	
Lista de publicaciones	C-1
A. Revistas indexadas con arbitraje	C-1
B. Memorias de congresos	C-1

Lista de Figuras

- Figura 1.1:** Variación temporal de la frecuencia del chirp inducido por la SPM para el caso de un pulso Gaussiano (curva discontinua) y súper-Gaussiano (curva continua). 1-4
- Figura 1.2:** Esquema ilustrativo de un acoplador de fibra óptica. 1-6
- Figura 1.3:** Esquema de un interferómetro de Sagnac de fibra. 1-7
- Figura 1.4:** Esquema representativo de un NOLM como filtro en régimen lineal. 1-8
- Figura 1.5:** Esquema de un NOLM basado en la SPM. 1-10
- Figura 1.6:** Respuesta no lineal de un interferómetro de Sagnac para $L = 1 \text{ km}$, $\gamma = 1 \text{ km}^{-1} W^{-1}$, $\rho = 0.4$ (curva continua) y $\rho = 0.45$ (curva discontinua). 1-12
- Figura 1.7:** (a) Esquema de un NOLM basado en la SPM, (b) señal de entrada. 1-13
- Figura 1.8:** Transmisión de un NOLM con un acoplador 3 dB. Con $L = 1 \text{ km}$, $\gamma = 1 \text{ km}^{-1} W^{-1}$, $a = 1 \text{ dB/km}$. 1-14
- Figura 1.9:** Ejemplo de la eliminación de pedestal. 1-15
- Figura 1.10:** Partes básicas del NALM. En la figura se observa que la señal se introduce en el puerto 1, esta es dividida en magnitudes iguales por la acción del acoplador simétrico y cada señal experimenta un retraso de fase diferencial a lo largo de las dos direcciones de propagación adecuada para el amplificador colocado asimétricamente 1-15
- Figura 1.11:** Esquema propuesto del NOLM basado en el efecto de la NPR. 1-17
- Figura 1.12:** Transmisión del NOLM cuando la polarización de entrada es lineal, para diferentes valores de las orientaciones de la polarización relativa a los ejes de QWP, $\alpha + \psi$. Para $g = 100$ y $l = 10$. 1-18
- Figura 1.13:** Esquema del NOLM basado en la XPM. 1-19
- Figura 1.14:** Demultiplexador de una señal en un OTDM. 1-20
- Figura 2.1:** Configuración del filtro de Sagnac bajo estudio. 2-3
- Figura 2.2:** Resultados teóricos del filtro de Sagnac calculado en la región de 1540 nm, para $L = 1 \text{ m}$, $L_B = 4.15 \text{ mm}$, $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\alpha_2 = \pi/4$, $\alpha_F = 0$, $\alpha_1 = -\pi/4$ (curva

- continua), $-\pi/12$ (curva discontinua), $\pi/12$ (curva punteada) y $\pi/4$ (curva discontinua punteada). 2-5
- Figura 2.3:** Configuración bajo estudio. 2-6
- Figura 2.4:** Espectro experimental del filtro en la región de 1545 nm utilizando $L = 7$ cm, con diferentes orientaciones del ángulo del WR1. 2.7
- Figura 2.5:** **a)** Espectro de transmisión del filtro calculado teóricamente en la región de 1550 nm, para una $L_B = 5.0$ m y $L = 1$ m, con parámetros θ_1 y θ_2 definidos como: $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\alpha_2 = \pi/4$, $\alpha_F = 0$, $\alpha_I = -\pi/4$ (curva continua), $-\pi/12$ (curva discontinua), $\pi/12$ (curva punteada) y $\pi/4$ (curva discontinua punteada); **b)** Espectros de transmisión obtenidos experimentalmente del filtro, con una sección de 1.0 m de HiBiF. 2-8
- Figura 2.6:** Espectro de transmisión del filtro de Sagnac obtenido experimentalmente, para una longitud de HiBiF de 7 m. 2-9
- Figura 3.1:** Comportamiento ideal de un filtro espectral para oscilación multilínea. En la Figura se observa el espectro de transmisión del filtro (Figura 3.1a); que interactúa con el medio de ganancia (Figura 3.1b) finalmente en la cavidad oscila en las frecuencias para las que sus pérdidas son compensadas por la ganancia (Figura 3.1c). 3-2
- Figura 3.2:** Montaje experimental bajo estudio. 3-4
- Figura 3.3:** Espectro de emisión ASE+, medido en un OSA con una resolución de 1.0 nm. 3-5
- Figura 3.4:** Trasmisión experimentalmente medida del filtro de Sagnac para; (a) 7 cm; (b) 1 m; (c) 7 m de HiBiF. Los espectro de transmisión fueron medidos usando la ASE de una fibra dopada con erbio bombeada a 980 nm. Las pérdidas de inserción del filtro son atribuidas a las perdidas en los empalmes entre la HiBiF y la fibra estándar en el lazo. 3-6
- Figura 3.5:** Espectros observados a la salida de la cavidad laser debido a la introducción de un filtro de Sagnac el cual provoca la aparición de un rizado que sigue el perfil de ganancia del erbio. En particular con periodos de (a) 70 nm, con 7 cm de HiBiF, (b) 6.4 nm con 1 m de HiBiF, y (c) 0.85 nm, con 7 cm de HiBiF. 3-6
- Figura 3.6:** Espectro de salida del láser incluyendo 7 cm de HiBiF en el filtro de Sagnac. Sintonización en una sola longitud de onda desde 1545 nm hasta 1563 nm, con un ancho de línea menor de 1 nm. 3-7
- Figura 3.7:** Espectro de salida del láser incluyendo 1-m de HiBiF en el filtro de Sagnac. Sintonización en una sola longitud de onda desde 1558.5 nm hasta 1559.1 nm y desde 1562.3 nm hasta 1564.6 nm. 3-8

- Figura 3.8:** Espectro de salida del láser el cual incluye, 7 m de HiBiF en el filtro de Sagnac. (a) Sintonización discreta para una longitud de onda desde 1560.65 nm hasta 1570.2 nm y (b) doble longitud de onda sintonizada en 1559.1 nm y 1565.2 nm hasta 1563.6 nm y 1570 nm. **3-9**
- Figura 3.9:** Espectro de salida del láser incluyendo 7 cm de HiBiF (a) oscilación en doble longitud de onda en 1545 nm y 1560 nm; (b) oscilación en tres longitudes de onda en 1546.4 nm, 1554.8 nm y 1562 nm; (c) oscilación en doble longitud de onda en 1558.6 nm y 1563 nm. **3-10**
- Figura 3.10:** Espectro de salida del láser incluyendo 1 m de HiBiF (a) oscilación en doble longitud de onda en 1560 nm y 1565.6 nm; (b) oscilación en tres longitudes de onda en 1558.6 nm y 1563.9 nm. **3-11**
- Figura 3.11:** Espectros de salida del láser que incluye, 7 m de HiBiF, (a) doble longitud de onda en 1565.15 nm y 1566.91 nm, (b) triple longitud de onda en 1565.15 nm, 1566.03 nm y 1566.91 nm. **3-13**
- Figura 4.1:** Esquema de la configuración bajo estudio. **4-4**
- Figura 4.2:** Espectro de transmisión del filtro de Sagnac usando $l = 7$ m, $\lambda_{oc} = 1550$ nm y $L_B = 5$ mm;. (a) teórico, (b) experimental. **4-6**
- Figura 4.3:** Espectro del láser obtenido experimentalmente para diferentes temperaturas. (a) y (b) sintonización para una longitud de onda de 1558.07 nm hasta 1558.14 nm, para cambios de temperatura de 45°C, hasta 56.6°C; (c) y (d) doble sintonización de longitud de onda en 1558.02 nm y 1558.26 nm y en 1557.94 nm y 1558.18 nm para cambios de temperatura de 67.6°C y 70.2°C; (e) doble longitud de onda en 1558.08 nm y 1558.32 nm, para una temperatura de 74.2°C; (f) triple longitud de onda en 1556.95 nm, 1557.68 nm y 1558.64 nm, para una temperatura de 70°C. **4-7**
- Figura 5.1:** **a)** Interferómetro tradicional de Gires-Tournois, **b)** Interferómetro de Gires-Tournois formado por dos rejillas de Bragg separadas. **5-2**
- Figura 5.2:** Esquema de NOLM desbalanceado en dispersión bajo estudio. **5-3**
- Figura 5.3:** Diseño de una colección de rejillas, con su respectivo desplazamiento de fase dentro de una guía de onda. **5-6**
- Figura 5.4:** Espectro de la dispersión del DGTE con amplitudes de 900 ps/nm (curva continua), 1400 ps/nm (curva lineal punteada), 2800 ps/nm (curva punteada), para reflectividades de la rejilla débil de 0.25, 0.35 y 0.5, respectivamente. Los valores de la longitud de onda son relativos a 1550 nm. **5-9**

Figura 5.5: Espectro de los pulsos a FWHM para (a) $\Delta\lambda$, (b) $\Delta\lambda/2$, (c) $2\Delta\lambda$, con $\Delta\lambda = 0.18$ nm. El espectro de la dispersión del DGTE se colocó (curva lineal) para comparación, las curvas corresponden para las reflectividades de 0.5 (a), 0.7 (b) y 0.2 (c) de la rejilla débil, en una longitud de onda relativa a los 1550 nm. **5-11**

Figura 5.6: Perfil de potencia del pulso en la entrada del NOLM (curva punteada) y potencia de salida (curva lineal), para chirp de (a) $C = -2$, (b) $C = -4$ y (c) $C = -6$, todos los parámetros están listados en la Tabla 1. La curva punteada muestra el TL el perfil temporal del espectro del pulso de entrada.. **5-11**

Figura 5.7: Perfil de los pulsos (a-c) CW y (b-d) CCW, cuando entran al NOLM (curva discontinua) y después de recombinarse en el acoplador (curva continua), para un chirp de $C = -2$ (curvas a, b) y $C = -6$ (curvas c, d). Los demás parámetros son los mismos que los mostrados en la Tabla 1. **5-12**

Figura 5.8: Las curvas a, b y c se obtuvieron para un $T_{\text{FWHM}} = 162$ ps, un chirp de $C = -4$, una dispersión de $D = -6800$ ps/nm y la potencia pico de entrada fue de 5.2 W. las curvas d, e y f se obtuvieron para un $T_{\text{FWHM}} = 40.5$ ps, un chirp de $C = -4$, una dispersión de $D = -660$ ps/nm y la potencia pico de entrada fue de 7.5 W. el perfil del pulso en la entrada y salida del NOLM (curvas a-d discontinua y continua). El perfil temporal del TL del espectro del pulso de entrada (curva discontinua). Perfil del pulso CW (curvas b y e) entrando al NOLM (curva discontinua) antes de interferir en el acoplador (curva continua). Perfil del pulso CCW (curvas c y f) cuando entran al NOLM (curva discontinua) antes de interferir en el acoplador (curva continua). **5-14**

Figura 5.9: Energía de los lóbulos laterales en función del chirp inicial y el ancho espectral $\Delta\lambda = 0.18$ nm. **5-15**

Figura 5.10. Diagrama del ojo obtenido en el regenerador, para: (a) entrada y (b) salida de un tren de datos a 4 GHz, presentando ruido de amplitud Gaussiano y un promedio de la potencia de entrada de 4.7 W. La duración del pulso de entrada es de $T_{\text{FWHM}} = 119$ ps, para un chirp de $C = -6$, la potencia de salida promedio es de 11.2 W, y la duración del pulso de salida es de aproximadamente 28 ps. **5-16**

Figura 6.1: Configuración experimental del laser de figura ocho. **6-4**

Figura 6.2: Espectro de ASE+ de la EDF. **6-5**

Figura 6.3: Tren de pulsos medido con un fotodetector de 2 GHz y un osciloscopio de 500 MHz. **6-6**

Figura 6.4: Espectro óptico para los pulsos de amarre de modo observado en la salida 1 (curva continua, discontinua y discontinua punteada) y la salida 2 (curva punteada) para diferentes ajustes del HWR. **6-7**

Figura 6.5: Curvas obtenidas del autocorrelador, para diferentes posiciones del HWR, medidas para diferentes escalas de tiempo. El ancho de banda a 3 dB asociado con cada curva está incluido en la figura. **6-8**

Figura 6.6: Resultado de la simulación para la propagación de un pulso Gaussiano con una potencia óptica de 100 W y un ancho a media altura de 70 ps, con un ruido blanco Gaussiano de 0,01% para 200 m de fibra con una dispersión de 17 ps/nm-km y un coeficiente no-lineal de $\gamma = 1.5 \text{ w}^{-1}\text{km}^{-1}$; (a) Perfil del pulso de entrada (curva discontinua) y salida (curva continua); (b) Curvas del autocorrelador, (c) espectro óptico de los pulsos de salida promediados para 10 simulaciones. **6-9**

Figura 6.7: Curvas medidas con el osciloscopio de muestreo para los pulsos detectados en la salida 1; (a) la salida 2; (b) para diferentes posiciones del HWR. Los valores de los anchos de banda a 3 dB está incluido en las figuras. **6-10**

Figura 6.8: Transmisión del NOLM como una función del ancho de banda del pulso. **6-10**

Lista de Tablas

Tabla 5.1: Valor de los parámetros usados en las simulaciones para $\Delta\lambda = 0.18 \text{ nm}$, resultando en la potencia pico de entrada, factor de compresión el cual se definió como relación entre la duración del pulso de entrada y la salida en el NOLM y el factor F_p . **5-10**

Lista de Símbolos

A_{eff}	Área efectiva de la fibra óptica
b/s	Bits por segundo
α	Coefficiente de atenuación
α_2	Coefficiente de atenuación no-lineal
L_D	Distancia de dispersión
L_W	Longitud de interacción- <i>walk-off</i>
L_{NL}	Longitud no-lineal
L_{eff}	Longitud efectiva de la fibra óptica
ε	Constante dieléctrica
ε_L	Constante dieléctrica lineal
ε_{NL}	Constante dieléctrica no-lineal
β	Constante de propagación de la frecuencia ω en el régimen lineal
$\delta\omega$	Desplazamiento de la frecuencia- <i>chirp</i>
D	Dispersión cromática total
C	Factor de <i>chirp</i>
γ	Factor no-lineal
n_2	Índice de refracción no-lineal
T_{FWHM}	Ancho temporal total entre los puntos de media potencia
T_0	Mitad del ancho temporal del pulso en un punto de intensidad 1/e
N	Orden del soliton

Lista de Símbolos

β_2	Parámetro de dispersión de segundo orden
P_0	Potencia pico del pulso
$\chi^{(j+1)}$	Tensor de orden j+1
$\Delta\theta_{NL}$	Variación de fase no-lineal
θ_{max}	Variación de fase máxima
v_g	Velocidad de grupo
P_L	Vector de polarización eléctrica lineal
P_{NL}	Vector de polarización eléctrica no-lineal

Lista de Acrónimos

ASE:	Amplified spontaneous emission (Emisión espontánea amplificada)
CCW:	Counter-clockwise (Sentido anti-horario)
CW:	Clockwise (Sentido horario)
DCF:	Dispersion compensating fiber (Fibra compensada en dispersión)
DGTE:	Distributed Gires-Tournois etalons (Interferómetro de Gires-Tournois distribuido)
EDF:	Erbium doped fiber (Fibra dopada con erbio)
EDFA:	Erbium doped fiber amplifier (Amplificador de fibra dopada con erbio)
EDFL:	Erbium doped fiber laser (Laser de fibra dopada con erbio)
F8L:	Figure eight laser (Laser de figura ocho)
FR:	Faraday rotator (Rotador de Faraday)
FWHM:	Full width at half maximum (Ancho a media altura)
GTE:	Gires-Tournois etalons (Etalon de Gires-Tournois)
GTI:	Gires-Tournois interferometer (Interferómetro de Gires-Tournois)
GVD:	Group velocity dispersion (Dispersión de velocidad de grupo)
HWR:	Half wave retarder (Retardador de media onda)
NALM:	Nonlinear amplifier loop mirror (Espejo de lazo amplificador no-lineal)
NOLM:	Nonlinear optical loop mirror (Espejo de lazo no-lineal)
NLS:	Nonlinear Schrödinger Equation (Ecuación no-lineal de Schrödinger)
NPR:	Nonlinear polarization rotator (Rotador de Polarización no-lineal)
OSA:	Optical spectrum analyzer (Analizador de espectro óptico)
PBS:	Polarized beam splitter (Divisor de haz polarizado)
PC:	Polarizer controller (Controlador de polarización)

Lista de Acrónimos

PMF:	Polarizer maintaining fiber (Fibra mantenedora de la polarización)
QWR:	Quarter wave retarder (Retardador de cuarto de onda)
SMF-28:	Single mode fiber-28 (Fibra monomodo estándar)
SOP:	State of polarization (Estado de polarización)
SPM:	Self phase modulation (Automodulación de fase)
SSF:	Split-step of Fourier (Paso simetrizado de Fourier)
TL:	Transform limited (límite de la transformada)
TMM:	Transfer matrix method (Método de la matriz de transferencia)
WDM:	Wavelength division multiplexing (Multiplexado por división de longitud de onda)
XPM:	Cross phase modulation (Modulación de fase cruzada)

Abstract

Gonzalez-Garcia A. On the study of applications of the all-fiber interferometer of Sagnac in telecommunications technology and for the generation of ultra-short pulses. Centro de Investigaciones en Óptica 2010.

In this work some phenomena that occur during the propagation of pulse light in nonlinear optical loop mirror are studied.

The study is based on a wavelength-tunable Sagnac birefringence filter. Theoretical and experimental studies were performed. The device is a Sagnac interferometer including a symmetric fiber coupler and a length of high birefringence fiber in the loop while a wave retarder is inserted at each end of the birefringence fiber for absolute wavelength tuning. We demonstrated experimentally using this Sagnac interferometer a simple configuration to perform wavelength-tuning and multi wavelength operation in a fiber ring laser that is composed of an Erbium-doped fiber and includes a fiber optic Sagnac interferometer as spectral filter.

On the other hand we propose an analyze numerically a novel dispersion-imbalanced nonlinear optical loop mirror (NOLM) scheme allowing simulations compression and amplitude noise reduction of chirped ultra-short pulse signal. The fiber distributed Gires-Tournois etalon (DGTE) was made of two uniform fiber Bragg gratings inserted asymmetrically in the loop, and both are used for dispersion imbalance the NOLM and compress the pulses. The results show that the output pulses are accompanied by side lobes, which originate from the non-uniformity of the DGTE dispersion spectrum. The parameters had been considered in accordance with the available commercially optical fibers data.

Key Words: Sagnac Interferometer, Fiber Optic Device Tunable Filters, Nonlinear Optical Loop Mirror, Gires Tournois Interferometer, Fiber Bragg Grating.

Prefacio

Esta tesis es el resultado de una investigación que inicio en Enero de 2008. Pocos cambios hice sabiendo la gran cantidad de trabajo, y los momentos de espera y felicidad que estuvimos disfrutando con el grupo de investigación del **Dr. Olivier J. M. Pottiez** en el Centro de Investigaciones en Óptica. Si hubiese una sola decisión que influyo en mi vida, entonces esta ha sido ¡este trabajo! Estoy muy agradecido con el **Dr. Olivier Pottiez** por darme la oportunidad y permitirme trazar mis propósitos. El trabajo fue desarrollado en colaboración con el proyecto número **53990** del **CONACyT** y la beca de estudios número **175808**, a quien agradezco enormemente el apoyo recibido. También quiero dar las gracias al **Dr. Rubén Grajales** Coutiño por sus comentarios y ayuda en la elaboración de este trabajo final.

Durante mi estancia en México tuve el privilegio de acompañar al grupo de grandes individuos tales como los Doctores **E. A. Kuzin** y **Baldemar Ibarra Escamilla**. Con sus comentarios y aportes ayudaron a enriquecer este trabajo de investigación.

A título personal, debo decir que la realización del presente trabajo ha significado una gran contribución a mi formación como Ingeniero. En primer lugar, me he visto ante el desafío de llevar a cabo una experiencia práctica en las que mis sugerencias y mis curiosidades eran tenidas en cuenta. Además, el hecho de poder profundizar en un tema más de los que ninguna práctica de laboratorio me había permitido hasta ahora, me ha otorgado un cierto dominio sobre el tema. Esto también se traduce en un mejor conocimiento del material de laboratorio, como el OSA, las fibras ópticas y todo lo relacionado con ellas, como los conectores y empalmes. Y como ultima apreciación, también debo indicar que ésta es la primera vez en la que he tenido que redactar un texto de estas características, tanto por su extensión como por su enfoque. Por todo ello, creo haber adquirido una cierta metodología de trabajo que las prácticas realizadas en la carrera no me habían permitido desarrollar.

Como dice el proverbio de tras de todo gran hombre hay una gran mujer. Yo soy al menos confidente de mi mismo, pero estoy seguro haber sido bendecido con una gran mujer a mi adorada esposa **Mónica Yaneth Rojas Rodríguez**. Muchas gracias por estar en pie junto a mí a través del desarrollo de este trabajo. A mi hija **Laura Sofía González Rojas**, te amo. Y finalmente una bendición a **Dios** quien me ha provisto de todas estas maravillosas personas que me han ayudado y guiado a través de esta investigación. ¡Muchas gracias!

México, a 31 de Diciembre de 2010
Andrés González García

Introducción general.

El propósito de esta tesis es dar a conocer los resultados obtenidos a través de los últimos dos años de investigación del interferómetro de Sagnac, también conocido como espejo de lazo óptico no-lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM); estos resultados se han obtenido a partir de los trabajos que se realizaron en conjunto en el Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) y en el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE). En esta tesis, además de las aplicaciones generadas de estas investigaciones, se investiga en general el funcionamiento del NOLM en dos regímenes a saber; (i) el régimen lineal, donde se estudia el dispositivo para que funcione como filtro tipo peine con características de sintonización y selectividad espectral, que además tiene aplicación en láseres multilínea sintonizables y en fuentes para sistemas de comunicaciones multiplexadas por división en longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexing*, WDM). Para este régimen se demuestra una aplicación del dispositivo como selector espectral mediante cambios de temperatura mismo que se puede aplicar como sensor de temperatura. (ii) Para el régimen no-lineal el dispositivo se emplea como un absorbedor saturable, esto es, un dispositivo en el cual para bajas potencias las señales de entrada son reflejadas y para altas potencias las señales son transmitidas; esta característica genera aplicaciones tales como: la generación de pulsos ultracortos del orden de los femtosegundos de utilidad potencial en sistemas de comunicaciones ultrarrápidas, en la optimización de la transmisión del NOLM para reducir las fluctuaciones de amplitud y eliminación de pedestal en sistemas de comunicaciones por fibra óptica, así como generar una independencia de la transmisión del NOLM a cambios de temperatura y la obtención de valores moderados de potencia crítica la cual se define como la potencia mínima necesaria para que exista conmutación en el NOLM. El efecto de absorción saturable también es útil para obtener de una manera simultánea un alto rango dinámico, tener bajas pérdidas de inserción y baja potencia crítica. Estas propiedades del NOLM que se describen, son posibles obtenerlas simultáneamente con un NOLM convencional y los resultados son reproducibles y se generan de una forma fácil y segura.

Organización de la tesis.

El propósito de este trabajo es un estudio del interferómetro de Sagnac, que consiste de una parte experimental y de simulaciones numéricas, de los efectos no-lineales en el interferómetro estando estos efectos directamente relacionados a la densidad de potencia presente en el lazo de fibra óptica. Se da un especial énfasis a los efectos no-lineales de la Automodulación de Fase (*Self Phase Modulation*, SPM) y la Modulación de Fase Cruzada (*Cross Phase Modulation*, XPM).

La solución analítica, de la ecuación que gobierna la propagación del pulso, dentro de la fibra del interferómetro, obtenida en ciertos casos particulares, permite valorar los efectos causados por la dispersión, las pérdidas y las no-linealidades. Un análisis numérico a través de las simulaciones realizadas en la plataforma de MATLAB, permite una comprobación de estos resultados. Esta disertación está organizada de la siguiente manera:

La primera parte trata el régimen lineal del interferómetro de Sagnac, cuyos capítulos se describen a continuación;

En el Capítulo 1, se describen los antecedentes del interferómetro de Sagnac tales como la interacción no-lineal de las fibras ópticas y los efectos no-lineales que se presentan y que de alguna forma han conllevado al estudio del interferómetro de Sagnac y ha obtener diferentes aplicaciones del dispositivo.

En el Capítulo 2, se describe el análisis teórico y experimental de un filtro propuesto con la configuración del interferómetro de Sagnac en régimen continuo, se estudia además la característica de selectividad que posee este filtro, cuya finalidad es aplicarlo en láseres sintonizables ya sean en régimen continuos o pulsados.

En el Capítulo 3, se describe el estudio experimental de un láser multilínea sintonizable utilizando para la selección de los canales un filtro de Sagnac fabricado con fibra de alta birrefringencia (*High Birefringence Fiber*, HiBiF), se analiza el carácter de selectividad que posee el filtro y su estabilidad a temperatura ambiente y a cambios de vibraciones mecánicas.

En el Capítulo 4, se describe una aplicación del filtro de Sagnac utilizado como selector espectral mediante cambios de temperatura mismo que puede ser utilizado como un sensor de temperatura, donde se analiza el carácter de selectividad que posee el filtro a someterse a cambios de temperatura.

La segunda parte trata el régimen no-lineal del interferómetro de Sagnac, cuyos capítulos se describen a continuación;

En el Capítulo 5, se describe una nueva configuración del NOLM como regenerador de pulsos ópticos, eliminación de pedestal y la reducción de fluctuación de amplitud, los cuales están presentes en una cadena de datos transmitido para 4 GHz.

En el Capítulo 6, se hace una descripción de un láser de figura ocho (*Figure Eight Laser*, F8L), en el que se utiliza un NOLM que actúa como un absorbedor saturable, el cual genera pulsos ultracortos del orden de los 100-fs, además se hace una descripción del F8L el cual actúa como generador de pulsos ópticos ultracortos ajustables en la duración de los pulsos ópticos.

Finalmente en el Capítulo 7, se indican las consideraciones finales a las que se llegó en esta disertación. Además se describe de una forma breve el trabajo a futuro, el cual consiste de la realización de un láser pulsado en dos longitudes de onda y se busca la manera de que este sea sintonizable.

Capítulo 1

Antecedentes.

En este Capítulo se darán a conocer los antecedentes que han llevado al desarrollo del interferómetro de Sagnac, empezando con una breve introducción sobre la interacción no-lineal del campo electromagnético con las fibras ópticas, efectos tales como la automodulación de fase (*Self Phase Modulation*, SPM,) y la modulación de fase cruzada (*Cross Phase Modulation*, XPM), dando a conocer además algunas aplicaciones en el campo de los sistemas de comunicaciones por fibra óptica. Un interferómetro de Sagnac de fibra convencional, también conocido como espejo de lazo óptico no-lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM), se construye mediante un acoplador direccional de cuatro puertos, donde los puertos de salida se unen a un tramo de fibra óptica, mediante el cual se propagan dos haces de diferente intensidad en direcciones opuestas. Si existe alguna asimetría en el esquema, se obtiene una característica de conmutación del dispositivo. Una asimetría en la intensidad de los haces contrapropagantes se puede conseguir mediante diferentes formas; una es haciendo el uso de un acoplador asimétrico¹, otra forma es utilizando un acoplador simétrico en conjunto con un elemento de ganancia o un atenuador cerca de unos de los puertos del acoplador² y una tercera forma, que es la que se desarrollará en todo este trabajo la cual consiste en la rotación de polarización no-lineal (*Nonlinear Polarization Rotation*, NPR), aplicando alta torsión a la fibra y utilizando un retardador de cuarto de onda (*Quarter Wave Retarder* QWR) en uno de los brazos del interferómetro de Sagnac, para descompensar el dispositivo no por amplitud pero si por polarización de los haces que se propagan en direcciones opuestas³.

1.1. Introducción.

El NOLM, tiene muchas aplicaciones, tales como la conmutación óptica³, demultiplexador⁴ o en láseres de amarre de modo pasivo⁵. Para los láseres de amarre de modo pasivo el NOLM funciona como un absorbedor saturable. Esta clase de dispositivos se utiliza también en la reducción de las fluctuaciones de amplitud que afecta un tren de pulsos. En general la mayoría de los reportes en la literatura sobre el NOLM, son empíricos y son poco reproducibles en la experimentación. En particular, para una fibra estándar diseñada para no tener birrefringencia, existe una birrefringencia residual la cual se relaciona con imperfecciones en el momento de fabricarla, con tensiones debidas a curvaturas y en muchos casos sensibilidad a la temperatura o cambios por vibraciones mecánicas. Esto da como resultado una inestabilidad del dispositivo que amerita ajustes frecuentes. Además la polarización de salida no se mantiene constante en su recorrido por el lazo incluso para polarización de entrada fija. En este Capítulo, se describen diferentes esquemas del NOLM, que permitan rebasar algunas de las limitaciones del dispositivo convencional; estos esquemas son: *i)* para obtener altos valores de contraste se hace uso de un acoplador simétrico en el diseño. *ii)* Para generar switcheo se introduce un QWR en el lazo. *iii)* Otras configuraciones utilizan lazos de baja birrefringencia aplicando alta torsión a la fibra con el

fin de conseguir introducir birrefringencia circular lo cual compensa la birrefringencia residual, manteniendo el estado de la polarización en todo el lazo.

1.2. Interacción no-lineal en fibras ópticas.

Cuando un campo electromagnético intenso se propaga a través de un medio dieléctrico, la respuesta del medio es no-lineal. El origen de los efectos no-lineales está relacionado con el movimiento de los electrones en la frontera debido al campo aplicado. Como resultado, bajo un campo electromagnético intenso la polarización inducida \vec{P} de los dipolos eléctricos, no se aproxima a una función lineal del campo eléctrico \vec{E} , sino que satisface la relación

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} \cdot \vec{E} \bullet \vec{E} + \chi^{(3)} \cdot \vec{E} \bullet \vec{E} \bullet \vec{E} + \dots \right), \quad (1.1)$$

donde ε_0 representa la permitividad en el vacío, $\chi^{(i)}$ (con $i=1,2,\dots$) representa el i -ésimo orden de la susceptibilidad y es una matriz $(3 \times 3^i)^{6, 7}$. El operador “.” representa el producto de la matriz y “•” representa el producto *Kronecker* o el producto de la matriz tensorial: dada por $A = (a_{ij})$ y $B = (b_{ij})$, con dimensiones $n_a \times m_a$ y $n_b \times m_b$, se expresa como:

$$A \bullet B = \begin{pmatrix} a_{11}B & \dots & a_{1m_a}B \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n_a 1}B & \dots & a_{n_a m_a}B \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

cuyas dimensiones son $n_a n_b \times m_a m_b$. De esta manera \vec{E} es una matriz 3×3 , entonces $\vec{E} \bullet \vec{E}$ es una matriz 9×1 y $\vec{E} \bullet \vec{E} \bullet \vec{E}$ es una matriz 27×1 . La susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ es la contribución dominante y sus efectos están incluidos en el índice de refracción n y en el coeficiente de atenuación α . La susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ es diferente de cero solamente para moléculas asimétricas, de esta manera para vidrios de sílice desaparece debido a la simetría de la red de SiO_2 amorfo. Como resultado, las fibras ópticas usualmente no exhiben efectos no-lineales de segundo orden. Los efectos no-lineales de menor orden en fibras ópticas están relacionados con la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$, que es la responsable del fenómeno de la generación del tercer armónico, mezcla de cuatro ondas y la refracción no-lineal. La mayoría de los efectos no-lineales en fibras ópticas se originan desde la refracción no-lineal, un fenómeno relacionado con la dependencia de la intensidad del índice de refracción resultado de la contribución de $\chi^{(3)}$. De esta manera el índice de refracción de la fibra se expresa como:

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (1.3)$$

donde $n(\omega)$ representa la parte lineal, $|E|^2$ es la intensidad óptica dentro de la fibra y n_2 es el coeficiente del índice no-lineal relacionado con $\chi^{(3)}$ mediante la siguiente relación

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}), \quad (1.4)$$

donde el campo óptico se asume linealmente polarizado, así que solamente una componente de $\chi_{xxxx}^{(3)}$ del tensor de cuarto rango contribuye con el índice de refracción^{8,9}. En la siguiente sección se discutirán más ampliamente los dos efectos no-lineales estudiados en esta tesis, la SPM y la XPM, los cuales serán explicados para la descripción del NOLM en los siguientes Capítulos.

1.3. La automodulación de fase (*Self-Phase Modulation, SPM*).

La SPM, se refiere al desplazamiento de fase auto-inducido por el campo óptico durante su propagación a lo largo de la fibra. La fase del campo óptico cambia como:

$$\phi = \bar{n}k_0L = \left(n + n_2|E|^2\right)k_0L, \quad (1.5)$$

donde $k_0 = 2\pi/\lambda$ (λ es la longitud de onda en el vacío) y L representa la longitud de la fibra. El desplazamiento de fase no-lineal dependiente de la intensidad $\phi_{NL} = n_2k_0L|E|^2$ es debido a la SPM. El coeficiente no-lineal γ está definido como el cambio de fase no lineal por unidad de potencia y de longitud, y se expresa mediante la siguiente ecuación matemática

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{A_{eff}\lambda}, \quad (1.6)$$

donde A_{eff} representa el área efectiva del núcleo. El coeficiente no-lineal γ principalmente determina el comportamiento de los dispositivos ópticos no lineales basados en fibras ópticas. Núcleos con área efectiva pequeña se prefieren para aumentar γ . Valores típicos de γ para fibras basadas en SiO_2 están en el orden de $1.8 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ para fibras monomodo estándar (*Single Mode Fiber, SMF*) y $2.6 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ para fibras desplazadas en dispersión (*Dispersion Shifted Fiber, DSF*), debido a que A_{eff} es más pequeño en la SMF y además el dopaje en el núcleo con germanio aumenta el n_2 . Si se considera una señal pulsada $A_0(z,t)$ la cual se propaga a lo largo de un tramo de fibra de longitud L con atenuación de la fibra por unidad de longitud de $\alpha = 0$ y potencia pico P_0 , se puede demostrar que la contribución total de la SPM sobre la señal viene expresada como⁹:

$$\phi_{SPM}^{tot} = \gamma|A_0(0,t)|^2L = \gamma P_0(0,t)L. \quad (1.7)$$

La presencia inevitable de las pérdidas de la fibra reduce la eficiencia de la SPM porque la potencia de la señal se reduce a lo largo de la fibra como:

$$P(z) = P(0)e^{-\alpha z}, \quad (1.8)$$

con el fin de considerar este efecto la longitud efectiva de la fibra se define como:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}, \quad (1.9)$$

donde esta longitud juega un rol importante junto con la SPM, esta longitud es más pequeña que L debido a las pérdidas de la fibra. Esto porque la señal disminuye a medida que se propaga en la fibra, al ser los efectos no lineales dependientes de dicha intensidad, entonces la incidencia de estos sobre la transmisión varía con la distancia, definiéndose para esto dos parámetros característicos: la longitud y el área efectiva. Como resultado, cuando $\alpha \neq 0$ la contribución total de la SPM se puede escribir como:

$$\phi_{SPM}^{tot}(t) = \gamma |A_0(0,t)|^2 L_{eff} = \gamma P_0(0,t) L_{eff}. \quad (1.10)$$

La SPM induce un ensanchamiento espectral como consecuencia de la dependencia del tiempo en $\phi(z,t)$. Una fase que varía temporalmente implica que las frecuencias ópticas instantáneas difieren a través de la señal desde el valor central f_0 . La diferencia δf se expresa mediante la siguiente ecuación matemática

$$\delta f(t) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\delta \phi_{NL}}{\delta T} \left(|U(0,t)|^2 \right) \frac{L_{eff}}{L_{NL}}, \quad (1.11)$$

donde $U(z,t)$ es la amplitud normalizada del campo eléctrico y $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$ representa la longitud no-lineal. La dependencia del tiempo de δf puede ser vista como la frecuencia del chirp que se define como un sistema de espectro ensanchado en el que la portadora de la frecuencia se modula con un periodo fijo y una secuencia de ciclo de trabajo fija, inducido por SPM que se incrementa en magnitud con la distancia recorrida [ver Figura 1.1].

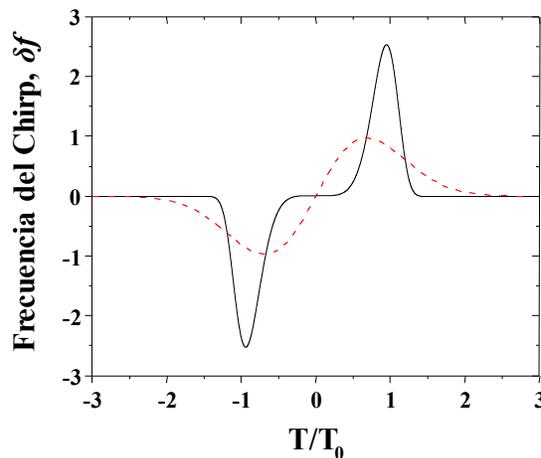


Figura 1.1. Variación temporal de la frecuencia del chirp inducido por la SPM para el caso de un pulso Gaussiano (curva discontinua) y súper-Gaussiano (curva continua).

Como resultado, las nuevas componentes de frecuencia son continuamente generadas conforme la señal se propaga en la fibra. Estas componentes de frecuencias generadas por la SPM ensanchan el espectro sobre su ancho inicial en $z = 0$. El ensanchamiento espectral depende de la forma del pulso⁸.

1.4. La automodulación de fase cruzada (*Cross-Phase Modulation, XPM*).

La XPM, se refiere al desplazamiento de fase no-lineal de un campo óptico inducido por otro campo que se propaga en la misma fibra. Si se consideran dos campos ópticos \vec{E}_1 y \vec{E}_2 con frecuencias f_1 y f_2 , polarizadas a lo largo del mismo eje, que se copropagan simultáneamente dentro de la fibra óptica, el desplazamiento de fase no-lineal experimentado por la señal en f_1 se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$\phi_{NL} = n_2 k_0 L (|E_1|^2 + 2|E_2|^2). \quad (1.12)$$

Los dos términos del lado derecho son debidos a la SPM y la XPM respectivamente; también se puede apreciar que para campos ópticos equitativamente intensos la contribución de la XPM es el doble comparada con la SPM⁸. La contribución total de la XPM introducido por un tramo de longitud L y una atenuación $\alpha \neq 0$ para la señal en f_1 se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$\phi_{XPM}^{tot}(t) = 2|A_2(0,t)|^2 L_{eff} = 2\gamma P_2(0,t) L_{eff}. \quad (1.13)$$

Donde A_2 y P_2 es la XPM experimentada por f_1 debido a f_2 . Es importante notar que la dispersión de la velocidad de grupo (*Group Velocity Dispersion, GVD*) reduce la longitud de interacción de la XPM. Esto tiene su origen en la dispersión cromática, los pulsos con diferentes longitudes de onda se propagan con diferentes velocidades dentro de la fibra debido al ajuste de la velocidad de grupo. Esto apunta a un efecto conocido como “*walk-off*” el cual involucra a dos pulsos ópticos generados a diferentes tiempos traslapados, así que la interacción no-lineal desaparece cuando el pulso que se mueve más rápidamente adelanta al pulso que se mueve más lentamente⁸. Si las dos señales \vec{E}_1 y \vec{E}_2 están contra-propagándose, la XPM aparece también, pero su valor se debe a la potencia media de la señal induciendo el efecto, en vez de su potencia instantánea. Además, con esta condición se puede hacer que $f_1 = f_2$.

1.5. Acopladores de fibra.

Los acopladores de fibra óptica cubren un rol esencial en la tecnología de fibras ópticas. Estos son ampliamente usados siempre que la división de una señal óptica o el acople de dos señales ópticas sean requerido. Los acopladores de fibra son dispositivos de cuatro puertos, de los cuales dos de ellos son las entradas y los dos restantes son las salidas, las señales que inciden en un puerto son divididas coherentemente en dos señales las cuales se propagan hacia los puertos de salida. Muchas técnicas se pueden usar para fabricar un acoplador de fibra, una de ellas es la realización de un acoplador de fusión en el cual los núcleos de las dos fibras se acercan a una separación del orden de sus diámetros [ver Figura 1.2]. Otra técnica utiliza una fibra de núcleo dual, diseñada para tener dos núcleos cerca uno del otro a través de su longitud.

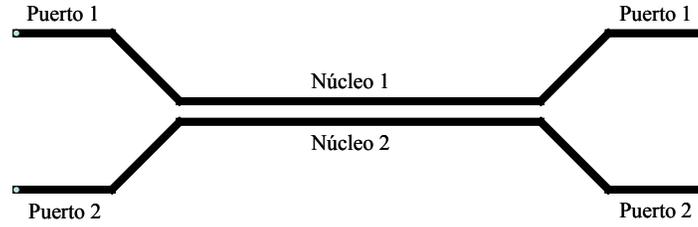


Figura 1.2. Esquema ilustrativo de un acoplador de fibra óptica.

En ambos casos al propagarse los modos espaciales en cada núcleo, se traslapa parcialmente en la región del revestimiento común. De esta manera las ondas evanescentes se acoplan dando como resultado una transferencia de potencia óptica desde un núcleo al otro. Los acopladores de fibra son llamados simétricos si sus núcleos son hechos a partir de la misma fibra óptica y asimétrica en el caso contrario; es decir, cuando sus núcleos no son idénticos. La potencia repartida entre las dos salidas, es llamada acoplamiento y depende de la longitud de separación mínima entre núcleos y de la longitud de onda. Se puede demostrar, que para un acoplador simétrico en el cual se hace incidir una onda continua en los puertos de entrada, las salidas están expresadas por:

$$\begin{pmatrix} A_1(L) \\ A_2(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kL) & j \sin(kL) \\ j \sin(kL) & \cos(kL) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

el determinante de la matriz de transferencia 2×2 es únicamente para un acoplador sin pérdidas. El coeficiente de acoplamiento k depende de la separación entre los dos núcleos y éste es usualmente calculado con la siguiente fórmula empírica:

$$k = \frac{\pi V}{2k_0 n_0 a^2} e^{-(c_0 + c_1 \bar{d} + c_2 \bar{d}^2)}, \quad (1.15)$$

donde $V = 2\pi a NA / \lambda_0$ y es llamada frecuencia normalizada, NA es la abertura numérica, a es el radio del núcleo de la fibra óptica y $\bar{d} \equiv d/a$ es la separación normalizada entre los dos núcleos ($\bar{d} > 2$). Las constantes c_0 , c_1 y c_2 dependen del parámetro de la frecuencia normalizada V mediante las siguientes relaciones $c_0 = 5.2789 - 3.663V + 0.3841V^2$, $c_1 = -0.7769 - 1.225V - 0.3841V^2$ y $c_2 = -0.0175 - 0.0064V - 0.0009V^2$. Esta ecuación es correcta dentro del 1% para valores de V y de \bar{d} en un rango comprendido entre $1.5 \leq V \leq 2.5$ y $2 \leq \bar{d} \leq 4.5$ [ver referencia 9]. Si solamente un haz es introducido en la entrada, la potencia de salida se obtiene mediante el ajuste de $A_2(0) = 0$ y se expresan mediante el siguiente par de ecuaciones

$$\begin{aligned} P_1(L) &= P_0 \cos^2(kL) \\ P_2(L) &= P_0 \sin^2(kL) \end{aligned} \quad (1.16)$$

donde $P_0 \equiv (A_0)^2$ es la potencia incidente en el puerto de entrada. El acoplador actúa como un divisor de haz y la relación de división depende del parámetro kL . Si la longitud del acoplador se escoge de tal manera que $kL = \pi/4$ la potencia es igualmente dividida entre los dos puertos de salida. Tal acoplador es llamado acoplador simétrico, 3 dB ó 50:50. Es muy

importante señalar que un acoplador introduce un desplazamiento de fase de $\pi/2$ entre los dos puertos de salida como lo indica el factor j en el término de la diagonal en la matriz de transferencia, el cual se observa en la Ecuación 1.14. Este fenómeno juega un papel importante en la realización de estructuras interferométricas que se basan en acopladores de fibra óptica tales como los interferómetros de Sagnac de fibra los cuales utilizan tanto acopladores asimétricos como simétricos en sus estructuras y que son utilizados para algunos de los propósitos de esta tesis.

1.6. El interferómetro de Sagnac de fibra.

Los efectos no-lineales vistos en la secciones anteriores se pueden aprovechar en el desarrollo de nuevas técnicas para el procesamiento de señales ópticas mediante estructuras interferométricas. Los interferómetros de fibra están basados en simples esquemas por lo que son ampliamente usados como elementos principales en muchos dispositivos ópticos de fibra óptica. Los interferómetros más comunes basados en fibras ópticas son los de Fabry-Perot, Sagnac, Mach-Zehnder y Michelson. Para los propósitos de esta tesis el mayor interés recae en el interferómetro de Sagnac, así como en una relación del mismo, el espejo de lazo óptico no-lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM), el cual se basa en este interferómetro. Un interferómetro de Sagnac de fibra se puede diseñar fácilmente mediante la conexión de un segmento de fibra en los puertos de salida del acoplador como se observa en la Figura 1.3.

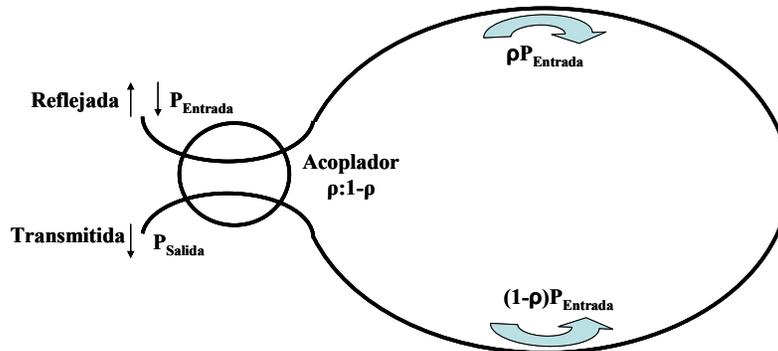


Figura 1.3. Esquema de un interferómetro de Sagnac de fibra.

El campo óptico entrante con potencia $P_{Entrada}$ es dividido en dos haces por la acción del acoplador con diferentes magnitudes, las cuales se propagan a lo largo del mismo camino óptico siguiendo direcciones opuestas. En consecuencia con la matriz de transferencia de la Ecuación 1.14, la señal que se propaga en sentido de las manecillas del reloj (*Clockwise*, CW) tiene una potencia de $\rho P_{Entrada}$ donde ρ es la relación de potencia acoplada por el acoplador, en tanto que para la señal que se propaga en sentido contrario a las manecillas del reloj (*Counter Clockwise*, CCW), la relación de potencia es $(1-\rho)P_{Entrada}$ y un desplazamiento de fase de $\pi/2$ es introducido por el acoplador. Después de un recorrido completo las dos señales se acoplan nuevamente, la señal en sentido de las manecillas del reloj experimenta de nuevo una atenuación ρ hacia el puerto de salida mientras que la señal que se propaga en sentido contrario a las manecillas del reloj experimenta por segunda vez una atenuación de $(1-\rho)$ y un segundo desplazamiento de fase $\pi/2$ en la salida del Sagnac. Como resultado las dos señales se combinan en el puerto de salida, con un desplazamiento

de fase de π e interfieren destructivamente. En particular cuando $\rho = 0.5$ las dos señales que se contra-propagan experimentan la misma atenuación, y cuando interfieren, la potencia en el puerto de salida es nula. En tales condiciones el interferómetro actúa como un espejo y toda la potencia es reflejada. El interferómetro mantiene casi el mismo comportamiento para cualquier señal; sin embargo, insertando un elemento no-lineal en el lazo se puede introducir un desplazamiento de fase dependiente de la potencia donde el interferómetro se puede utilizar para varias aplicaciones. El elemento no-lineal puede ser un semiconductor o una fibra óptica. En las siguientes secciones se describirán algunas de las aplicaciones más importantes del NOLM, utilizando para ello tanto un acoplador asimétrico como un simétrico y utilizando además diferentes técnicas que describen de una manera breve cómo conseguir la conmutación del dispositivo, tanto en el régimen continuo como en el régimen pulsado y de esta manera comprender más claramente el trabajo presentado en esta tesis.

1.6.1. El NOLM basado en el régimen lineal.

La configuración de un NOLM para que funcione en régimen lineal se muestra en la Figura 1.4.

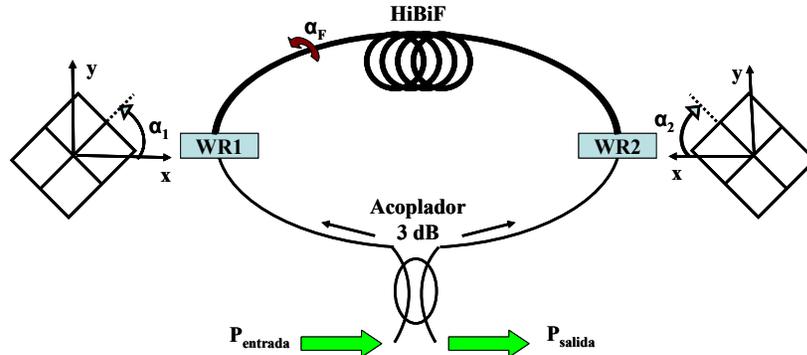


Fig. 1.4. Esquema representativo de un NOLM como filtro en régimen lineal.

Consiste de un acoplador de fibra estándar simétrico, un segmento de fibra de alta birrefringencia (*High Birefringence Fiber*, HiBiF), la cual se conecta a los extremos de fibra estándar del acoplador para cerrar el lazo. El ángulo de rotación del estado de polarización es denotado por α_2 , cuando la señal en sentido CW entra a la sección de HiBiF después de pasar a través de la fibra estándar monomodo (*Single Mode Fiber*, SMF) del acoplador. Se asume que los ejes rápido y lento en los dos extremos de la HiBiF son paralelos entre sí. La luz incidente en uno de los puertos del acoplador es dividida en dos haces que se propagan en sentidos CW y CCW. Los haces contra-propagantes se recombinan en el acoplador y exhiben una interferencia acorde a la diferencia de fase. Asumiendo que la entrada de luz en uno de los puertos de entrada del acoplador se puede representar mediante la siguiente ecuación:

$$E_{in} = \begin{pmatrix} E_{xin} \\ E_{yin} \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

las amplitudes de los campos para cada uno de los puertos de salida del acoplador están expresadas mediante las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} E_{CW} &= \sqrt{\rho} E_{in} \\ E_{CCW} &= \sqrt{1-\rho} E_{in} \end{aligned} \quad (1.18)$$

respectivamente, donde ρ es la relación de división de potencia del acoplador en la dirección de propagación CW y

$$H = \begin{pmatrix} e^{j\frac{\pi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{j\frac{\pi}{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.19)$$

es la matriz de retraso de fase de salida cuando la luz cruza de una fibra a otra dentro del acoplador. Si las pérdidas y la birrefringencia de la fibra son despreciadas en el acoplador, las matrices de transferencia para la propagación de los haces en sentidos CW y CCW, los cuales se propagan para un recorrido completo terminando con una recombinación en el acoplador, se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} M_{CW} &= R_2 T_1 R_1; \\ M_{CCW} &= R_1^{-1} T_1 R_2^{-1}, \end{aligned} \quad (1.20)$$

donde la siguiente ecuación:

$$T_1 = e^{-j\frac{2\pi d}{\lambda}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2\pi(n_o-n_e)l}{\lambda}} \end{pmatrix},$$

representa la matriz de retraso de fase inducida por la sección de la HiBiF, l es la longitud de la HiBiF, n_o y n_e son los índices ordinario y extraordinario de refracción, respectivamente, λ es la longitud de onda, y

$$R_1 = \begin{pmatrix} \cos(\alpha_1) & -\sin(\alpha_1) \\ \sin(\alpha_1) & +\cos(\alpha_1) \end{pmatrix},$$

representa la matriz de rotación del estado de polarización inducido mediante la rotación del ángulo α_1 cuando la luz se propaga en sentido CW y entra a la HiBiF pasando después por la SMF.

$$R_2 = \begin{pmatrix} \cos(\alpha_2) & -\sin(\alpha_2) \\ \sin(\alpha_2) & +\cos(\alpha_2) \end{pmatrix},$$

denota la matriz de rotación del estado de polarización inducido por la rotación del ángulo α_2 entre los ejes rápido y lento cuando la salida de la luz proveniente de la HiBiF entra nuevamente al acoplador después de pasar por la sección de SMF del acoplador. La rotación del ángulo del estado de polarización de la luz que se propaga en sentido CCW es -

α_1 , la matriz de rotación para la luz en sentido CCW se convertirá en R_1^{-1} , el cual denota la matriz inversa de R_1 . Después que los haces CW y CCW interfieren coherentemente en el acoplador, la amplitud del campo de luz transmitido a la salida del acoplador se escribe como:

$$P_{salida} = \rho M_{CW} E_{CW} + \sqrt{1-\rho} H M_{CCW} E_{CCW} = \rho R_2 T_1 R_1 E_{CW} + \sqrt{1-\rho} H R_1^{-1} T_1 R_2^{-1} E_{CCW}, \quad (1.21)$$

para un interferómetro de Sagnac construido de HiBiF se obtiene la siguiente expresión para la transmisión:

$$T = (1-2\rho) + 4\rho(1-\rho)\sin^2(\alpha)\cos^2\left(\frac{\beta}{2}\right), \quad (1.22)$$

donde $\beta = -[2\pi(n_o - n_e)/\lambda]$ y $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$. Para un acoplador de 3 dB, la Ecuación 1.22 se simplifica a la siguiente expresión:

$$T = \left[\sin(\alpha)\cos\left(\frac{\beta}{2}\right) \right]^2. \quad (1.23)$$

Donde $\sin(\alpha)$ es un valor fijo, el espectro de transmisión es una función cosenoidal en función de la longitud de onda λ . El ángulo α en las Ecuaciones 1.22 y 1.23 puede ser controlado y ajustado mediante la orientación del ángulo de los retardadores de onda (*Wavelength Retarders*, WRs) que se encuentran dentro del filtro.

1.6.2. El NOLM basado en la SPM (régimen no lineal).

Considérese un haz incidente en la entrada del NOLM de onda continua o cuasi-continua (pulsos de duración mayor a los nanosegundos son considerados en el contexto de esta tesis como señales continuas) en uno de los puertos del acoplador. La transmisión del interferómetro de Sagnac depende de la relación de división de la potencia del acoplador como se observa en la Figura 1.5.

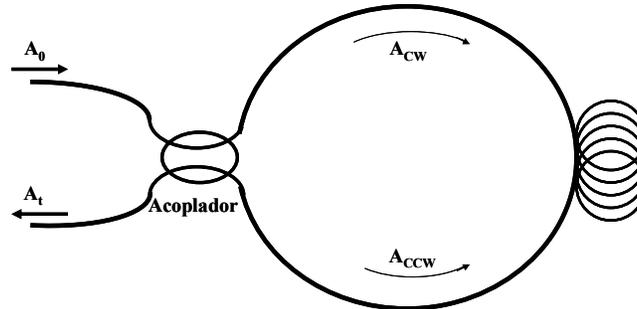


Figura 1.5. Esquema de un NOLM basado en la SPM.

Si una fracción ρ de la potencia de entrada P_0 se propaga a lo largo de la fibra en sentido CW y $(1-\rho)$ en sentido CCW, la transmisión del NOLM se puede obtener mediante el

cálculo del desplazamiento de fase total debido a los dos campos contra-propagados para un recorrido completo. Si A_0 es la amplitud del campo de entrada, las amplitudes de la señal que se propagan en sentido CW y en sentido CCW (campos eléctricos) se pueden expresar mediante las siguientes ecuaciones

$$\begin{aligned} A_{CW} &= \sqrt{\rho} A_0 \\ A_{CCW} &= j\sqrt{1-\rho} A_0 \end{aligned} \quad (1.24)$$

Se puede notar que hay un desplazamiento de fase de $\pi/2$ para el campo propagante CCW. Después de un recorrido completo ambos campos adquieren un desplazamiento de fase lineal y uno no-lineal basado en la SPM y la XPM. Los dos campos que inciden en el acoplador se expresan mediante las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} A'_{CW} &= A_{CW} e^{j\phi_0 + j\gamma(|A_{CW}|^2 + 2|A_{CCW}|^2)L} \\ A'_{CCW} &= A_{CCW} e^{j\phi_0 + j\gamma(|A_{CCW}|^2 + 2|A_{CW}|^2)L} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Donde $\phi_0 = \beta L$, representa el desplazamiento de fase lineal para un lazo de longitud L , con una constante de propagación β . Los campos reflejados y transmitidos se pueden obtener mediante la matriz de transmisión:

$$\begin{pmatrix} A_t \\ A_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho} & j\sqrt{1-\rho} \\ j\sqrt{1-\rho} & \sqrt{\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_{CW} \\ A'_{CCW} \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

Entonces la transmisión $T_S = |A_t|^2/|A_0|^2$ del NOLM se representa mediante la siguiente ecuación:

$$T_S = 1 - 2\rho(1-\rho)\{1 + \cos[(1-2\rho)\gamma P_0 L]\}, \quad (1.27)$$

donde $P_0 = |A_0|^2$, representa la potencia de entrada. Para $\rho = 0.5$, $T_S = 0$ el NOLM refleja cualquier señal de entrada; en efecto, cuando la potencia es igualmente dividida, los dos campos contrapropagantes experimentan el mismo desplazamiento de fase y su interferencias es completamente destructiva en la salida del NOLM.

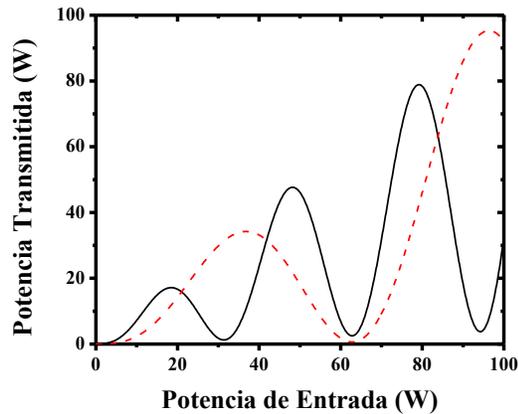


Figura 1.6. Respuesta no-lineal de un interferómetro de Sagnac para $L = 1 \text{ km}$, $\gamma = 1 \text{ km}^{-1} \text{W}^{-1}$, $\rho = 0.4$ (curva continua) y $\rho = 0.45$ (curva discontinua).

Si $\rho \neq 0.5$, la Ecuación 1.27 muestra que la transmisión cambia con la potencia. La Figura 1.6 muestra la respuesta no-lineal de un interferómetro de Sagnac para dos relaciones de acople⁹; una de $\rho = 0.4$ (curva continua) y la otra de $\rho = 0.45$ (curva discontinua). Para estas relaciones del acoplador la diferencia de las curvas no se hace cero debido a que la diferencia de amplitud de los dos haces son diferentes. Características similares se pueden obtener usando un acoplador con una relación de acople de $\rho = 0.5$, pero es necesario introducir un medio de ganancia o un medio de pérdida en el lazo, esto se explicará con más detalle en la siguiente sección.

1.6.2.1. El NOLM con atenuador.

Hasta aquí se ha considerado una entrada de haz continuo en el NOLM y se ha estudiado su comportamiento, pero también se está interesado en el comportamiento del dispositivo cuando se utilizan pulsos ultracortos⁴. En este caso el desplazamiento de fase inducido por la XPM se puede ignorar para pulsos ópticos lo suficientemente cortos comparados con el tiempo de propagación en el lazo. Esto se debe en efecto a que el tren de datos de una señal experimenta una SPM basado en la potencia pico instantánea y la XPM basado en la potencia media de la señal que se contra-propaga; así para bajos ciclos de trabajo la potencia pico es mucho mayor que la potencia media y la contribución de la XPM se puede ignorar.

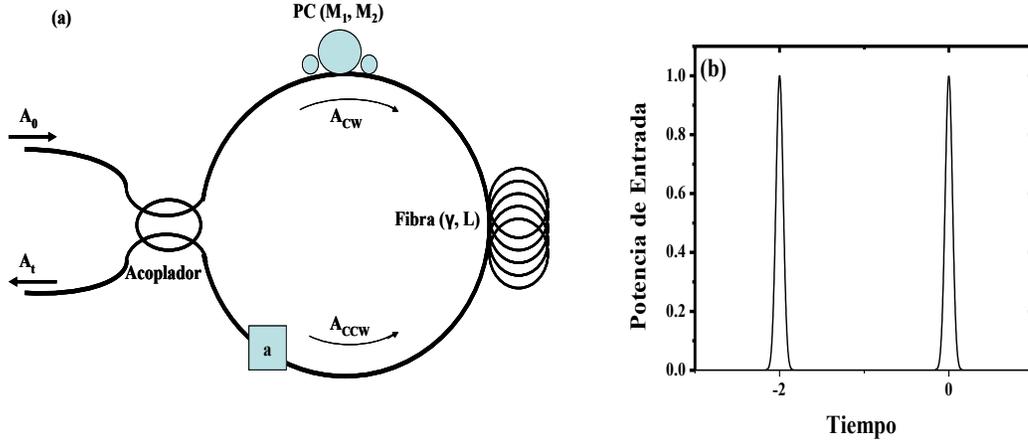


Figura 1.7. (a) Esquema de un NOLM basado en la SPM, (b) señal de entrada.

La Figura 1.7a muestra una estructura genérica del NOLM basado en la SPM, la estructura no involucra dispositivos mantenedores de la polarización (*Polarization Maintaining*, PM), A_0 es la señal de entrada y A_t es la señal transmitida en el NOLM, $PC(M_1, M_2)$ son los controladores de polarización 1 y 2, γ es el coeficiente no-lineal de la fibra, L es la longitud y a es la pérdida usada para desbalancear el lazo haciendo que los haces que se contra-propagan adquieran un desplazamiento de fase diferente. Para hacer que los dos haces interfieran es necesario que estén polarizados en el mismo eje, así un controlador de polarización (*Polarization Controller*, PC) se debe introducir en el lazo. El PC sirve sobre todo para ajustar la diferencia de fase lineal a cero, para tener transmisión mínima a baja potencia. Si A_0 es el campo de entrada en el NOLM con una relación de acople de $\rho:(1-\rho)$ para el acoplador, las señales que se propagan en sentido CW y CCW se pueden expresar mediante las siguientes ecuaciones

$$\begin{aligned} A_{CW} &= \sqrt{\rho} A_0 \\ A_{CCW} &= \sqrt{a(1-\rho)} A_0 \end{aligned} \quad (1.28)$$

Debido a la presencia de pérdidas y a la relación de acople de la potencia, las intensidades de los campos presentan un desbalance en sus amplitudes y experimentan un desplazamiento de fase diferente. La señal que viaja en sentido CW, cuya potencia inicial es ρP_0 , experimenta la SPM y el desplazamiento de fase inducido se puede expresar mediante la siguiente ecuación

$$\phi_c = \gamma \rho P_0 L_{eff} , \quad (1.29)$$

donde L_{eff} representa la longitud efectiva y se puede calcular mediante la siguiente ecuación

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} , \quad (1.30)$$

donde α representa la atenuación de la fibra por unidad de longitud. Por otro lado la señal que se propaga en sentido CCW, cuya potencia después de pasar por las pérdidas

producidas por el atenuador se expresan como $\mathbf{a}(1-\rho)P_0$ con $\mathbf{a} < 1$, experimentando la SPM y el desplazamiento de fase inducido se expresa mediante la siguiente ecuación

$$\phi_{CCW} = a\gamma(1-\rho)P_0L_{eff} . \quad (1.31)$$

Después de recorrer toda la longitud del lazo, las dos señales se encuentran en el acoplador nuevamente. La señal de salida es entonces el resultado de la suma de los dos campos contrapropagantes

$$E_{salida} = E_{salidaCW} + E_{salidaCCW}, \quad (1.32)$$

donde $E_{salidaCW}$ se origina de la señal que se propaga en sentido CW, y se representa mediante la siguiente ecuación

$$E_{salidaCW} = \sqrt{a}\rho P_0 e^{j\phi_0 + j\gamma\rho P_0L_{eff}} , \quad (1.33)$$

y $E_{salidaCCW}$ se origina de la señal que se propaga en sentido CCW, y se representa mediante la siguiente ecuación

$$E_{salidaCCW} = \sqrt{a}(1-\rho)P_0 e^{j\phi_0 + j\gamma a(1-\rho)P_0L_{eff} + \pi} , \quad (1.34)$$

donde $\phi_0 = \beta L_{eff}$ representa el desplazamiento de fase lineal y β la constante de propagación. La presencia de π se debe a los dos cruces en el acoplador, donde cada cruce es responsable de un desplazamiento de $\pi/2$. La potencia de la señal de salida se expresa como $P_{salida} = |E_{salida}|^2$. Si la relación de división del acoplador es de 0.5 entonces los campos $E_{salidaCW}$ y $E_{salidaCCW}$ experimentan la misma atenuación pero desplazamientos de fase diferentes durante la propagación en el lazo y $E_{salida} = 0$, para un desplazamiento de fase relativo de $2n\pi$. La Figura 1.8 muestra la característica de transmisión para un NOLM con un acoplador simétrico.

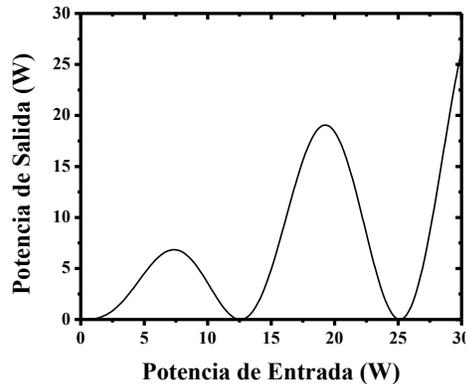


Figura 1.8. Transmisión de un NOLM con un acoplador 3 dB. Con $L = 1 \text{ km}$, $\gamma = 1 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$, $a = 1 \text{ dB/km}$

Esta configuración es ampliamente usada para la eliminación de pedestal en sistemas de comunicaciones por fibra óptica¹⁷⁻²⁰. En efecto si un pulso entra en el NOLM entonces solamente la parte central del pulso será transmitida si la potencia pico es lo

suficientemente grande y las componentes de baja potencia serán eliminadas. Como resultado el NOLM utilizando un acoplador simétrico puede reducir la duración del pulso y eliminar el ruido presente en la separación entre un bit transmitido en un sistema de comunicaciones por fibra óptica así como la regeneración del nivel “0” y la regeneración del nivel “1”, como se observa en la Figura 1.9.

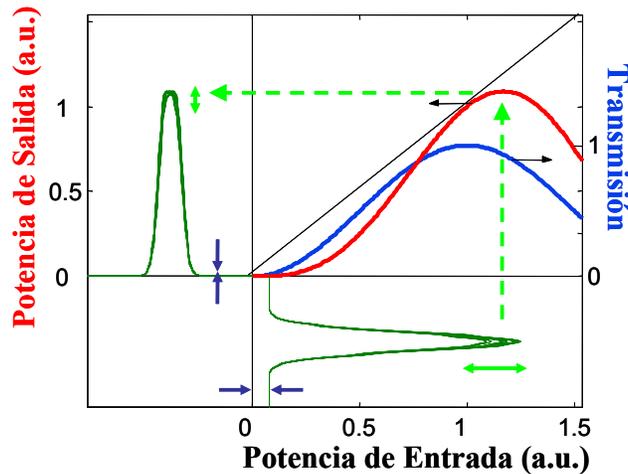


Figura 1.9. Ejemplo de la eliminación de pedestal.

Se aclara que, si la potencia pico de la señal de entrada es lo suficientemente grande para el cual alcanza el primer máximo de la característica de transmisión del NOLM, este puede reducir la fluctuación de amplitud presente en una cadena de bits en un sistema de comunicaciones óptica que equivale a una regeneración del nivel “1”. La introducción de las fibras dopadas para amplificación en sistemas de comunicaciones ópticas ha conllevado a diseñar configuraciones donde la explotación de las no-linealidades se puedan aprovechar, una de estas configuraciones es conocida como espejo de lazo amplificado no-lineal (*Nonlinear Amplifying Loop Mirror, NALM*), este dispositivo no es más que una extensión del NOLM convencional¹². La Figura 1.10 muestra los componentes básicos de este dispositivo, donde utiliza una sección de fibra dopada típicamente de erbio, la cual se empalma a una sección de fibra estándar la cual conforma el lazo de Sagnac. Se puede ver que la sección amplificadora está colocada en uno de los extremos de lazo y se conecta a uno de los extremos de un acoplador simétrico.

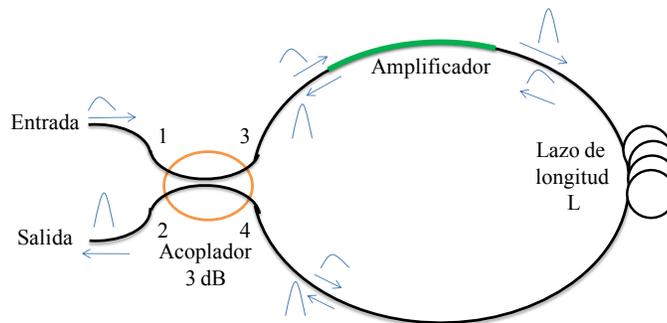


Figura. 1.10. Partes básicas del NALM. En la figura se observa que la señal se introduce en el puerto 1, esta es dividida en magnitudes iguales por la acción del acoplador simétrico, y cada señal experimenta un retraso de fase diferencial a lo largo de las dos direcciones de propagación adecuada para el amplificador colocado asimétricamente.

El funcionamiento de este dispositivo se puede explicar de la siguiente manera; para una pequeña potencia óptica de entrada, el NALM opera en el régimen lineal; entonces, si un pulso es acoplado en el puerto de entrada, éste será reflejado y amplificado al mismo tiempo, regresando a este mismo puerto de entrada. Y por lo tanto, ninguna señal emerge del puerto de salida. De esta manera la sección amplificadora colocada en uno de los extremos en el lazo, provoca que con potencias ópticas altas el índice refractivo no-lineal n_2 apunta a un cambio en la longitud del camino óptico de la luz que se propaga en el sentido horario y para el sentido anti-horario alrededor del lazo, lo cual conlleva cambiar la fase de $\delta\phi_c$ a $\delta\phi_{cc}$, respectivamente. Si el amplificador y la longitud del pulso son tan cortos comparados con la longitud total del lazo, y los pulsos individuales no son saturados por el amplificador, el retraso de fase viene expresado por

$$\delta\phi_c = \frac{\pi}{2} n_2 I L ; \quad (1.35)$$

$$\delta\phi_{cc} = \frac{\pi}{\lambda} n_2 g I L , \quad (1.36)$$

donde I es la intensidad de la señal en el puerto de entrada 1, L es la longitud de la fibra, λ es la longitud de onda de la señal, g es la ganancia del amplificador y n_2 es el índice de refracción no-lineal.

1.6.2.2 El NOLM basado en la rotación de polarización no-lineal (*Non linear Polarization Rotation, NPR*).

En esta sección se muestra una nueva técnica para conseguir conmutación óptica en un NOLM con un acoplador simétrico, basado en la NPR. Para la mayoría de las configuraciones del NOLM la conmutación se basa en el efecto de la SPM, donde por lo general se requiere de una diferencia de potencias entre los haces que se contrapropagan, para ello en muchos casos se necesita de un acoplador asimétrico en la configuración del NOLM. Parámetros importantes en la característica de conmutación del NOLM, como el rango dinámico (relación entre la máxima y mínima transmisión del NOLM) y la potencia crítica son usualmente determinados por el diseño, una vez fijados estos parámetros ya no se pueden ajustar a menos que se cambie alguno de los elementos físicamente. En esta sección se muestra que mediante el efecto de la NPR se pueden obtener comportamientos muy especiales tales como una característica de conmutación ajustable y un amplio abanico de características de transmisión. De esta manera se hace que el dispositivo sea más flexible para aplicaciones en sistemas de óptica ultrarrápida. En la Figura 1.11, se muestra la configuración de un NOLM basado en el efecto de la NPR, en el cual se utiliza un acoplador de 3 dB, fibra con alta torsión y una placa de cuarto de onda, (*Quarter Wave Retarder, QWR*) introducida asimétricamente en uno de los brazos del lazo. El QWR crea una diferencia de polarización entre los haces que interfieren, las polarizaciones de los haces se mantienen durante la propagación en la fibra gracias a la torsión aplicada en la fibra la cual genera una birrefringencia circular cuya finalidad es la de eliminar la incontrolable birrefringencia residual y mantener el estado de polarización en el NOLM. Debido a la asimetría en la polarización, aparece una diferencia de NPR que depende de la

potencia de los haces que se contra-propagan, el cual es responsable de la conmutación del NOLM. Gracias a esta posibilidad se demostró la posibilidad de eliminar grandes fluctuaciones de amplitud en un tren de pulsos ópticos¹³⁻¹⁶. Además otros comportamientos interesantes para aplicaciones se pueden obtener del mismo dispositivo para diferentes estados de polarización de entrada.

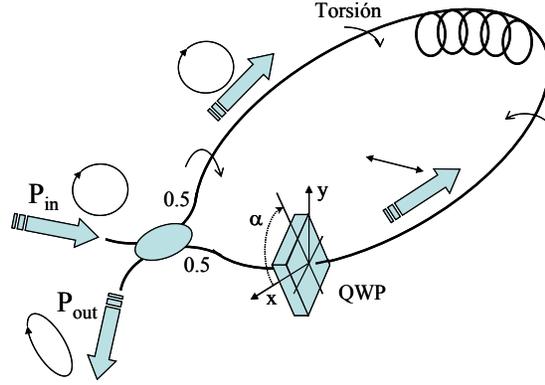


Figura 1.11. Esquema propuesto del NOLM basado en el efecto de la NPR.

La evolución de la polarización no-lineal a través del lazo del NOLM se describe mediante las ecuaciones de propagación acopladas en la aproximación de no-linealidad débil que pueden ser analizadas en la Referencia 4. Estas ecuaciones se pueden integrar respecto a la longitud de la fibra normalizada con respecto a la longitud de repetición L_b , como $l = L/L_b$, lo cual permite la representación matricial del lazo en base de las polarizaciones circular derecha e izquierda $[C^+; C^-]$, para una alta torsión de la fibra.

$$F_{CW/CCW} = \begin{pmatrix} e^{j\left(\mu l + \frac{1}{4}(3 - A_S^{CW/CCW})P_n l\right)} & 0 \\ 0 & e^{j\left(-\mu l + \frac{1}{4}(3 + A_S^{CW/CCW})P_n l\right)} \end{pmatrix}, \quad (1.37)$$

donde P_{in} representa la potencia de entrada normalizada en el NOLM, $A_S = |C^+|^2 - |C^-|^2$, es el parámetro de Stokes, donde los subíndices CW y CCW indican el sentido de la propagación de los haces en el lazo. El coeficiente μ representa la relación de la birrefringencia lineal a la circular, para baja intensidad y se expresa mediante la siguiente ecuación

$$\mu = \sqrt{\pi^2 + (h/2n - 1)^2 q^2 L_B^2}, \quad (1.38)$$

donde q representa la torsión de la fibra expresada en radianes por unidad de longitud, y h es un coeficiente determinado por la birrefringencia circular de la fibra el cual es aproximadamente igual a 0.13-0.15. Mediante la Figura 1.12, la Ecuación 1.37 y aplicando la matriz de transferencia al QWR, se obtiene el vector de Jones del campo eléctrico en la salida del NOLM que depende de la potencia, para cualquier estado de la polarización de entrada el cual se define por el parámetro de Stokes, A_S y la orientación del eje mayor de la elipse, ψ . Para esta expresión matemática, la transmisión del NOLM se puede expresar finalmente mediante la siguiente ecuación:

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(\varphi - 2\alpha - \frac{1}{4} A_S^{CW} P_{in} l\right) \cos\left(\varphi - 2\alpha - \frac{1}{4} A_S^{CCW} P_{in} l\right), \quad (1.39)$$

donde φ representa la actividad óptica total de la fibra y α es el ángulo del QWR. El parámetro de Stokes para el haz que se propaga en el sentido CW está dado por $A_S^{CW} = A_S^{in}$ (suponiendo que el acoplador no modifica la polarización de entrada) y para el haz que se propaga en sentido CCW se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$A_S^{CCW} = -\sqrt{(1 - A_S^{CW2})} \sin[2(\alpha + \psi)]. \quad (1.40)$$

De esta manera se observa en la Ecuación 1.39 que T es muy flexible y altamente dependiente del ángulo α del QWR, así como de la polarización de entrada. En esta tesis estamos interesados en el caso de un estado de polarización lineal en la entrada del NOLM, donde T es una función sinusoidal que depende de la potencia de entrada, además la Ecuación 1.39 muestra que un cambio de α simultáneamente afecta el rango dinámico y la potencia crítica. Un caso interesante se presenta al obtener un rango dinámico infinito ajustando el ángulo α del QWR para los valores de $\varphi/2 + k\pi/2$, además la potencia crítica ($P_\pi = 4\pi/l \sin[2(\alpha + \psi)]$), se puede ajustar teóricamente entre un valor mínimo y el infinito, a través de la orientación del ángulo ψ del estado de polarización lineal en la entrada del NOLM, [ver la Figura 1.12].

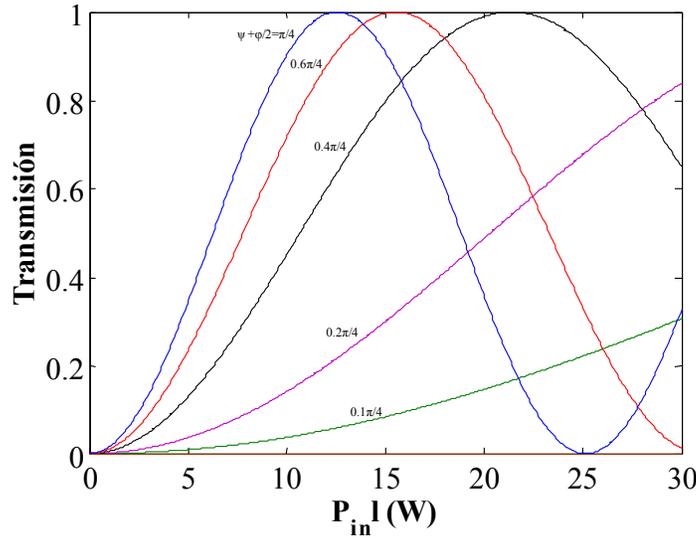


Figura 1.12. Transmisión del NOLM cuando la polarización de entrada es lineal, para diferentes valores de las orientaciones de la polarización relativa a los ejes de QWP¹⁰, $\alpha + \psi$. Para $g = 100$ y $l = 10$.

Una característica importante de esta configuración es la estabilidad del dispositivo contra pequeños cambios en la polarización en la entrada. Para casos particulares de estados de polarización circular pequeños cambios en la elipticidad conllevan a una reducción sustancial del máximo de transmisión. Una aplicación importante de la NPR es que ha sido usada como absorbedor saturable en láseres de amarre de modos pasivo para generar pulsos del orden de los *femtosegundos*¹⁰.

1.6.3. El NOLM basado en la XPM.

Una aplicación importante del NOLM, está basada en el efecto de la XPM, que ocurre cuando una señal de control $A_{control}$ es introducida en el lazo como se muestra en la Figura 1.13 tal que se copropague en la dirección de la señal a controlar induciendo un desplazamiento de fase no-lineal. En la Figura 1.13 se muestra como una señal de control $A_{control}$ o bombeo se usa para desbalancear el interferómetro; como resultado se usa un acoplador simétrico 3 dB, donde una señal a baja potencia es reflejada A_r en ausencia de la señal de control, pero es transmitida A_t cuando la señal de control con potencia adecuada está presente.

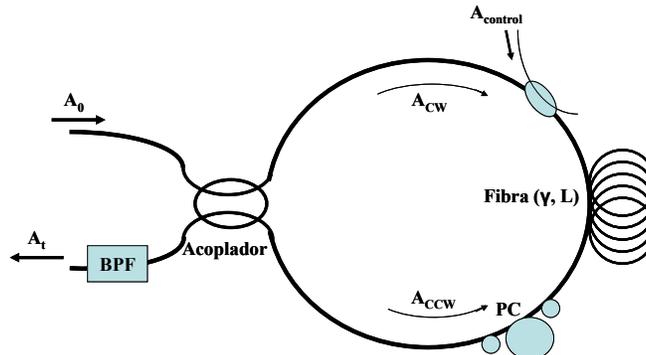


Figura 1.13. Esquema del NOLM basado en la XPM.

La señal de datos A_0 y la señal de control deben ser diferentes en longitud de onda así que la segunda puede ser eliminada usando un filtro pasa-banda (*Band Pass Filter*, BPF). Tal dispositivo actúa como un convertidor de longitud de onda debido a la creación de una copia de la señal de control $\lambda_{control}$ pero en longitud de onda diferente λ_0 . Otra de las aplicaciones importantes del NOLM es el demultiplexador utilizado en sistemas multiplexado por división de tiempo óptico (*Optical Time Division Multiplexed*, OTDM)³ como se observa en la Figura 1.14.

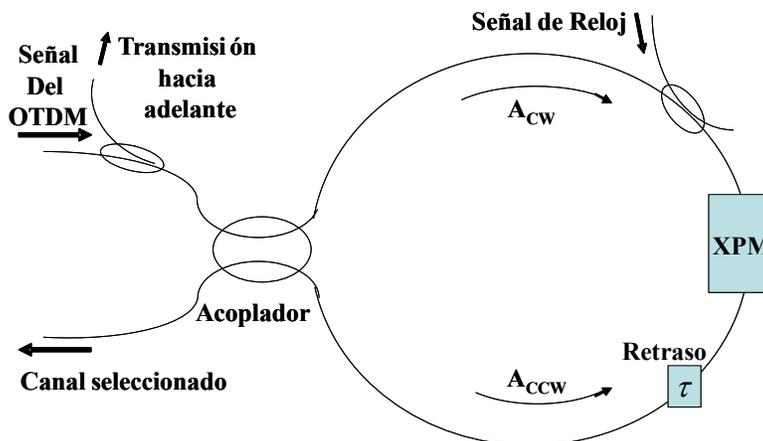


Figura 1.14. Demultiplexador de una señal en un OTDM.

La señal de control consiste de una cadena de datos en una tasa de repetición de un canal. Este se introduce al lazo para que se propaguen en la dirección CW solamente. La señal del OTDM es introducida en la entrada del NOLM y esta es dividida en dos señales que se

propagan en direcciones opuestas por la acción del acoplador simétrico 3 dB. La señal que se propaga en sentido CW esta cronometrada para que ocurra un traslape entre los bits que pertenecen a un canal específico del OTDM los cuales se quieren demultiplexar. Como resultado, este introduce un desplazamiento de fase inducido por la XPM no-lineal, solamente para esos bits. La potencia de control y la longitud de lazo se hacen lo suficientemente grandes para introducir un desplazamiento de fase relativo de π . Así, los pulsos que pertenecen al canal que se desea son transmitidos a la salida del NOLM y los canales que permanecen son reflejados.

1.7. Conclusiones.

Para la mayoría de los diseños del NOLM basados en un acoplador asimétrico los resultados están muy limitados y son poco reproducibles experimentalmente, esto se debe de considerar como una desventaja del dispositivo, pero una ventaja es que con este tipo de diseños se pueden obtener dispositivos para diferentes aplicaciones donde todo el sistema es de fibra. Usando un simple modelo del NOLM en régimen continuo y no-linealidad débil, conlleva a una expresión analítica para la transmisión de un NOLM simétrico en potencia y asimétrico en polarización, que incluye alta torsión de la fibra y un QWR. Los resultados muestran que variando el ángulo del QWR y el estado de polarización en la entrada como parámetros de control, se puede obtener una característica de conmutación la cual se puede ajustar ampliamente.

1.8. Referencias.

- 1 N. J. Doran, and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror", *Opt. Lett.* **13**, 56-58 (1988).
- 2 O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, J. T. Camas-Anzueto, F. Gutiérrez-Zainos, "Easily tunable nonlinear optical loop mirror based on polarization asymmetry", *Opt. Exp.* **17**, 3878-3887 (2004).
- 3 O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, F. Gutiérrez-Zainos, U. Ruiz-Corona, J. T. Camas-Anzueto, "High-order amplitude regularization of an optical pulse train using a power-symmetric NOLM with adjustable contrast", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 154-156 (2005).
- 4 E. A. Kuzin, N. Korneev, J. W. Haus, B. Ibarra-Escamilla, "Theory of Nonlinear Loop Mirrors with Twisted Low Birefringent Fiber", *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 919-925 (2001).
- 5 S. F. Feldman, D. A. Weinberger, and H. G. Winful, "Polarization instability in a twisted birefringent optical fiber", *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1191-1201 (1993).
- 6 Gerd, Keiser, "Optical Fibers Communications", 3rd Ed. McGraw-Hill, 2000.
- 7 P.A, Franken and J. f. Ward, "Optical Harmonics and Nonlinear Phenomena", *Reviews of Modern Physics.* **35**, 23-39 (1963).
- 8 G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 3rd Ed. Academic Press, 2001.
- 9 G. P. Agrawal, "Applications of Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 2001.
- 10 O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, F. Mendez-Martinez, "Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a $\lambda/4$ birefringence bias", *Opt. Commun.* **254**, 152-167 (2005).
- 11 A. Gonzalez-Garcia, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, R. Grajales-Coutiño, " ", *Laser Physics Technol.* **42**. 1111-1116 (2010).
- 12 M. E. Fermann, F. Harberl, M. Hofer and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror", *Opt. Lett.* **15**, 752-754 (1990).
- 13 O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, High-quality amplitude jitter reduction and extinction enhancement using a power symmetric NOLM and polarizer. *Opt. Express.* **15**, 2564-2572 (2007).
- 14 M. D. Pelusi, Y. Matsui and A. Suzuki, *IEEE Journal of Quantum Electronics.* **35**, 867 (1999).
- 15 M. Attygalle, A. Nirmalatas and H. E. Liu, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **14**, 543 (2002).
- 16 K. Smith, E. J. Greer, N. J. Doran, D. M. Bird and K. H. Cameron *Opt. Lett.* **17**, 408-410 (1992).
- 17 L. Stampoulidis, K. Vyrsoinos, P. Bakopoulos, G. Guekos, H. Avramopoulos, "Optical pulse compresión in a polarization insensitive non-linear loop mirror", *Opt. Commun.* **238**, 105-111 (2004).

Capítulo 2

El interferómetro de Sagnac como filtro sintonizable

En este Capítulo, se presenta en detalle un estudio experimental de una nueva aplicación del interferómetro de Sagnac para el diseño de un filtro de Sagnac cuyo espectro de salida es periódico cuyo periodo está determinado por la longitud y la birrefringencia de un segmento de fibra de alta birrefringencia (*High Birefringence Fiber*, HiBiF). Se desarrolla en detalle el análisis experimental comparado con el análisis teórico realizado en la Referencia 22, que usa el método de la matriz de Jones, para calcular la función de transferencia. Se muestra que tanto la amplitud de transmisión como la fase del filtro se pueden controlar ajustando la orientación del ángulo de los ejes de birrefringencia de dos placas retardadoras insertadas en el filtro de Sagnac. La teoría se confirmó mediante resultados experimentales donde se sintonizó la longitud de onda y la potencia del espectro periódico de salida. Este filtro sintonizable tiene una aplicación potencial en el diseño de un láser multilínea sintonizable de fibra dopada con erbio en la banda *C* de las telecomunicaciones, mismo que se estudiará en detalle en el Capítulo 3.

2.1. Introducción.

Todos los filtros tipo peine, que usan un segmento de fibra birrefringente, han sido usados extensivamente en los diseños para los láseres de fibra de múltiples longitudes de onda¹⁻⁸ debido a sus ventajas tales como bajo costo, posee bajas pérdidas, es de fácil construcción y es independiente de la polarización y ser selectivos para múltiples longitudes de onda^{9, 10}. Además, pueden ser utilizados como un filtro selector para controlar el espectro de múltiples longitudes de onda¹⁰ o para ser utilizados como medio de aplanamiento del medio de ganancia de una fibra dopada con erbio¹¹ (*Erbium-Doped Fiber Amplifier*, EDFA). La sintonización de un filtro es una características deseadas cuando este se implementa en fuentes de luz con múltiples longitudes de onda. De esta manera la longitud de onda central alrededor de varias longitudes de onda el filtro se comporta como filtro pasa-banda. Un filtro birrefringente depende de la longitud de la fibra y de la birrefringencia de la HiBiF, donde la característica de sintonización de las longitudes de onda puede realizarse variando los anteriores parámetros^{12, 13}. Sin embargo, la separación para cada longitud de onda cambiaría ligeramente si la birrefringencia o la longitud de la HiBiF se varían. Alternativamente, controladores de polarización (*Polarization Controller*, PC), hechos con una placa de media onda (*Half Wave Plate*, HWP) y dos retardadores de cuarto de onda (*Quarter Wave Retarder*, QWRs) los cuales se introducen en ambos extremos del filtro¹⁴, han sido utilizados en la mayoría de diseños para láseres con características de sintonización, considerando para ello el espectro del filtro utilizado, además se consigue un perfil periódico con características de múltiples longitudes de onda. Se han desarrollado diferentes filtros hechos de HiBiF, incluyendo los filtros tipo Lyot-Sagnac^{1-5, 6-13}. Así, un filtro de Sagnac consiste de un acoplador simétrico y de un segmento de HiBiF donde uno o más PC son inevitablemente usados dentro del lazo. Otra variante está basada en una

configuración de diversidad de polarización usando un divisor de haz de polarización, dos retardadores de media onda (*Half Wave Retarders*, HWRs) y una retardador de cuarto de onda (*Quarter Wave Retarder*, QWR), para conseguir la sintonización de un filtro periódico¹⁵. En un láser que incluye una fibra dopada con erbio (*Erbium Doped Fiber Laser*, EDFL), cuyo espectro de ganancia inhomogéneamente ensanchada, las longitudes de onda de láser pueden ser ajustadas por pérdidas selectivas en la cavidad¹⁶, por lo tanto un PC se puede usar en la configuración del filtro de Sagnac para conseguir la conmutación de las longitudes de onda de láser sobre los canales periódicos del espectro del filtro mediante el control de la atenuación del filtro de Sagnac⁷. El control de la transmisión de un espejo de lazo óptico no-lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM) ha sido investigado introduciendo un QWR en uno de los extremos del lazo¹⁸⁻²¹. El NOLM está diseñado para producir un desplazamiento de fase no lineal para una potencia de entrada, pero también se ha mostrado que, mediante la orientación del QWR la transmisión del NOLM varía²¹. Además en Pottiez et al²², se describen las características de sintonización de un filtro de fibra utilizando dos placas retardadoras, este estudio sirvió de soporte para la descripción de un láser sintonizable para múltiples longitudes de onda utilizado en esta tesis. Estas características de sintonización para el espectro de transmisión del filtro se consiguen mediante la orientación de los ángulos de las placas retardadoras de onda introducidas en el filtro, la sintonización de la longitud de onda no está direccionada por los efectos de la birrefringencia, que para los propósitos de esta tesis se minimizó utilizando un segmento HiBiF.

2.2. Teoría y diseño.

La Figura 2.1 muestra la configuración de un filtro de Sagnac sin pérdidas el cual consiste de un lazo de fibra con alta birrefringencia (*High Birefringence Loop*, HBL), construido con fibra mantenedora de la polarización (*Polarized Maintaining Fiber*, PMF), conectada con un acoplador de SMF 50%:50%. Una placa retardadora (*Wave Retarder*, WR2), se introduce en la configuración, la cual se diseña de la siguiente manera: se deja una sección de la HiBiF al descubierto de aproximadamente 4 cm, a esta sección se le aplica presión externa de forma mecánica, todo este diseño se configura en una montura que permite orientar el ángulo de los ejes de birrefringencia inducidos por la presión aplicada. El otro retardador actúa como una placa retardadora de media onda (WR1), el cual se diseña de la siguiente manera: en un disco de 6 cm de diámetro se enrollan 6 vueltas de la fibra, esta configuración se sitúa en uno de los extremos del lazo. Ambas placas se pueden rotar mecánicamente para cambiar la orientación del ángulo de los ejes de birrefringencia inducidos mediante presión y la polarización de entrada en el filtro. Toda la configuración del filtro incluyendo la configuración para la emisión espontánea amplificada (*Amplified Spontaneous Emission*, ASE) obtenida de la fibra dopada con erbio (EDF), se fija cuidadosamente a la superficie de una mesa holográfica para evitar que perturbaciones externas como vibraciones mecánicas, vibraciones auditivas etc., así como cambios en la temperatura ambiental afecten la funcionalidad de toda la configuración del montaje al momento de conseguirse el espectro de transmisión del filtro.

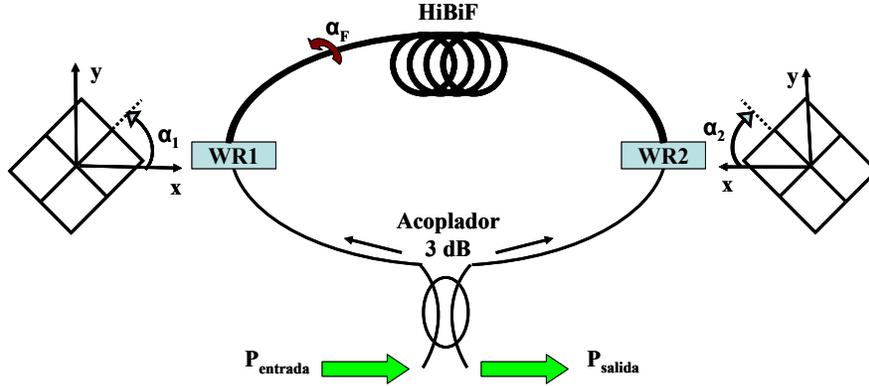


Figura 2.1. Configuración del filtro de Sagnac bajo estudio.

La operación de este filtro periódico construido de HiBiF, se estudia en detalle en la Referencia 22, donde los autores hacen un estudio teórico-experimental de una manera general de las características de sintonización en la transmisión del filtro en régimen lineal. De esta manera la función de transmisión para la configuración en general del filtro tratado por estos autores, el cual consiste de un lazo de HiBiF, se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$T = \text{Im}(M_{12}) = \frac{A^2}{2} + \frac{A^2}{2} \cos(\Gamma - 2\chi), \quad (2.1)$$

con $\text{Im}(M_{12})$ definido como:

$$\text{Im}(M_{12}) = U \cos(\Gamma/2) + V \sin(\Gamma/2), \quad (2.2)$$

con

$$\begin{aligned} U &= \sin(2\alpha_1) \sin(\phi_1/2) \cos(\phi_2/2) + \sin(2\alpha_2) \cos(\phi_1/2) \sin(\phi_2/2), \\ V &= \sin(2\alpha_F) \sin(\phi_1/2) \cos(\phi_2/2) - \sin(2\alpha_1 + 2\alpha_2 + 2\alpha_F) \sin(\phi_1/2) \sin(\phi_2/2), \end{aligned} \quad (2.3)$$

donde la Ecuación 2.2 se puede expresar de la siguiente manera:

$$\text{Im}(M_{12}) = A \cos(\Gamma/2 - \chi), \quad (2.4)$$

donde la amplitud $A = \sqrt{U^2 + V^2}$, y usando las Ecuaciones 2.3 la amplitud A se puede calcular como:

$$\begin{aligned}
 A^2 = & \frac{1}{2} \cos^2(\phi_1/2) \sin^2(\phi_2/2) + \frac{1}{2} \sin^2(\phi_1/2) \cos^2(\phi_2/2) + \frac{1}{2} \sin^2(\phi_1/2) \sin^2(\phi_2/2) \\
 & - \frac{1}{2} \cos(4\alpha_2) \cos^2(\phi_1/2) - \frac{1}{2} \cos(4\alpha_1) \sin^2(\phi_1/2) \cos^2(\phi_2/2) \\
 & - \frac{1}{2} \cos(4\alpha_1 + 4\alpha_2 - 4\alpha_F) \sin^2(\phi_1/2) \sin^2(\phi_2/2) + \frac{1}{2} \sin(2\alpha_1) \sin(2\alpha_2) \sin(\phi_1) \sin(\phi_2) \\
 & - \frac{1}{2} \sin(2\alpha_1 + 2\alpha_2 - 2\alpha_F) \sin(2\alpha_F) \sin(\phi_1) \sin(\phi_2) + \sin^2(2\alpha_F) \cos^2(\phi_1/2) \cos^2(\phi_2/2)
 \end{aligned} \quad (2.5)$$

Donde ϕ_1 y ϕ_2 son los desplazamientos de fase de los retardadores de onda WR1 y WR2, α_1 y α_2 son los ángulos para los retardadores de onda, α_F es el ángulo que se forma entre los ejes de birrefringencia de la HiBiF con respecto a los ejes del sistema de referencia y χ , es el parámetro de fase el cual esta expresado por $\cos(\chi) = U/A$ y $\sin(\chi) = V/A$. La Ecuación 2.1 muestra que el espectro de transmisión del filtro de Sagnac es una función sinusoidal de $\Gamma = 2\pi BL / \lambda_0$. Si las longitudes de onda de interés se extienden sobre un rango muy angosto alrededor de un valor particular para una longitud de onda central λ_{0c} , se tiene que $\Gamma = 2\pi BL / \lambda_{0c}^2 \times \Delta\lambda = 2\pi L / L_B / \lambda_{0c} \Delta\lambda$, con lo que se demuestra que la Ecuación 2.1 se aproxima a una función sinusoidal de la longitud de onda, cuyo periodo se expresa mediante la siguiente relación;

$$\Delta\lambda(\Gamma = 2\pi) = \frac{\lambda_{0c} L_B}{L}, \quad (2.2)$$

Esta relación indica que es inversamente proporcional a la longitud de la fibra y a la birrefringencia de la fibra. En la Referencia 22, como se mencionó anteriormente, se hace un estudio generalizado para diferentes configuraciones del filtro de Sagnac utilizando para ello diferentes configuraciones de placas retardadoras WR1 y WR2. En resumen, para los propósitos de esta tesis se optó por una de las configuraciones que consiste de introducir dos retardadores WR1 y WR2, de tal forma que uno de ellos (WR1) actúa como retardador de media onda, y el otro (WR2) como retardador el cual tiene su propio desplazamiento de fase producto del retardo de la polarización, donde esta se puede ajustar aplicando presión; este último se utiliza para también variar el ángulo de los ejes de birrefringencia de la HiBiF. Finalmente el WR2 se fija para una orientación en particular donde se consiga un espectro de transmisión máxima; mientras que la placa del otro retardador se puede orientar para un ángulo en particular y de esta manera conseguir el espectro de transmisión deseado. Se llega entonces a que la configuración del filtro de Sagnac utilizada en esta tesis, y que se estudio teóricamente en la Referencia 22, es potencialmente útil para ser aplicada como filtros sintonizadores para las longitudes de onda de láser en un láser multilínea; mismo que se aplicó en un láser multilínea en cavidad en anillo y que se explicará en detalle en el Capítulo 3.

Como un ejemplo en la Figura 2.2 se muestran los resultados teóricos, obtenidos para el filtro de Sagnac utilizando 1m de HiBiF, donde se observa que el espectro de transmisión se obtuvo para diferentes valores del ángulo α_1 del WR1.

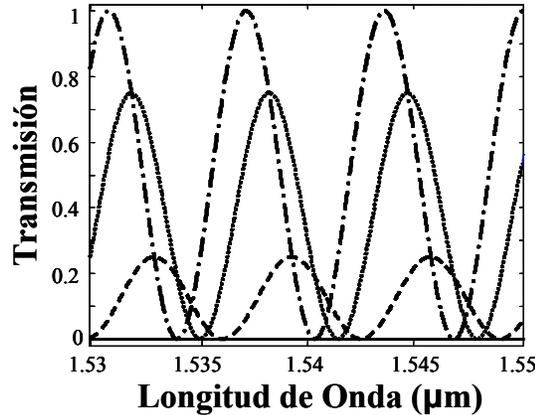


Figura 2.2. Resultado teórico de filtro de Sagnac calculado en la región de los 1540 nm, propuesto para: $L = 1\text{m}$. $L_B = 4.15\text{ mm}$, $\phi_1 = \phi_2 = \pi/2$, $\alpha_2 = \pi/4$, $\alpha_F = 0$, $\alpha_1 = -\pi/4$ (curva continua), $-\pi/12$ (curva discontinua), $\pi/12$ (curva punteada) y $\pi/4$ (curva discontinua punteada).

La Ecuación 2.1 no muestra como la fase χ varía con los ángulos de los retardadores, es por ello que no necesariamente se considera lineal para un periodo completo del espectro, sin embargo, para esta situación se ve fuertemente afectada la amplitud del espectro de transmisión del filtro, la cual varía entre 1 y 0. En la práctica el rango de sintonización de la longitud de onda se reduce efectivamente para valores del ángulo del WR para el cual las pérdidas de inserción del filtro presentan valores aceptables. Con estos ajustes se puede conseguir una sintonización de los picos del espectro de transmisión, además del rango de variación el cual puede estar limitado al menos por un periodo. Este ajuste está también acompañado por una gran variación de la amplitud en la curva de transmisión, además se encontró que la mínima amplitud no es cero para todos los casos.

2.3. Resultados experimentales.

La Figura 2.3 muestra el esquema experimental del filtro construido para validar los resultados teóricos obtenidos mediante el análisis presentado en la sección anterior. La longitud de repetición L_B del lazo de HiBiF, según las especificaciones del fabricante, es menor a 5.0 mm en la región de los 1550 nm . Dos retardadores de media onda WR1 y de un cuarto de onda WR2 fueron introducidos en el diseño del filtro de Sagnac. Ambos retardadores se pueden orientar mecánicamente y fueron colocados en cada salida de un acoplador de fibra estándar 50:50 monomodo e independiente de la polarización de entrada y en los extremos de la HiBiF como se muestra en la Figura 2.1. El puerto de entrada del filtro de Sagnac fue conectado a una fuente de ASE constituida por 4 m de fibra dopada con erbio bombeada a 980 nm , la salida de filtro se midió con un analizador de espectro óptico (*Optical Spectrum Analyzer*, OSA) alrededor de los 1550 nm como se ve en la Figura.2.3.

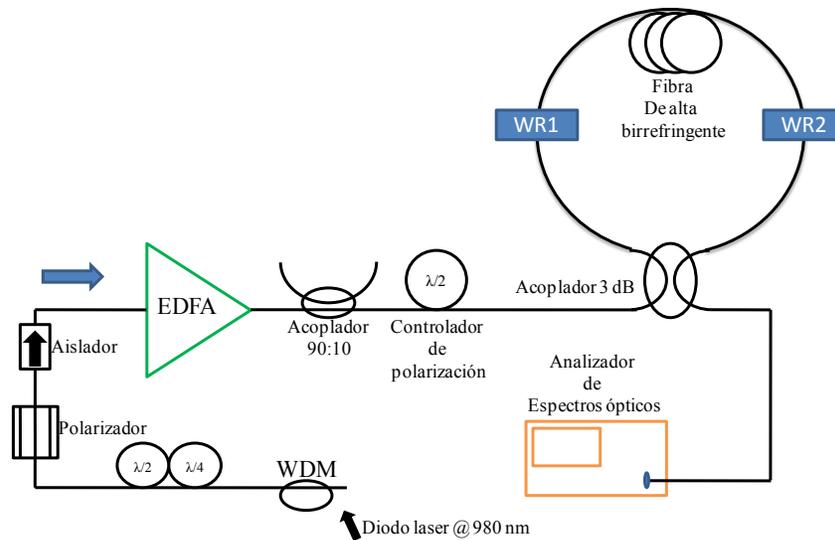


Figura. 2.3. Configuración bajo estudio.

Inicialmente un PC fue colocado entre la fuente de ASE y el puerto de entrada del filtro de Sagnac para probar la sensibilidad de la polarización del filtro de Sagnac. Ningún cambio se observó en el espectro de salida del filtro de Sagnac para varios ajustes del PC, de esta manera se probó que la transmisión del filtro es totalmente independiente del estado de polarización (*State of Polarization*, SOP) de la señal de entrada. El espectro de la señal de salida fue medido y normalizado esto se realizó dividiendo el espectro de salida por el espectro de entrada, para así conocer la función de transferencia del filtro de Sagnac. Para los propósitos de esta tesis se realizaron tres experimentos los cuales corroboran los resultados teóricos obtenidos en la Referencia 22, mismos que se desarrollan a continuación. Para un primer experimento se utilizaron 7 cm de HiBiF. Como se esperaba, a partir de los resultados teóricos, experimentalmente se observó un espectro muy cercano a una senoide cuyo periodo espectral fue de aproximadamente 70 nm como se observa en la Figura 2.4, el cual se considera un valor consistente con el calculado teóricamente utilizando los siguientes parámetros: $L = 7 \text{ cm}$, $L_B = 5 \text{ mm}$ y una longitud de onda central de 1550 nm; reemplazando estos parámetros en la Ecuación 2.2 se obtiene un periodo igual a $\Delta\lambda = 110 \text{ nm}$. La figura muestra los diferentes espectros obtenidos para diferentes ajustes en las orientaciones del ángulo del WR1. También se observa como la transmisión del filtro introduce pérdidas mayores de 3 dB, esta característica es muy importante para aplicaciones en láseres multilínea y sintonizables. A pesar de que el espectro del filtro se mantuvo estable durante largos periodos de tiempo, se nota el poco poder selectivo que posee y que a la postre generará inestabilidad de la(s) longitud(es) de onda de lásero.

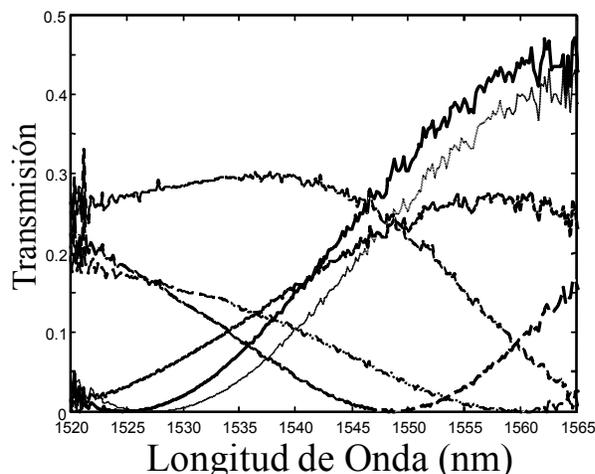


Figura 2.4. Espectro experimental del filtro en la región de 1545 nm utilizando $L = 7$ cm, con diferentes orientaciones del ángulo del WR1.

La máxima amplitud que se observa en la Figura 2.4 es de aproximadamente 0.45, lo que corresponde a unos 3.6 dB de pérdidas de inserción y la mínima de 0.2 equivale aproximadamente a unos 7 dB, estas diferencias en las amplitudes de los espectros en comparación con el máximo teórico calculado de 1.0 se deben en gran medida a las pérdidas producidas por los empalmes de la SMF que hacen parte del acoplador simétrico y la de la HiBiF, los cuales presentan diferencias en los diámetros de sus núcleos.

Para un segundo experimento se utilizó la misma configuración del experimento anterior solo que a diferencia de este se utilizó una longitud de HiBiF de 1 m. Como se esperaba también se consiguió un espectro de transmisión casi sinusoidal, con un periodo aproximadamente de 6.4 nm, cuyo valor es consistente con el calculado teóricamente utilizando los siguientes parámetros: una longitud de la HiBiF de 1 m, con una longitud de repetición de 5 mm y una longitud de onda de la señal de 1550 nm; reemplazando en la Ecuación 2.2 se obtiene que el periodo es igual a $\Delta\lambda = 7.7$ nm. En la Figura 2.5a, se observa el espectro de transmisión del filtro teórico calculado para: $L = 1$ m y varios ángulos para la placa retardadora de onda WR1, mientras que la Figura 2.5b, muestra el espectro de transmisión experimental realizado con un ajuste adecuado del arreglo. Como se mencionó anteriormente para esta configuración del filtro el problema principal está en los empalmes producidos entre las SFM y la HiBiF los cuales tienen diferencias en el diámetro de sus núcleos respectivamente. En este caso se mejoraron los empalmes y se utilizaron los parámetros anteriormente citados. De los dos WRs usados el WR2 se mantuvo fijo mientras que el otro retardador (WR1) se ajustó para un ángulo en particular, produciendo un corrimiento lineal en los picos máximos del espectro para un periodo completo, mientras que su amplitud varía entre un valor máximo y un mínimo cerca de cero, como se observa al comparar las Figuras 2.5a y 2.5b. Esta configuración es muy útil para diseños de fuentes sintonizables en una longitud de onda de láser, aplicados en sistemas de comunicaciones, y en espectroscopia. La Figura 2.5b muestra que la máxima amplitud del espectro de transmisión es de aproximadamente 0.7, más pequeño que el calculado teóricamente el cual fue de 1.0.

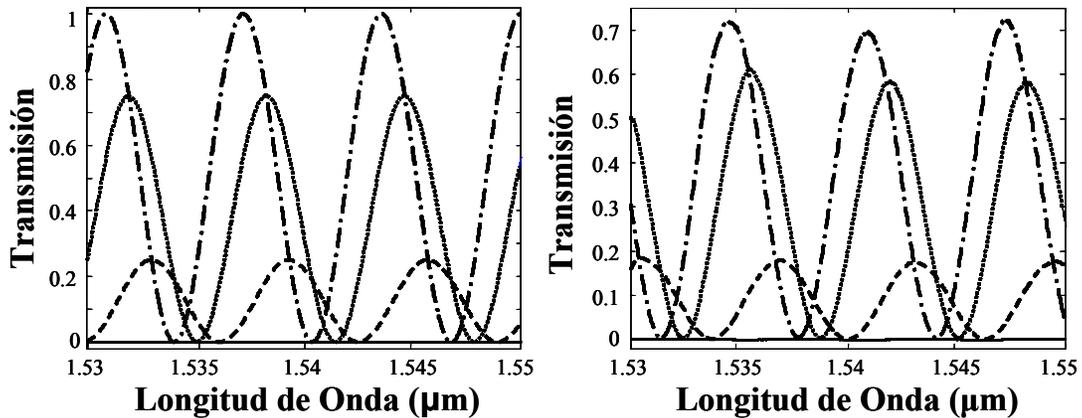


Figura 2.5. a) Espectro de transmisión del filtro calculado teóricamente en la región de 1550 nm , para una $L_B = 5.0 \text{ m}$ y $L = 1 \text{ m}$, con parámetros ϕ_1 y ϕ_2 definidos como: $\phi_1 = \phi_2 = \pi/2$, $\alpha_2 = \pi/4$, $\alpha_F = 0$ y $\alpha_1 = -\pi/4$, (curva continua) $-\pi/12$ (curva discontinua), $\pi/12$ (curva punteada) y $\pi/4$ (curva discontinua-punteada); b) Espectros de transmisión obtenidos experimentalmente del filtro, con una sección de 1.0 m de HiBiF.

Esta diferencia se atribuye principalmente a las pérdidas menores en los empalmes entre las fibras con diferente diámetro de núcleo entre las fibras estándar del acoplador y la HiBiF como se menciona anteriormente. La Figura 2.5 muestra la excelente concordancia entre los valores teóricos calculados y los resultados experimentales obtenidos. Para esta configuración el espectro de transmisión del filtro presentó una estabilidad durante largas horas de tiempo, dando lugar a un filtro cuyas características sean utilizadas en diseños de láseres multilinea o como fuentes para sistemas de comunicaciones multiplexados por división de longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexing, WDM*), para una mayor selectividad en las líneas de láser y con una mejor estabilidad que el diseño anteriormente mostrado.

Finalmente para el tercer experimento se utilizó una sección de 7 m de HiBiF para formar el lazo de Sagnac, este mostró un espectro de transmisión con un periodo de aproximadamente 0.85 nm como se observa en la Figura 2.6, el cual es comparable al valor teórico calculado de 1.1 nm . Esta configuración muestra un filtro con una mayor selectividad que las dos configuraciones mostradas anteriormente, se puede obtener líneas de láser con una separación comparable al periodo del espectro de transmisión del filtro obteniendo separaciones menores a 1 nm , lo que trae como consecuencia una mayor competencia en las líneas de láser si no se tienen controladas de manera estable la temperatura ambiental y vibraciones mecánicas externas. Esta configuración presentó la mejor estabilidad de todas las configuraciones presentadas, lo que lo hace un candidato mucho mejor para aplicaciones en sistemas de WDM o para fuentes multilinea con características de estabilidad muy aceptables.

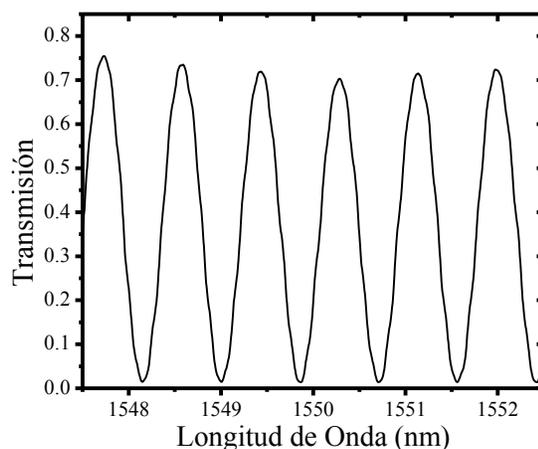


Figura 2.6. Espectro de transmisión del filtro de Sagnac obtenido experimentalmente, para una longitud de HiBiF de 7 m.

Para esta configuración se observa una máxima amplitud de aproximadamente 0.7 correspondiendo a unos 1.5 dB de pérdidas de inserción. Estos valores en las pérdidas de inserción sin embargo, no son tan altos como los obtenidos en otros diseños de filtros más complejos para los cuales el exceso de pérdidas por inserción es alto²³.

Se ha observado que a través del periodo del filtro en el análisis numérico se ajusta a las medidas realizadas experimentalmente del periodo, pero los correspondientes picos de transmisión están desplazados como se muestran en la Figura 2.3. Los valores de las longitudes de las fibras y la birrefringencia usadas para el análisis numérico fueron escogidos con el fin de ajustar a los resultados experimentales con los periodos del filtro de Sagnac los cuales fueron medidos como: 70 nm, 6.4 nm y 0.85 nm, sin embargo, estos ajustes no aseguraron la correspondencia de los valores absolutos de las longitudes de onda de los picos, lo cual requiere de un ajuste muy preciso de estos parámetros. El ajuste absoluto de la longitud de onda en los picos de la transmisión del filtro de Sagnac se puede realizar fácilmente mediante el ajuste fino de la longitud de la HiBiF y de la longitud de repetición, sin embargo, esto es de poco interés en la práctica, considerando que esto no alteraría las conclusiones, y que la magnitud de tales cambios es comparable con la variación de la longitud de la fibra y de birrefringencia que pueden ocurrir en la práctica debido a los cambios de temperatura. La longitud de la HiBiF y la birrefringencia dependen de la temperatura, para este filtro de Sagnac, resultando en un desplazamiento de la longitud de onda de los picos de transmisión, el cual resulta muy útil para algunas aplicaciones de este filtro de Sagnac como el desarrollado en el Capítulo 4, en cualquier caso un control de la temperatura de la fibra birrefringente será requerido²⁵. Otra solución es usar fibra de cristal fotónico para fabricar el lazo ya que el efecto de la temperatura sobre la birrefringencia es reducida en comparación con la fibra convencional de HiBiF. Para estos experimentos no se observó ningún desplazamiento sustancial debido a la dependencia con la temperatura en el espectro del filtro, sin embargo, las condiciones en el laboratorio fueron estables durante la realización de los experimentos y tales desplazamientos de la longitud de onda se esperarían para cambios más importantes de temperatura.

2.4. Conclusiones.

Un análisis detallado se presentó experimentalmente cuyos resultados se compararon con los resultados teóricos obtenidos en la Referencia 22, para la operación de sintonización para el filtro de Sagnac. Este filtro ha demostrado que la separación entre canales y la potencia están determinados por el lazo principal hecho de HiBiF, cuando al filtro de Sagnac se le incluyen un acoplador simétrico 3 dB, y dos WRs insertados en los puertos de salida del acoplador. La sintonización de la longitud de onda se consigue mediante el ajuste de la orientación de uno de los retardadores de onda (WR2), manteniendo el otro retardador fijo (WR1), generando una gran variación de la amplitud en los picos de transmisión. Este esquema constituye la mínima configuración para una sintonización en la longitud de onda con amplitud variable a través de la rotación de uno de los WRs, de esta manera este filtro será útil para diseños de fuentes sintonizables multilínea en particular en el marco de los sistemas de comunicaciones multiplexados por división de longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexer*, WDM) y sensores de fibra como los estudios presentados en los Capítulos 3 y 4. Por lo tanto una ventaja de este diseño es una simple y fácil construcción. Los resultados teóricos son validados con el trabajo experimental, donde una completa sintonización de filtro de Sagnac ha sido obtenida para producir un espectro de transmisión periódico con un periodo aproximadamente de 0.85 nm en la banda C para las telecomunicaciones. El desplazamiento de las longitudes de onda está acompañado por cambios en sus respectivas potencias debido a los cambios de la transmisión que directamente se ven afectados por las pérdidas en la cavidad del amplificador de fibra dopada con erbio (*Erbium-Doped Fiber Amplifier*, EDFA), además de controlar la forma del espectro de ganancia del EDFA.

2.4. Referencias.

1. F. Ahmed, N. Kishi, and T. Miki, "Multi-wavelength erbium-doped fiber Fabry-Perot laser and its uniform spectral lines power operation", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17**, 753-755 (2005).
2. J. Yao, J. Yao, Z. Deng, and J. Liu, "Multi-wavelength erbium-doped fiber ring laser incorporating an SOA-based phase modulator", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17**, 756-758 (2005).
3. Y. G. Han, G. Kim, J. H. Lee, S. H. Kim, and S. B. Lee, "Lasing wavelength and switchable multi-wavelength fiber laser from 1510 to 1620 nm", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17**, 989-991 (2005).
4. S. Hu, L. Zhan, Y. J. Song, W. Li, S. Y. Luo, and Y. X. Xia, "switchable multiwavelength erbium-doped fiber ring laser with a multisection high-birefringence fiber loop mirror", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17**, 1387-1389 (2005).
5. Y. G. Han and S. b. Lee, "Flexibly tunable multi-wavelength erbium doped fiber laser based on four-wave mixing effect in dispersion shifted fibers", *Opt. Express* **13**, 10134-10139 (2005).
6. X. P. Dong, s. Li, K. S. Chiang, m. N. Ng, and B. C. b. Chu, "Multi-wavelength erbium doped fiber laser based on high-birefringence loop mirror", *Electron. Lett.* **36**, 1609-1610 (2000).
7. M. A. Mirza and G. Stewart, "Design of a multi-wavelength fiber laser using an intra-cavity phase modulator and Sagnac loop filter for sensor applications", 3rd Eur. Workshop Optical Fiber Sens., Napoli, Italy, Jun. 4-6, Proc. SPIE, K1-K4 (2007).
8. M. A. Mirza and G. Stewart, "Multi-wavelength operation of erbium-doped fiber lasers by periodic filtering and phase modulation", *J. Lightwave Technol.* **27** 1034-1044 (2009).
9. X. Fang and R. O. Claus, "Polarization independent all-fiber wavelength division multiplexing based on a Sagnac interferometer", *Opt. Lett.* **20**, 2146-2148 (1995).
10. A. Zhang, H. Liu, M. S. Demokan, and H. Y. Tam, "Stable and broad bandwidth multi-wavelength fiber ring laser incorporating a highly non-linear photonic crystal fiber", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17**, 2535-2537 (2005).
11. S. Li, K. S. Chiang, and W. a. Gambling, "Gain flattening of an erbium doped fiber amplifier using a high birefringence fiber loop mirror", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **13**, 942-944 (2001).
12. N. J. C. Libatique and R. K. Jain, "A broadly tunable wavelength-selectable WDM source using a fiber Sagnac loop filter", *IEEE Photonics Technol. Lett.* **13**, 1283-1285 (2001).

13. K. L. Lee, M. P. Fock, S. M. Wan, and C. Shu, “optically controlled Sagnac loop com filter”, *Opt. Express* **12**, 6335-6340 (2004).
14. H. C. Lefevre, “Single-mode fiber fractional wave device and polarization controllers”, *Electron. Lett.* **16**, 778-780 (1980).
15. I. Yoon, Y. W. Lee, J. Jung, and B. Lee. “Tunable multiwavelength fiber laser employing a com filter based on a polarization-diversity loop configuration”, *J. Lightwave Technol.* **24**, 1805-1811 (2006).
16. J. Marshall, G. Stewart, and G. Whitenett, “Design of a tunable L-band multi-wavelength laser system for application to gas spectroscopy”, *Meas. Sci. Technol.* **17**, 1023-1031 (2006).
17. N. J. Muga, A. N. Pinto, M. F. S. Ferreira, and J. R. F. Da Rocha, “Uniform polarization scattering with fiber coil-based polarization controllers”, *J. Lightwave Technol.* **24**, 3932-3943 (2006).
18. E. A. Kuzin, N. Korneev, J. W. Haus, and B. Ibarra-Escamilla, “Theory of nonlinear loop mirror with twisted low-birefringence fiber”, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 919-925 (2001).
19. E. a. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, D. E. Garcia-Gomez, and J. W. Haus, “Fiber laser mode locked by a Sagnac interferometer with nonlinear polarization rotation”, *Opt. Lett.* **26**, 1559-1561 (2001).
20. O. Pottiez, E. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, and F. M. Martinez, “Easily tunable nonlinear optical loop mirror including low-birefringence, highly twisted fiber with invariant output polarization”, *Opt. Commun.* **229**, 147-159 (2004).
21. B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, P. Zaca-Moran, R. Grajales-Coutiño, F. M. Martinez, O. Pottiez, R. Rojas-Laguna, and J. W. Haus, “Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias”, *Opt. Express* **13**, 10760-10767 (2005).
22. O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, R. Grajales-Coutiño, A. Gonzalez-Garcia, “Tuneable Sagnac comb filter including two wave retarders” *Opt. Las. Technol.* **42**, 403-408 (2009).
23. Lee Y. W., Han K. J. Jung J. Lee B. “Polarization-independent tunable fiber comb filter”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 2066-2068 (2004).

Capítulo 3

Láser multilínea sintonizable usando un interferómetro de Sagnac.

En este Capítulo se describe en detalle el desarrollo de un láser multilínea sintonizable utilizando una configuración en anillo, de fibra dopada con erbio en el que se introduce el filtro de Sagnac descrito en el Capítulo 2. Se analizan además experimentalmente sus principales características tales como la sintonización para una y varias longitudes de onda y la estabilidad de las líneas de láser. Mediante el ajuste de las placas retardadoras incluidas en la configuración del filtro y en la cavidad del láser en anillo, se pueden conseguir emisión láser para una, dos y tres longitudes de onda con una separación entre longitudes de onda por debajo del ancho de banda homogéneo del medio de ganancia. La estabilidad de estos modos sin embargo, está fuertemente relacionada con las condiciones ambientales a temperatura ambiente.

3.1. Introducción.

Aprovechando el desarrollo de los amplificadores de fibra dopada, y en particular los de fibra dopada con erbio, se desarrollaron los láseres de fibra dopada (*Doped Fiber Laser*, DFL). Se trata de láseres contruidos casi en su totalidad a partir de fibra óptica; la cavidad de resonancia es de fibra óptica e incluye una sección dopada para la amplificación. Estos láseres, en particular los de configuración en anillo, son fuentes muy prácticas para generar haces de luz continua en la región espectral de los 1550 nm, es decir se puede sintonizar para una amplia gama de longitudes de onda debido al ancho de banda que posee el erbio. Un tema que ha suscitado un grado de interés relativamente alto es el desarrollo de láseres multilínea¹⁻⁵, debido a que emiten simultáneamente en varias longitudes de onda, por lo que pueden encontrar aplicaciones potenciales en diversos campos, como por ejemplo en sistemas de comunicaciones, sensores de fibra, procesamiento de señales, calibración de instrumentos ópticos o espectroscopia. Para que un láser de este tipo sea útil es necesario que emita en un número grande de longitudes de onda, siempre que se puedan sintonizar independientemente unas de otras, o al menos, controlar el intervalo entre dos longitudes consecutivas. Pero, aunque se han publicado un elevado número de artículos sobre láseres multilínea empleando diferentes medios amplificadores como fibras dopadas con erbio, amplificadores ópticos de semiconductores, etc., y con una gran variedad de mecanismos para seleccionar las longitudes de onda de emisión, no se han conseguido resultados definitivos y no está claro si será viable el empleo de este tipo de láseres a corto plazo, ya que resulta muy complicado la modulación temporal de su potencia de salida de forma adecuada para sus posibles aplicaciones. No obstante, sí se han desarrollado diferentes métodos que han permitido conseguir láseres multilínea pulsados, lo que crea expectativas favorables sobre su empleo en un plazo relativamente corto. Sin embargo, este tipo de láseres son dispositivos ideales para desarrollar en el laboratorio de una forma experimental. Es bastante habitual encontrar en la literatura especializada que, en un láser

de cavidad en anillo en el que se permite la recirculación en un sentido que usualmente incluye un aislador óptico en la cavidad, para evitar el efecto del “*hole-burning espacial*”, si el medio activo presenta un ensanchamiento homogéneo, entonces el láser presenta una oscilación monomodo longitudinal. Pero no siempre es así, ya que, si la transición láser es lo suficientemente ancha, se pueden incluir variaciones en el espectro de transmisión de la cavidad mediante el uso de filtros ópticos, de tal forma que la ganancia del medio activo compense las pérdidas en varias longitudes onda simultáneamente, consiguiendo entonces oscilación multilínea. En la Figura 3.1 se representa cómo sería un filtro óptico ideal para este propósito.

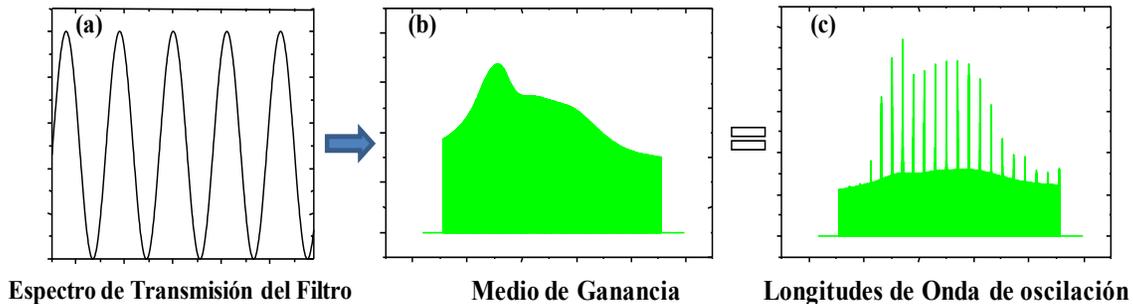


Figura 3.1. Comportamiento ideal de un filtro espectral para oscilación multilínea. En la Figura se observa el espectro de transmisión del filtro (Figura 3.1a); que interactúa con el medio de ganancia (Figura 3.1b) finalmente en la cavidad oscila en las frecuencias para las que sus pérdidas son compensadas por la ganancia (Figura 3.1c).

No obstante, dentro de una situación experimental concreta, donde se busca que el ancho de banda del espectral de transmisión del láser sea demasiado estrecho, y por su puesto, con la posibilidad de diseñar un filtro óptico cuyo espectro de transmisión caiga en todo el espectro del medio de ganancia como sería el caso de utilizar una fibra dopada. Esta situación se pone de manifiesto en una forma especialmente sencilla empleando sílice dopada con erbio. La transición óptica de interés se produce entre los niveles $^4I_{15/2}$ y $^4I_{13/2}$ del ión de Er^{3+} . Debido a la alta degeneración de estos niveles, al desdoblamiento Stark y a los efectos de ensanchamiento inhomogéneo, estos niveles pueden considerarse como bandas de energía. El ancho del perfil de ganancia es típicamente de 40 nm, desde 1525 nm hasta 1565 nm, lo que hace que sea muy fácil construir filtros que tengan varios máximos de transmisión en dicho ancho. De hecho, como se demostró en el Capítulo 2 y como se hará en este Capítulo, se pueden emplear filtros ópticos extremadamente sencillos, contruidos simplemente con fibra convencional. Esta simplicidad esta en clara contradicción con la mayoría de los sistemas de selección de longitud de onda que se suelen emplear en las referencias. Como ejemplo, basta citar el empleo de interferómetros de Mach-Zehnder de óptica integrada.

En este Capítulo, se propone y se demuestra experimentalmente un láser de cavidad en anillo de fibra dopada con erbio (*Erbium Doped Fiber Ring Laser*, EDFRL) sintonizable en una y múltiples longitudes de onda, usando un filtro de Sagnac de fibra birrefringente [ver Capítulo 2 y Referencia 6], el cual presenta muchas ventajas. Además de su fácil diseño, el filtro de Sagnac en el cual dos haces se propagan a lo largo del mismo camino óptico es más robusto a cambios ambientales que otros esquemas interferométricos. Una ventaja de esta configuración es que es independiente de la polarización de entrada⁶, el cual lo hace

compatible con dispositivos que emplean polarización aleatoria y se utilizan en los sistemas de comunicaciones ordinarios. La función espectral del filtro intrínsecamente se extiende sobre un amplio ancho de banda, así el ancho de banda de un canal individual en la ventana de transmisión solamente depende de la birrefringencia del lazo, y de esta manera se puede hacer arbitrariamente ancha o angosta. Finalmente, el dispositivo, el cual consiste de solamente un acoplador 3 dB y un segmento de fibra, es menos costoso que otros esquemas que requieren de polarizadores^{7, 8}, circuladores⁸, diodos láser⁹, rejillas de Bragg¹⁰ u otros dispositivos. Muchos esquemas se propusieron los cuales incluyen uno o varios filtros de Sagnac, algunas veces en combinación con otros dispositivos de filtrado¹¹⁻¹⁹. Algunos esquemas usan un filtro de Sagnac para el funcionamiento en múltiples longitudes de onda¹¹⁻¹⁶; y en otros esquemas permiten la sintonización en una longitud de onda^{12, 13}. Se ha reportado en la literatura, el funcionamiento en múltiples longitudes de onda de un láser de fibra dopada con erbio, con una separación entre canales muy pequeña, éste se demostró usando un filtro de Sagnac a base fibra de cristal fotónico mantenedora de la polarización¹⁸. Otros esquemas de láseres se han diseñado para una amplia sintonización en una longitud de onda los cuales usan dos interferómetros de Sagnac en serie^{14, 15}. En otra referencia se usa un filtro de Sagnac en combinación con ocho rejillas de Bragg que permiten una sintonización discreta en un rango de 80 nm, para un láser de fibra dopada con erbio-bismuto¹⁹. Otros láseres que conmutan para múltiples longitudes de onda se proponen, en los cuales los autores hacen uso de un interferómetro de Sagnac y dos rejillas de Bragg como elementos de filtrado, permitiendo la generación de dos o tres longitudes de onda con una separación muy pequeña a temperatura ambiente. Sin embargo en la mayoría de las configuraciones reportadas para los láseres, no se observa operaciones de múltiples longitudes de onda y sintonizable en una longitud de onda en la misma configuración, tal sintonización que se pudo conseguir en la configuración explicada en este Capítulo. En este Capítulo se demuestran dos operaciones del láser para una sintonización para una longitud de onda y conmutación para múltiples longitudes de onda en un laser de anillo de fibra dopada con erbio (*Erbium Doped Fiber Ring Laser*, EDFRL), en el cual se incluye un filtro de Sagnac; en la siguiente sección se desarrolla en detalle la configuración de un laser multilínea sintonizable.

3.2. Montaje experimental del láser multilínea.

La configuración experimental usada para el diseño de este láser se muestra en la Figura 3.2. El medio activo está formado por una sección de 4 m de fibra óptica de sílice dopada con erbio fabricada por la compañía Corning modelo Lekki, ER30-4/125, con un diámetro de campo modal de 6.5 μm a 1550 nm, un diámetro del núcleo de 4.6 μm , una longitud de onda de corte de 800 nm, y apertura numérica de 0.2, con una concentración de erbio de aproximadamente 1000 ppm. Mediante un acoplador multiplexador por división de longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexer*, WDM), la fibra dopada con erbio se bombea con un diodo láser de semiconductor, que emite una potencia óptica de 200 mW onda continua (*Continuos Wave*, CW) en 980 nm para generar luz en la región de los 1550 nm. La potencia óptica que se propaga en la cavidad en anillo se monitorea mediante un acoplador de fusión 90:10 con una salida del 10% (salida 1), aunque existe otra salida (salida 2) para monitorear la potencia de bombeo residual.

puede cerrar con la salida del 90% del acoplador o bien con la salida del 10%. La ASE copropagante se midió sin cerrar la cavidad en anillo del laser, esto debido a que el dispositivo se está estudiando su comportamiento como amplificador. Utilizando la salida del 10% del acoplador la señal debido a la ASE que se obtiene es muy débil como se observa en la Figura 3.3. Se aprecia que sigue el perfil de ganancia del erbio, por esta razón para poner en funcionamiento el dispositivo se conecta la salida del 10% del acoplador al OSA.

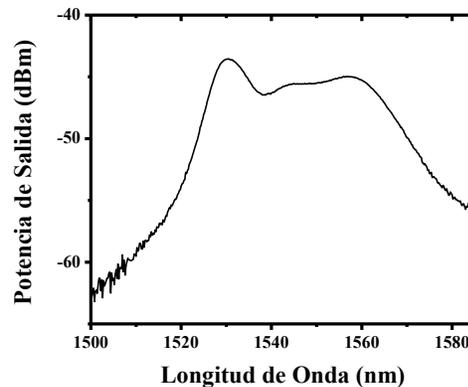


Figura 3.3. Espectro de emisión ASE+, medido en un OSA con una resolución de 1.0 nm.

Además en la Figura 3.3, se puede apreciar dos zonas de amplificación; una primera cerca de los 1530 nm concretamente el pico se encuentra en 1532 nm y otra zona, más o menos plana al menos para bombeo alto, entre 1535 nm y 1560 nm aproximadamente. Se observa asimismo el efecto que tiene la potencia de bombeo sobre la ganancia, debido al cambio en la forma del perfil; conforme baja el bombeo la ganancia se traslada hacia longitudes de onda mayores.

3.2.1.2. Filtro de Sagnac.

Introduciendo un filtro de Sagnac en la cavidad en anillo es posible modificar el espectro de emisión del láser. Así, empleando este tipo de filtro se pudo obtener espectros de transmisión con periodos comprendidos entre 70 nm, 6.4 nm y 0.85 nm, además con este filtro se consiguió una sintonización en la salida del laser para un rango de longitud de onda comprendido entre 1545.1 nm y 1566.91 nm (bandas C y L de las telecomunicaciones). Mediante los WRs, se modificó el perfil de ganancia en la cavidad en anillo del laser, esta modificación está en función del espectro de transmisión del filtro de Sagnac el cual al combinarse con el espectro de ganancia este toma la forma del perfil del ganancias, excepto en una pequeña región alrededor de una longitud de onda central λ_0 , que se puede controlar mediante el ajuste de la orientación de los ángulos y presión en los WRs, insertada en el lazo. El rango de sintonización del espectro de transmisión del filtro de Sagnac está comprendido entre 1525 nm y 1563 nm. Cuando el anillo se cierra y empieza la emisión láser, con este filtro se consigue que ninguna longitud de onda salvo en un entorno de la λ_0 tenga la ganancia suficiente como para superar las perdidas. Por lo tanto, se tendrá un láser sintonizable simplemente mediante la orientación en la posición del ángulo de los WRs del filtro. Para ilustrar el comportamiento del filtro en la Figura 3.4, se muestran los espectros de transmisión para tres longitudes diferentes de HiBiF.

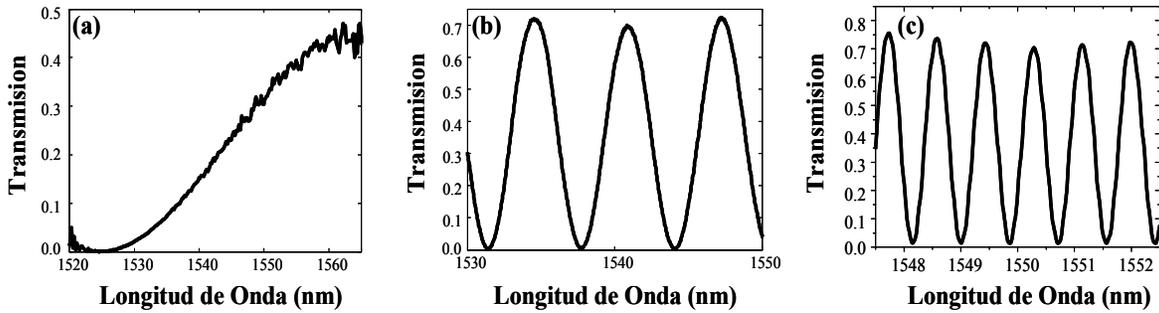


Figura 3.4. Trasmisión experimentalmente medida del filtro de Sagnac para; (a) 7 cm; (b) 1 m; (c) 7 m de longitud de la HiBiF. Los espectros de transmisión fueron medidos usando la ASE de una fibra dopada con erbio bombeada a 980 nm. Las pérdidas de inserción del filtro son atribuidas a las pérdidas en los empalmes entre la HiBiF y la fibra estándar en el lazo.

Como se observa en la Figura 3.4, y como ya se ha explicado en la introducción, de esta forma se puede obtener una sintonización en la salida del láser en forma continua, además la potencia pico que se obtiene para los tres casos es semejante. Como ya se ha comentado, se ha usado para el diseño del filtro un segmento de HiBiF. De esta forma, se dispone de un montaje barato y muy eficaz. Debido a la variación de la polarización aparecen espectros de interferencias, que dan como resultado la aparición de máximos y mínimos en el espectro de transmisión en función de la longitud de onda. Por tanto, es de esperar que al introducir este filtro en la cavidad láser se obtengan el perfil de ganancia típico del erbio multiplicado por un rizado espectral que depende de la longitud de HiBiF utilizado en el diseño del filtro. Por lo tanto tendremos diferentes pérdidas en función de la longitud de onda. En algunos de los máximos de este rizado se puede conseguir que exista emisión láser y de esta forma tener emisión multilínea. Una vez que se obtenga los resultados se intentará identificar los rizados que aparezcan con cada filtro en cuestión. Como se muestra en la Figura 3.5, se han obtenido varios resultados al introducir diferentes segmentos de HiBiF en el filtro de Sagnac, de esta manera, se podrá observar como el filtro provoca la aparición de un rizado que sigue el perfil de ganancia del erbio. En particular se aprecian en las Figuras 3.5b y 3.5c, que producen las secciones de HiBiF, así como un mayor contraste que proporcionan los filtros tipo interferencia.

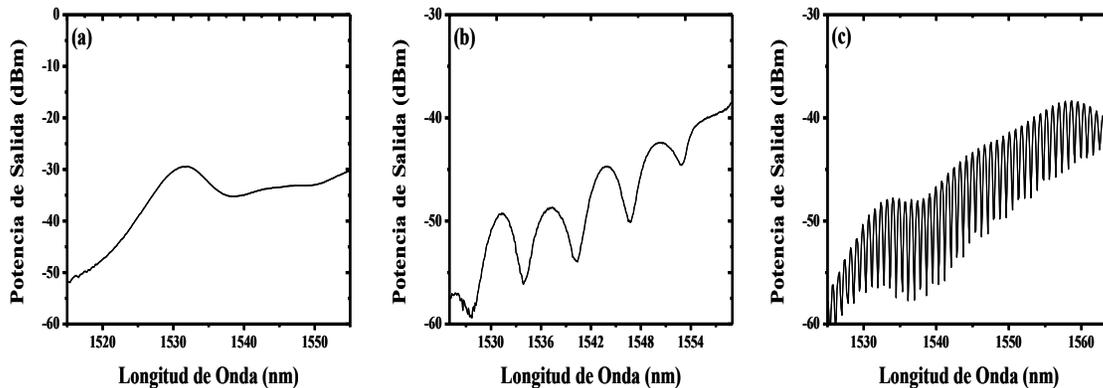


Figura 3.5. Espectros observados a la salida de la cavidad laser debido a la introducción de un filtro de Sagnac el cual provoca la aparición de un rizado que sigue el perfil de ganancia del erbio. En particular con periodos de (a) 70 nm, con 7 cm de HiBiF, (b) 6.4 nm con 1 m de HiBiF, y (c) 0.85 nm, con 7 cm de HiBiF.

Las pérdidas totales que introducen estos filtros en la cavidad son despreciables. Y las pérdidas por empalmes entre la fibra estándar y la HiBiF son muy elevadas debido a la diferencia de sus núcleos. Es de esperar que este efecto permita obtener emisión multilínea al cerrar la cavidad de anillo del láser. Como se comentó anteriormente, lo que se busca es de aprovechar el hecho de que haya menos pérdidas en los máximos de los picos del espectro de interferencia del filtro que en el espectro del medio de ganancia, y de esta manera se pueden conseguir varios picos de emisión láser.

3.3. El láser en régimen sintonizable.

Un aspecto importante a la hora de describir el funcionamiento de un láser es su capacidad de sintonización. Para que un láser sea sintonizable el pico de emisión debe de poder desplazarse en un rango continuo de longitudes de onda. En este Capítulo se está interesado en comprobar cuando el láser está emitiendo en régimen de multilínea. Al variar la orientación de los ángulos en los WRs, incluidos en el filtro, se modifican el perfil de ganancia en la cavidad láser que dependen de la longitud de onda, por lo que la posición de los máximos en el espectro de interferencia se desplaza. Se debe de tener en cuenta que este proceso es muy inestable por lo que obtener una buena estabilidad está relacionado con las condiciones del medio donde se efectuó la experimentación.

3.3.1. Sintonización del láser con un filtro incluyendo 7 cm de HiBiF.

Para este caso, se encontró que la característica del espectro de salida tiene un periodo de aproximadamente 70 nm como se observa en la Figura 3.4a. En este caso, el ancho de banda del filtro es comparable con el ancho de banda del medio de ganancia. Para esta configuración en particular se observa la poca selectividad que posee el filtro, por lo que su propósito principal es el de introducir pérdidas que dependen de la longitud de onda, las cuales permiten modificar las longitudes de onda de oscilación. Ajustando los WRs en el filtro, se pueden observar los regímenes de láser en múltiples longitudes de onda. En la Figura 3.6 se observa el caso para el régimen de sintonización de una longitud de onda, la cual se puede sintonizar continuamente desde 1545 nm hasta 1563 nm , ajustando solamente el WR1 en el filtro de Sagnac, para lo cual se pudo sintonizar en un rango de aproximadamente 18 nm .

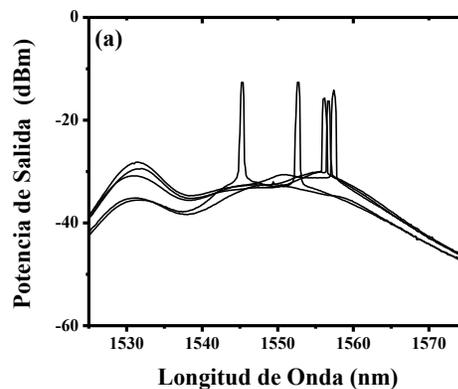


Figura 3.6. Espectro de salida del láser incluyendo 7 cm de HiBiF en el filtro de Sagnac. Sintonización en una sola longitud de onda desde 1545 nm hasta 1563 nm , con un ancho de línea menor de 1 nm .

Para esta configuración cada línea de láser que fue apareciendo fue muy inestable debido a la poca selectividad del filtro y a las condiciones de temperatura del medio y perturbaciones externas, como ya se explicó anteriormente. El experimento se puede repetir varias veces y a cualquier hora del día presentado el mismo rango de sintonización. Un hecho importante para esta configuración se observó en la aparición de varias líneas y para cada línea de láser, estas aparecieron cada una con una separación entre líneas mucho menor al periodo del filtro.

3.3.2. Sintonización del láser con un filtro incluyendo 1.0 m de HiBiF.

Para este caso, el filtro produjo un periodo de aproximadamente 6.4 nm como se observa en la Figura 3.4b. En este caso, muchos periodos del filtro pueden ser incluidos en el espectro del medio de ganancia, definiendo muchos canales en longitud de onda. Las pérdidas debido a la birrefringencia residual del anillo y del polarizador fueron usadas como un filtro poco selectivo (con periodo mayor al ancho de banda de ganancia) para seleccionar las ventanas de láser⁴. Los WRs en la cavidad en anillo fueron ajustados para operar en la región de los 1560 nm la cual corresponde a la banda C de las telecomunicaciones. La Figura 3.7 muestra que para el régimen de sintonización en una longitud de onda, el láser puede ser sintonizado continuamente primero desde 1562.3 nm hasta 1564.6 nm , haciendo un salto espectral en la ventana adyacente para después ser sintonizado desde 1558.5 nm hasta 1559.1 nm , mediante la rotación del ángulo de uno de los retardadores del filtro de Sagnac.

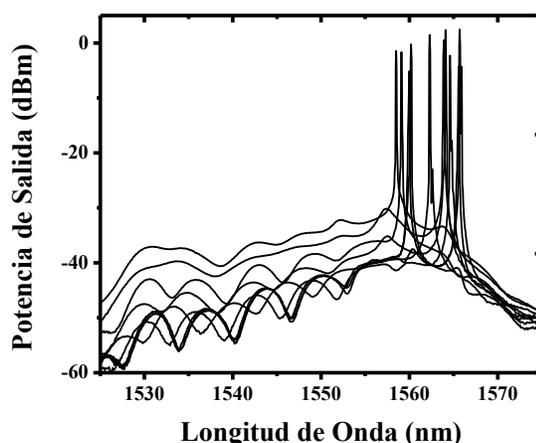


Figura 3.7. Espectro de salida del láser incluyendo 1-m de HiBiF en el filtro de Sagnac. Sintonización en una sola longitud de onda desde 1558.5 nm hasta 1559.1 nm y desde 1562.3 nm hasta 1564.6 nm .

Para esta configuración, el láser fue mucho más estable que en la configuración anterior [ver Sección 3.3.1], gracias al ancho de banda del filtro que fue mucho más angosto y mucho más selectivo. En este caso el ancho de línea para cada línea de láser, fue más pequeño que el límite de resolución del OSA, que fue de 0.1 nm , mismo que fue calculado teóricamente y medido directamente desde el OAS.

3.3.3. Sintonización del láser con un filtro incluyendo 7 m de HiBiF.

Finalmente para este caso se obtuvo un periodo espectral del filtro de aproximadamente 0.85 nm , como se observa en la Figura 3.4c. En este caso se obtuvo sintonización para una longitud de onda y una sintonización para dos longitudes de onda simultáneamente. Para el caso de una longitud de onda la emisión láser se sintonizó de forma discreta en pasos de 0.85 nm desde 1560.65 nm hasta 1570 nm , en este caso la sintonización fue más amplia debido a la gran selectividad del filtro diseñado, a comparación de los dos filtros anteriores, la sintonización se consiguió ajustando los WRs en el filtro como se observa en la Figura 3.8a. El rango de sintonización para una longitud de onda fue de aproximadamente 10 nm . Para el caso de sintonización en dos longitudes de onda simultáneas, se observó una sintonización continua de varios nanómetros, para un ajuste cuidadoso de los WRs. En la Figura 3.8b se muestra la sintonización para dos longitudes de onda en 1559.1 nm y 1565.2 nm , presentando una separación de 6.1 nm lo que equivale aproximadamente a 7 periodos del filtro, hasta 1563.5 nm y 1570.5 nm , presentando una separación de 7.1 nm lo que equivale aproximadamente a 8 periodos del filtro.

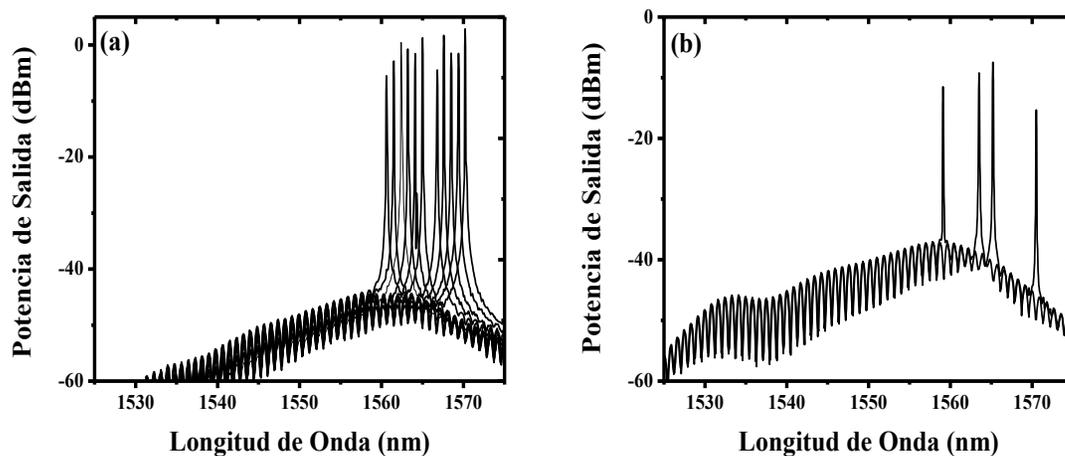


Figura 3.8. Espectro de salida del láser el cual incluye, 7 m de HiBiF en el filtro de Sagnac. (a) Sintonización discreta para una longitud de onda desde 1560.65 nm hasta 1570.2 nm y (b) doble longitud de onda sintonizada en 1559.1 nm y 1565.2 nm hasta 1563.6 nm y 1570 nm .

Como se ha desplazado el pico, se puede comprobar que cada pico de emisión no ha saltado de un máximo del espectro de transmisión a otro si se cuentan los máximos que hay entre cada pico como se observa en la Figura 3.8a. El pico se ha desplazado hacia longitudes de onda mayores, aunque siempre en la misma cantidad. En total, hay un cambio de unos 0.88 nm lo que equivale al período del espectro de transmisión del filtro de Sagnac

3.4. El láser en régimen multilínea.

Una vez caracterizado el láser utilizado, se procede a la obtención de resultados ahora como un láser multilínea. Pronto se observa que al cambiar las condiciones de los retardadores de onda es relativamente sencillo conseguir emisión láser para dos longitudes de onda, lo que ya se considera multilínea con los filtros utilizados. A continuación se presentan los resultados obtenidos con las características de los filtros utilizados anteriormente, los cuales sirven como elementos seleccionadores de longitudes de onda simultáneamente. En primer

lugar se prueba un filtro con un segmento de 7 cm de HiBiF, introduciendo pérdidas que dependen de la longitud de onda y ajustables con la orientación de los ángulos de los WRs.

3.4.1. Emisión multilínea del láser con filtro de Sagnac con 7 cm de HiBiF.

Para este caso se aprecian claramente dos picos de emisión láser en 1545.1 nm y 1560 nm, presentando una separación de 15 nm como se observa en la Figura 3.9a. En la zona plana sobre los 1550 nm es posible conseguir emisión multilínea, mediante un ajuste sencillo en las pérdidas de forma que emitan dos líneas de láser consecutivamente. También se observa que es posible conseguir emisión láser a la vez en las dos zonas como se observa en las Figuras 3.9a y 3.9c.

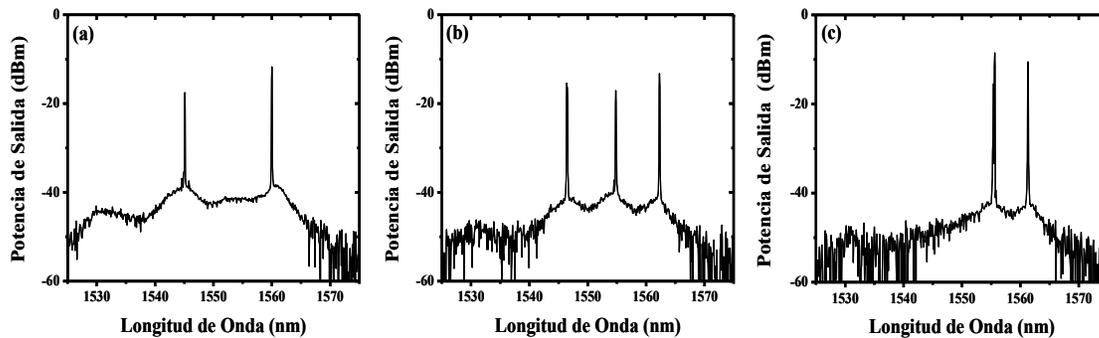


Figura 3.9. Espectro de salida del láser incluyendo 7 cm de HiBiF (a) oscilación en doble longitud de onda en 1545 nm y 1560 nm; (b) oscilación en tres longitudes de onda en 1546.4 nm, 1554.8 nm y 1562 nm; (c) oscilación en doble longitud de onda en 1558.6 nm y 1563 nm.

Si se hace otro pequeño ajuste en los retardadores se pueden obtener resultados como se observa en la Figura 3.9b, donde se aprecia claramente que aparecen tres emisiones de láser en 1546.4 nm, 1554.8 nm y 1562.3 nm, presentando una separación de aproximadamente 8 nm. Además si se sigue con un ajuste fino en el retardador también se permitirá la eliminación del primer pico de láser para el caso de la Figura 3.9b, apuntando así a un láser en doble longitud de onda en 1558.6 nm y 1563 nm, como se observa en la Figura 3.9c, donde se muestra el espectro cuando las dos longitudes de onda superiores se mantienen. En ambos casos el láser fue muy inestable debido al bajo nivel de selectividad en longitud de onda del filtro. Lo más notable con esta configuración del dispositivo es que a pesar de tener un periodo del filtro de aproximadamente 70 nm, las líneas de láser deberían de aparecer con una separación igual a este periodo en particular, ya sea para una longitud de onda deseada o para el caso de múltiples longitudes de onda, se observa que las longitudes de láser aparecen con una separación mucho menor al periodo del filtro, esto se debe a que el espectro de transmisión del filtro está junto al perfil de ganancia del erbio. Como el filtro tiene poca selectividad a comparación con el ancho espectral de ganancia, es razonable pensar que la combinación de la curva de ganancia como la del espectro de transmisión del filtro puede presentar varios máximos dentro del ancho de banda de ganancia y el espectro de transmisión del filtro. Finalmente este comportamiento se puede reproducir muchas veces a cualquier hora del día y como se esperaba las líneas de láser para varias longitudes de onda se presentan con una inestabilidad que depende de las condiciones a temperatura ambiente.

3.4.2. Emisión multilínea del láser con filtro de Sagnac con 1.0 m de HiBiF.

Para este caso ajustando las pérdidas en la cavidad debido a la birrefringencia de la fibra y al polarizador se observó una selección en las líneas de emisión láser, de las cuales para un ajuste preciso en la orientación de los retardadores se logró obtener simultáneamente dos longitudes de onda en 1560 nm y 1565.6 nm respectivamente, con una separación de aproximadamente 5.6 nm, que corresponde a un periodo del espectro del filtro de Sagnac. Para otro ajuste de los retardadores se obtiene nuevamente doble longitud de onda de láser en 1558.6 nm y 1563.9 nm, presentando 5.3 nm de separación.

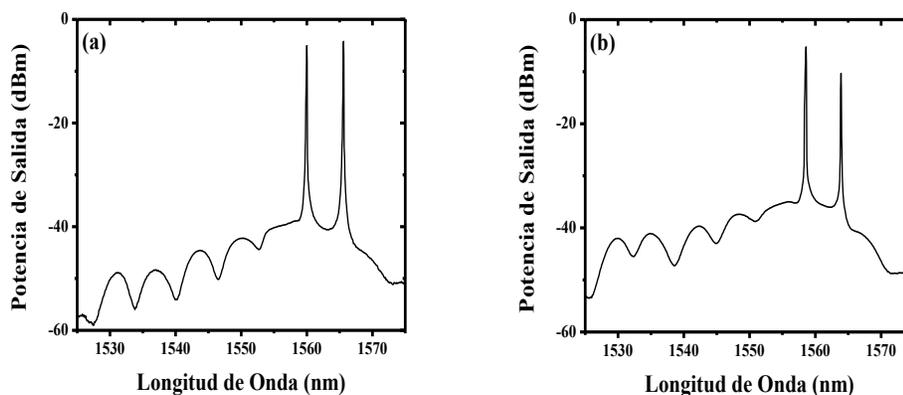


Figura 3.10. Espectro de salida del láser incluyendo 1 m de HiBiF (a) oscilación en doble longitud de onda en 1560 nm y 1565.6 nm; (b) oscilación en tres longitudes de onda en 1558.6 nm y 1563.9 nm.

En este caso no fue posible encontrar tres longitudes de onda. Sin embargo, para cada ajuste de los retardadores se consiguió un láser más estable que la configuración anterior [ver Sección 3.4.1], gracias a que las ventanas espectrales del filtro fueron más angostas conduciendo a una mejor selectividad espectral. Nuevamente el ancho de línea de las longitudes de onda de emisión láser fue más pequeño que el límite de resolución del OSA, el cual fue de 0.1 nm.

3.4.3. Emisión multilínea del láser con filtro de Sagnac con 7-m de HiBiF.

Finalmente para esta caso se observó láser de doble longitud de onda en 1565.15 nm y 1566.91 nm, con una separación de solamente 1.76 nm implicando dos periodos del espectro del filtro de Sagnac como se observa en la Figura 3.11a. Es sorprendente que la emisión simultánea a dos longitudes de onda de emisión láser fue muy estable, esta emisión láser se mantuvo durante un periodo aproximado de más de 5 minutos, considerando la fuerte competencia de los modos propios al ensanchamiento homogéneo en el espectro de ganancia del erbio que toma lugar entre dos modos que están muy cercanos. Al hacer una rotación cuidadosa en el ángulo de las placas retardadoras, se observó una triple emisión láser en 1565.15 nm, 1566.03 nm y 1566.91 nm, con una separación de 0.88 nm lo que corresponde a un periodo del filtro de Sagnac como se observa en la Figura 3.11b. Las tres longitudes de onda se pudieron mantener durante un periodo de aproximadamente 20 segundos antes de desaparecer lo cual es sorprendente debido a que no se utilizaron medios

complejos para obtener una mayor estabilidad a temperatura ambiente, esto es una de las características importantes de esta configuración del laser.

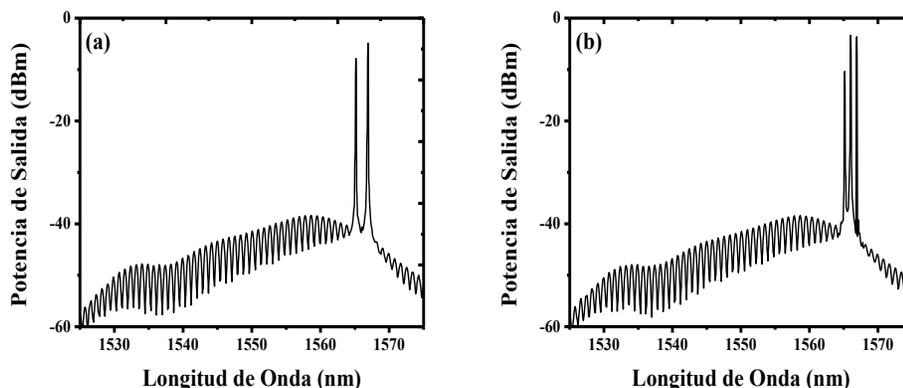


Figura 3.11. Espectros de salida del láser que incluye, 7 m de HiBiF, (a) doble longitud de onda en 1565.15 nm y 1566.91 nm, (b) triple longitud de onda en 1565.15 nm, 1566.03 nm y 1566.91 nm.

Para este caso la primera línea de láser de la Figura 3.11b fue muy inestable. Cabe anotar que este experimento resulta ser más exitoso cuando las condiciones externas tales como temperatura del medio ambiente, vibraciones mecánicas y algunas auditivas sean controladas. Así el experimento resultó ser repetible, para cada ángulo en la orientación de los retardadores y los espectros observados para un sentido, ocurren en forma inversa para la orientación de los retardadores en sentido contrario. Al repetir el experimento a diferentes horas del día no se obtuvieron los mismos resultados pero se obtuvo operación de tres longitudes de onda con una separación de varios nanómetros correspondiendo a múltiples periodos del filtro de Sagnac. Este comportamiento indica que si se obtienen la condición en el control de temperatura ambiente vibraciones tanto mecánicas como auditivas, inestabilidad del bombeo por calentamiento, etc., se pueden obtener una mayor estabilidad de las líneas de láser especialmente para el caso donde se observó una triple emisión láser cuya separación entre líneas de láser adyacentes fue de 0.85 nm , equivalente a un periodo del filtro.

3.5. Zonas prohibidas para la emisión láser.

Sería interesante constatar que existen regiones del espectro en las que es imposible conseguir emisión láser multilínea. En particular, en el espectro de ganancia del erbio, que ocurre en el hueco que hay cerca de 1540 nm . La razón por la cual no podría haber emisión láser en esta zona estriba en la menor ganancia que presenta el erbio en esta zona en comparación con el resto de su espectro de ganancia. Si se puede obtener emisión láser si se introduce un filtro pasa banda que sólo dejara pasar luz de esta longitud de onda, como ya se ha visto en la caracterización del EDFL. Pero si se utilizan diferentes longitudes de HiBiF en el filtro, se puede probar todo el espectro de ganancia del erbio para comprobar que en esta zona no se puede obtener emisión láser. Al introducir pérdidas como ya se ha mencionado, habrá un desplazamiento global de las potencias hacia longitudes de onda menores. De esta forma se podrá explorar todo el espectro.

3.6. Conclusiones.

En el presente trabajo se ha llevado a cabo un estudio acerca de la capacidad de emisión multilínea de un láser de fibra dopada con erbio, utilizando como filtro un interferómetro de Sagnac. Para ello se ha caracterizado en primer lugar un amplificador de fibra óptica dopada con erbio. Se ha comprobado que al colocar el filtro de Sagnac a la salida del amplificador, aparece un patrón de interferencia con máximos y mínimos de transmisión sobre la señal. A continuación se ha construido un láser de anillo con dicho amplificador, y se ha medido su capacidad de sintonización. Se ha utilizado diferentes segmentos de HiBiF que son introducidos en los filtros en el anillo, permitiéndoles una serie de características para cada segmento de HiBiF. También se ha diseñado un instrumento que permite introducir pérdidas en la cavidad de forma controlada. Con el montaje completo, se ha comprobado que al introducir los segmentos de HiBiF, el sistema puede producir emisión láser en alguna de las longitudes de onda en las que el espectro de transmisión presenta un máximo, consiguiéndose en ocasiones emisión multilínea. Se comprobó igualmente la capacidad para la emisión multilínea que presenta las diferentes zonas del espectro de ganancia del erbio. Para completar el trabajo, se ha estudiado las características de esta emisión láser multilínea, haciendo hincapié en las posibilidades de cada tipo de filtro y en su influencia sobre la señal obtenida. Se comprobó que la señal obtenida corresponde con la esperada teóricamente. También se han estudiado algunos aspectos del láser en emisión multilínea, como la estabilidad o la capacidad de ser sintonizado, que podría ser interesante a la hora de ser utilizado y explotados comercialmente.

3.7. Referencias.

1. A. Bellemare, “Continuous-wave silica-based erbium-doped fiber lasers”, *Prog. Quantum Electron.* **27**, 211-266 (2003).
2. X. Fang, H. Y. Tam, H. Liu, P. K. A. Wai, “Multi-wavelength erbium-doped fiber laser employing a nonlinear optical loop mirror”, *Opt. Commun.* **268**, 278-281 (2006).
3. Y. G. Han, G. Kim, J. H. Lee, S. B. Lee, “Wavelength spacing tunable multi-wavelength fiber laser with lasing wavelength selectivity”, *Opt. Commun.* **256**, 98-102 (2005).
4. L. R. Chen, “Tunable multi-wavelength fiber ring lasers using a programmable high-birefringence fiber loop mirror”, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**, 410-412 (2004).
5. S. K. Kim, M. J. Chu, J. H. Lee, “Wideband multi-wavelength erbium-doped fiber ring laser with frequency shifted feedback”, *Opt. Commun.* **190**, 291-302 (2001).
6. X. Fang and L. O. Claus, “Polarization-independent all-fiber wavelength-division multiplexer based on a Sagnac interferometer”, *Opt. Lett.* **20**, 2146-2148 (1995).
7. N. Park and P. F. Wysocki, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1459 (1996)
8. A. P. Luo, Z. C. Luo, and W. C. Xu, *Laser Phys. Lett.* **6**, 598 (2009).
9. C. -H. Yeh, F. -Y. Shih, C. T. Chen, C. N. Lee, and S. Chi, *Laser Phys. Lett.* **5**, 210-212b (2008).
10. D. Wei, T. Li, Y. Zhao, and S. Jian, *Opt. Lett.* **15**, 1150-1152 (200).
11. C. S. Kim and J. U. Kang, *Appl. Opt.* **43**, 3151 (2004).
12. N. J. C. Libatique and R. K. Jain, *IEEE Photon. Tech. Lett.* **13**, 1283 (2001).
13. Y. Shiquan, L. Zhaohui, D. Xiaoyi, Y. Shuzhong, K. Guiyun, and Z. Qida, *Photon. Technol. Lett.* **14**, 774 (2002).
14. C. -S. Kim, F. N. Farokhrooz, and J. U. Kang, *Opt. Lett.* **29**, 1677-1679 (2004).
15. I. Huixtlaca-Cuatecatl, G. Beltran-Perez, J. Castillo-Mixcóatl, and S. Muñoz-Aguirre, *IEEE J. Quantum Electron.* **44**, 49 (2008).
16. M. A. Mirza and G. Stewart, *Appl. Opt.* **47**, 5242 (2008).
17. J. Xiujie, L. Yange, S. Linbin, G. Zhancheng F. Shenggui, K. Guiyun, and Xiaoyi, *Opt. Comm.* **281**, 90 (2008).
18. Z. Y. Liu, Y. G. Liu, J. B. Du, G. Y. Kai, and X. Y. Dong, *Laser Phys. Lett.* **5**, 446-448 (2008).
19. H. Ahmad, M. Z. Zulkifli, K. Thambiratnam, S. F. Latif, and S. W. Harun, *Laser Phys. Lett.* **6**, 380-382 (2009).
20. A. González-García, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, “Switchable and Tuneable Multi-Wavelength Er-Doped Fibre Ring Laser Using Sagnac Filter, *Laser Phys.* **20**, 720-725 (2010).

Capítulo 4

El interferómetro de Sagnac con selectividad espectral ajustable mediante temperatura.

La característica de transmisión de un interferómetro de Sagnac, el cual se compone de un acoplador de fibra estándar simétrico y un segmento de fibra de alta birrefringencia (*High Birefringence Fiber*, HiBiF), se analiza y discuten en detalle. La expresión para la transmisión de un interferómetro de Sagnac con selectividad espectral mediante temperatura es obtenida, donde los resultados experimentales verifican el modelo teórico. Se realiza un láser de fibra dopada con erbio con cavidad en anillo que incluye un lazo de Sagnac con una sección de HiBiF que actúa como filtro periódico, definiendo varios canales en el espectro de ganancia. La fibra dopada se somete a una tensión con el fin de inducir birrefringencia, para una mejor estabilidad de las líneas de laseo del láser. Para una sección descubierta de la HiBiF se le aplican cambios de temperatura, haciendo un estudio teórico y experimentalmente del comportamiento de dicho dispositivo. Los resultados experimentales están en acuerdo con el análisis teórico. El dispositivo puede tener aplicaciones como sensor de temperatura.

4.1. Introducción.

El interferómetro de Sagnac ha sido investigado extensivamente tanto teóricamente como experimentalmente debido a su amplio margen de aplicaciones en muchos campos, tales como giroscopio y sensor de fibra¹⁻⁶. Pavlath y Shaw¹ dieron el primer tratamiento teórico y datos experimentales de una configuración no-recíproca de un giroscopio y explican el desplazamiento de las franjas de interferencia considerando la birrefringencia en un lazo de Sagnac¹. El sensor de temperatura de fibra birrefringente basado en una configuración en lazo de Sagnac de fibra fue propuesto e investigado en las Referencias 4-6, donde los autores utilizan fibras de alta birrefringencia (*High Birefringence Fiber*, HiBiF) para formar el interferómetro de Sagnac. El acoplador usado para estas configuraciones en cada caso fue hecho de fibra mantenedora de polarización. Sin embargo un interferómetro de Sagnac diseñado con HiBiF y un acoplador estándar tiene mucho interés, especialmente debido a sus ventajas tales como fácil fabricación, gran flexibilidad y buena estabilidad. Este dispositivo ha demostrado tener muchas aplicaciones tales como: en el aplanamiento de la ganancia en un amplificador de fibra dopada con erbio¹⁰, como demodulador en sensores de rejillas de Bragg¹¹, láseres de conmutación en longitud de onda y múltiples longitudes de onda^{12, 13} y compensación de la dispersión¹⁴. El método de operación del interferómetro de Sagnac de HiBiF se estudio en detalle en el Capítulo 2 y basados en el arreglo del Capítulo 3, se describe en este Capítulo un dispositivo con selectividad espectral mediante temperatura.

En esta tesis se describe y reporta el espectro de emisión de un láser de cavidad en anillo en el cual se incluye un filtro de Sagnac de HiBiF que se compone de 7 m de HiBiF. Una simple ecuación explícita para describir la función de transferencia del filtro de Sagnac con

un segmento de HiBiF fue obtenida; el procedimiento para calcular la función de transferencia con una sección de HiBiF se proporciona en esta tesis.

Los resultados experimentales han verificado el modelo teórico. La característica básica de una sección del filtro de Sagnac de HiBiF cuando se le aplica calentamiento a la HiBiF fue analizada y explicada en detalle. Además se propone y demuestra la aplicación del láser como un sensor de temperatura. La configuración del sensor propuesto está basada en un segmento de HiBiF del filtro de Sagnac; el sensor es diferente a los descritos en las Referencias 4-6, en el sentido de que la selectividad espectral en este láser es producida por los cambios de temperatura y no por los controladores de polarización (*Polarizer Controller*, PC) introducidos en los diseños de esos autores.

4.2. Funcionamiento del interferómetro de Sagnac como sensor

En esta sección se describe en detalle el desarrollo de un láser multilínea basado en el interferómetro de Sagnac, el cual tiene potencial uso como sensor de temperatura. Este dispositivo se puede implementar de una manera fácil y sencilla, el dispositivo funciona en onda continua y en forma estable durante largas horas; el dispositivo tiene la capacidad de ser operado mediante la orientación de las placas retardadoras situadas en el interferómetro y la cavidad en anillo del dispositivo.

4.2.1. Aplicación del interferómetro de Sagnac como sensor de temperatura.

De acuerdo con lo observado en los experimentos, las variaciones de temperatura alrededor del lazo del interferómetro modifican su espectro de transmisión de dos formas. La primera de ellas es un desplazamiento de los picos del espectro transmitido y la segunda es un cambio de la intensidad transmitida. Es más interesante para aplicaciones la primera dependencia, donde un cambio de temperatura provoca que el valor del índice de refracción de la fibra del lazo sufra variaciones, esto como consecuencia provoca que se reajuste el espectro transmitido. Esto es cierto, dado que la longitud de onda transmitida depende del valor del índice de refracción y si el índice de refracción está cambiando por efectos de la temperatura, la longitud de onda que inicialmente se transmitía probablemente ahora se reflejará, tal y como se mostrará en la sección 4.4. Un resultado similar a este fue encontrado, bajo un esquema y sistema de ajuste diferente al presentado en esta tesis, por Starodumov et al⁶. En las observaciones experimentales se observa un desplazamiento lineal del espectro con cambios de temperatura. Mediante la Ecuación 4.1, el espectro de transmisión para un interferómetro de Sagnac con una sección de HiBiF y un acoplador 3 dB se puede expresar mediante la siguiente ecuación:

$$T(\lambda) = \left\{ \sin(\theta) \cos\left(\frac{\pi(n_e - n_o)}{\lambda}\right) \right\}^2, \quad (4.1)$$

cuando $\sin(\theta)$ es un valor ajustado, el espectro de transmisión es una función cosenoidal que depende de la longitud de onda λ . Además el interferómetro de Sagnac tiene una característica de filtrado que es similar a los de un interferómetro desbalanceado de Mach-

Zehnder, y la separación de los picos en la curva de transmisión en función de la longitud de onda, no es más que el periodo de la función coseno y se representa mediante la siguiente ecuación:

$$\Delta\lambda(\Gamma = 2\pi) = \frac{\lambda^2}{l(n_e - n_o) + \lambda} = \frac{L_B \lambda^2}{l\lambda_0 + L_B \lambda}, \quad (4.2)$$

donde L_B es la longitud de repetición de la HiBiF, para una longitud de onda λ_0 y $B = |n_e - n_o|$ es la birrefringencia de la HiBiF. Para una longitud de onda en particular λ y una HiBiF, la separación entre los picos en el espectro de transmisión cambian solamente con la longitud l de la HiBiF. Además se debe de tener presente que se pueden escoger diferentes longitudes de HiBiF para diferentes aplicaciones. Para una longitud de onda pico cuyo valor máximo ubicado en los 1550 nm debe de cumplir la siguiente relación:

$$l(n_e - n_o) = k_p \lambda_p, \quad (4.3)$$

donde k_p es un número entero de orden p , y λ_p es la longitud de onda pico en el espectro de transmisión de orden p . Esta ecuación proviene de la definición de retraso de fase entre los ejes extraordinario y ordinario de la HiBiF el cual se expresa como: $\beta = |n_e - n_o| = 2\pi B l / \lambda$, y que viene expresada en la Ecuación 4.2, donde B y l son la birrefringencia y la longitud de la HiBiF, λ es la longitud de onda de la señal de entrada. La Ecuación 4.1, es una función periódica y depende de la longitud de onda, y los picos para los canales en la banda de transmisión, ocurrirá solo para aquellas longitudes de onda donde $\beta = k_p \pi$. Si se le aplican cambios de temperatura a la sección de HiBiF incluida en el filtro de Sagnac, cambios Δl en la longitud de la fibra y $\Delta(n_e - n_o)$ en la birrefringencia de la fibra serán inducidos, respectivamente, de esta manera para una longitud de onda λ_p para el orden k_p se desplazará el pico de longitud de onda del espectro de transmisión en un valor $\delta\lambda$. Finalmente la Ecuación 4.3 se puede reescribe como:

$$(l + \Delta l)[(n_e - n_o) + \Delta(n_e - n_o)] = k_p (\lambda_p + \delta\lambda), \quad (4.4)$$

combinando las Ecuaciones 4.3 y 4.4 se obtiene la siguiente expresión para el desplazamiento de la longitud de onda al aplicar un cambio de temperatura a la sección de fibra HiBiF en el interferómetro de Sagnac,

$$\delta\lambda = \frac{1}{k_p} [l\Delta(n_e - n_o) + (n_e - n_o)\Delta l + \Delta l \Delta(n_e - n_o)], \quad (4.5)$$

si el cambio en la longitud y la birrefringencia de la HiBiF inducidos por el cambio de temperatura son expresados como: $\Delta l = C_{T1} \Delta T$ y $\Delta(n_e - n_o) = C_{T2} \Delta T$, respectivamente, donde C_{T1} es el coeficiente de expansión térmica de la HiBiF y C_{T2} es el coeficiente térmico-óptico, el cual está relacionado con los parámetros intrínsecos de la HiBiF, de la Ecuación 4.3, se puede obtener una expresión general como se escribe a continuación:

$$\delta\lambda = \frac{1}{k_p} [IC_{T_2}\Delta T + (n_e - n_o)C_{T_1}\Delta T + C_{T_1}C_{T_2}(\Delta T)^2]. \quad (4.6)$$

Para una fibra convencional el coeficiente C_{T_1} es aproximadamente $5 \times 10^{-7}/^\circ C$; se puede trabajar con un coeficiente C_{T_2} de aproximadamente $3,47 \times 10^{-7}/^\circ C$ basados en datos experimentales, realizado en la Referencia 6, entonces retomando la Ecuación 4.4, el tercer término es mucho menor que los dos primeros términos y se puede despreciar de la ecuación. Así se obtiene una ecuación más simplificada de la siguiente forma:

$$\delta\lambda = \frac{1}{k_p} [IC_{T_2} + (n_e - n_o)C_{T_1}]\Delta T. \quad (4.7)$$

4.3. Configuración experimental.

La configuración experimental se muestra en la Figura 4.1. La cavidad incluye 4 m de fibra dopada con erbio la cual es bombeada con un diodo láser a 980 nm. Un aislador óptico fue incluido en la configuración para asegurar que la propagación de la luz sea unidireccional además de evitar el *hole burning espectral*. El filtro de Sagnac incluye un acoplador simétrico 3 dB, un retardador de onda y un segmento de de 7 m de HiBiF cuya longitud de repetición es menor a 5 mm. El WR1 funciona como una placa de media onda; se obtiene mediante la aplicación de seis vueltas de fibra estándar que hace parte del acoplador simétrico, enrolladas en un disco con un diámetro de aproximadamente 5 cm. Una sección de aproximadamente 4 cm de la HiBiF se descubre y se encierra en una caja herméticamente sellada, en la cual se incluye un foco de 100 W, y cuya luminiscencia se regula mediante un dimmer, todo este armazón ayuda a evitar la disipación del calor que se genera por el foco y a maximizar el cambio de temperatura del segmento descubierto de HiBiF.

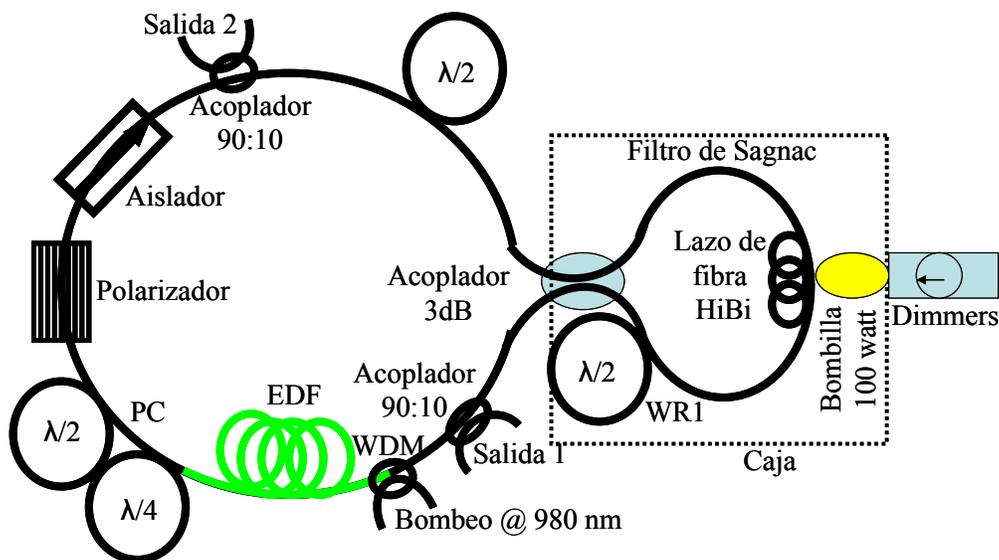


Figura 4.1. Esquema de la configuración bajo estudio.

El espectro de transmisión para este dispositivo se aproxima a una función sinusoidal de la longitud de onda⁷, tal que la separación entre los canales adyacentes (o periodo) se puede calcular mediante la siguiente ecuación:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{0c} L_B}{l}, \quad (4.8)$$

La Ecuación 4.8, se obtiene a partir de la Ecuación 4.2 mediante una aproximación, donde L_B es la longitud de repetición de la HiBiF, λ_{0c} es la longitud de onda central y l es la longitud de la fibra birrefringente. En la cavidad también se incluye un polarizador lineal y varios WRs. El polarizador junto con la pequeña birrefringencia residual presente en la cavidad en anillo es responsable de un efecto de filtrado^{8, 9}. Como la birrefringencia de la fibra es pequeña, este efecto induce una lenta variación de las pérdidas que dependen de la longitud de onda, las cuales pueden ser ajustadas mediante la orientación de las placas retardadoras de onda. El arreglo experimental de la Figura 4.1 fue usado para probar experimentalmente los efectos de la temperatura en la respuesta del filtro.

4.4. Resultados experimentales.

Utilizando los parámetros anteriormente citados, se procedió a la aplicación de temperatura al dispositivo. La temperatura inicial y final fue de $26.6^\circ C$ y $100^\circ C$. La Figura 4.3 muestra los resultados experimentales donde los picos para cada longitud de onda son desplazados para diferentes cambios en la temperatura ΔT . La curva muestra que los picos para cada longitud de onda se desplazan de $\delta\lambda$ a medida que se cambia la temperatura. La sensibilidad de la temperatura puede ser mayor si la longitud de la HiBiF es mayor en el dispositivo como lo indica al utilizar la Ecuación 12.

Para la aplicación del láser como un sensor de temperatura, se utilizó un dimmer, el cual regula los cambios de temperatura aplicada a los 4cm. Se le aplicó temperatura para el rango antes mencionado y se procedió a la medición de la variación de la temperatura, para ello se utilizó un multímetro digital el cual incorpora una punta termopar tipo K con un rango de medición de $0^\circ C$ hasta $1000^\circ C$, con esta termopar se registraron los cambios de temperatura generados por la bombilla de $100 W$, esta se mantuvo encerrada en una caja de cartón para mantener el calor. En una sección de la fibra dopada con erbio se aplicó presión y tensión simultáneamente, con el fin de inducir birrefringencia en la cavidad en anillo y de esta manera se hace que las polarizaciones sean diferentes para diferentes longitudes de onda, de forma que haya menos competencia entre dicha longitudes de onda, y que el láser puede operar más fácilmente en régimen multilínea. Para la máxima amplitud en la curva de transmisión del experimento [ver Figura 4.2b], fue de aproximadamente 72%, correspondiendo a unas pérdidas por inserción de aproximadamente 1.4 dB, estas pérdidas son un poco más pequeñas que el valor calculado numéricamente (despreciando las pérdidas) cuyo resultado fue de 1.0 [ver Figura 4.2a]. Esta diferencia se puede atribuir a los empalmes en la configuración y en particular al empalme entre la HiBiF y la fibra estándar que hacen parte de los extremos del acoplador. El valor obtenido experimentalmente para el periodo del filtro fue de 0.85 nm [ver Figura 4.2b], mientras que el valor teórico fue de 1.17 nm [ver Figura 4.2a], este valor está muy cercano al valor calculado usando la Ecuación 4.15 usando los siguientes parámetros, $L_B = 5 mm$, $\lambda_{0c} = 1550 nm$ y $l = 7 m$. El espectro de

transmisión puede ser desplazado de un periodo completo simplemente ajustando la orientación del ángulo del WR1 y la orientación del ángulo de los WRs en la cavidad en anillo.

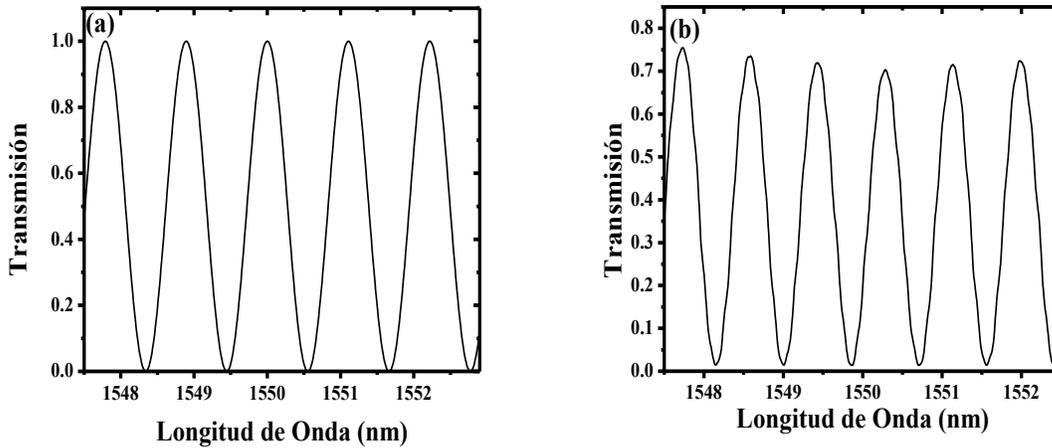


Figura 4.2. Espectro de transmisión del filtro de Sagnac usando $l = 7$ m, $\lambda_{oc} = 1550$ nm y $L_B = 5$ mm; (a) teórico; (b) experimental.

De acuerdo a lo que se esperaba el espectro del filtro sufrió cambios cuando se empezó a variar la temperatura en la sección descubierta de HiBiF. Es por ello que la alta sensibilidad del dispositivo a los diferentes cambios de temperatura hacen que este dispositivo se pueda aprovechar como un sensor de temperatura o como un elemento selector espectral de láser, ya que se puede obtener una sintonización del láser para una, dos y tres longitudes de onda mediante cambios de temperatura en una forma estable y repetitiva, a notar que al variar las placas retardadoras en un sentido los efectos que acontecen al este movimiento son reproducidos en forma inversa cuando se varían las placas en sentido contrario. Los resultados obtenidos manteniendo las placas retardadoras fijas se muestran en la Figura 4.3.

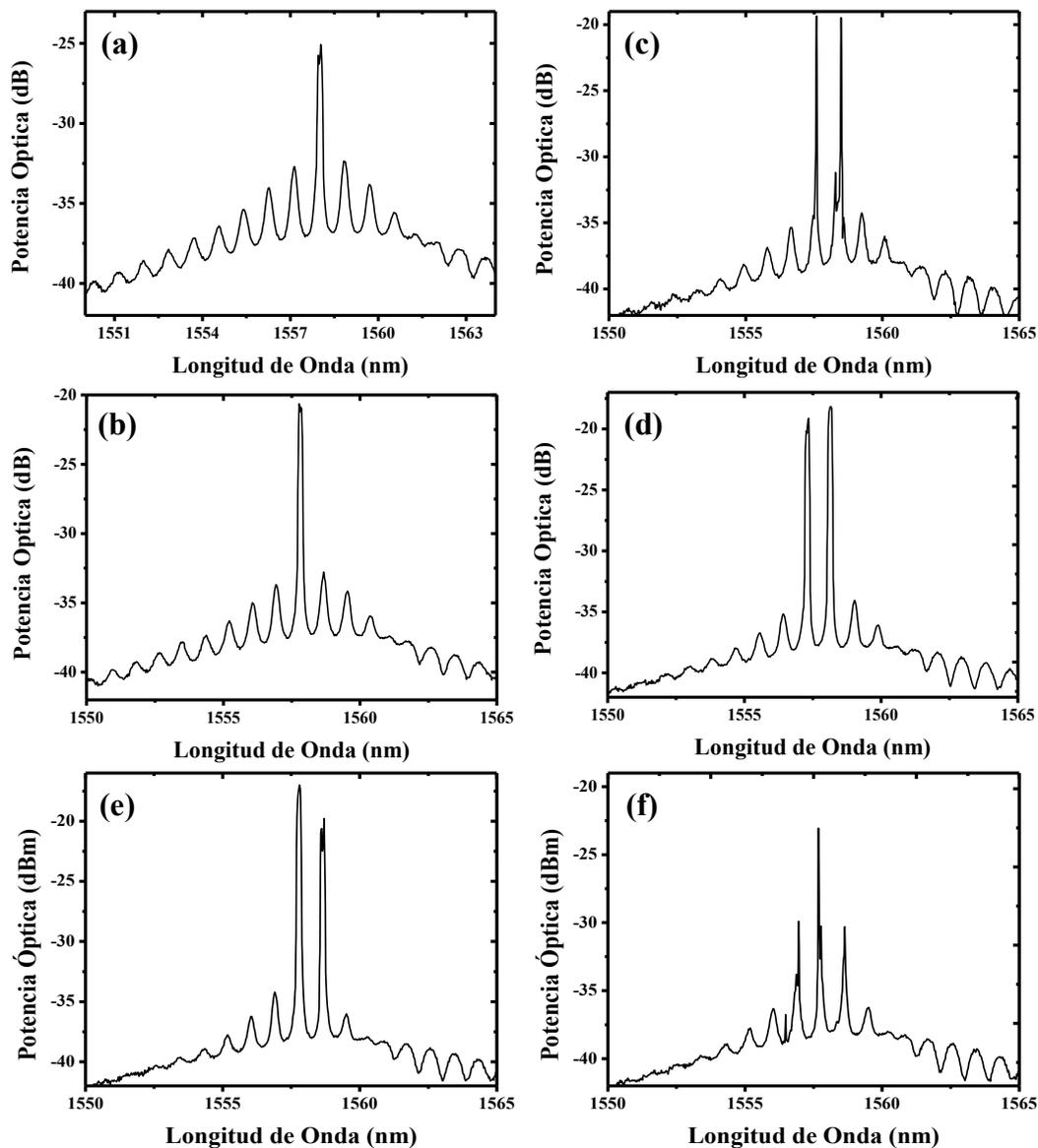


Figura 4.3. Espectro del láser obtenido experimentalmente para diferentes temperaturas; (a) y (b) sintonización para una longitud de onda de 1558.07 nm hasta 1558.14 nm , para cambios de temperatura de 45°C, hasta 56.6°C; (c) y (d) doble sintonización de longitud de onda en 1558.02 nm y 1558.26 nm y en 1557.94 nm y 1558.18 nm para cambios de temperatura de 67.6°C y 70.2°C; (e) doble longitud de onda en 1558.08 nm y 1558.32 nm , para una temperatura de 74.2°C; (f) triple longitud de onda en 1556.95 nm , 1557.68 nm y 1558.64 nm , para una temperatura de 70°C.

No se pudo obtener una cuantificación precisa de la variación de la temperatura correspondiendo a un desplazamiento de un periodo completo del espectro de transmisión del filtro de Sagnac, debido en cierta forma a la imprecisa variación de la temperatura mediante el dimmer y al sistema poco eficiente implementado, para generar las variaciones de temperaturas que afectaran la sección de la HiBiF y que se verá reflejado en los cambios o mejor en los desplazamientos de las longitudes de onda en el espectro de transmisión del filtro de Sagnac. Se observó que al aumentar la temperatura existe un desplazamiento hacia

longitudes de onda más cortas en las líneas de láser además el mayor número de líneas de láser obtenidos simultáneamente fue de tres líneas y se obtuvo para una temperatura de 70°C . De esta manera se puede decir que el uso de un láser incluyendo un interferómetro de Sagnac para determinar cambios de temperatura puede ser útil en algunos casos en los cuales no sea conveniente usar otro tipo de dispositivos como elemento de sensor como por ejemplo las rejillas de Bragg. Con respecto a la sensibilidad de la razón de cambio con la temperatura del interferómetro de Sagnac, no se ve como una limitante, pues es posible incrementar esta razón de cambio, incrementando la birrefringencia de la fibra o la longitud del lazo del interferómetro.

4.5. Conclusiones.

Se describió un láser con selectividad espectral mediante cambios de temperatura, el cual creemos que tiene aplicaciones como un sensor del tipo polarímetro. Los resultados experimentales son verificados por el modelo del análisis teórico entonces las características básicas de una sección del interferómetro cuando se le aplica temperatura a la HiBiF fue analizado e investigado teóricamente. Los resultados experimentales están en buen acuerdo con la teoría para el caso de la obtención del espectro de transmisión del interferómetro de Sagnac. El uso de un filtro de Sagnac incluyendo un gran segmento de HiBiF define muchos canales muy angostos en el espectro de ganancia y la selección de las longitudes de onda de las líneas de láser estables puede ser obtenido ajustando las pérdidas que dependen de la longitud de onda por medio de los retardadores de onda en el anillo. La oscilación simultánea de dos y tres longitudes de onda separadas por un periodo del espectro de transmisión del filtro es relativamente fácil de observar y las líneas permanecen estables gracias al ensanchamiento no-homogéneo del medio de ganancia y la tensión/presión aplicada a la fibra dopada. Se observó un régimen de sintonización para dos longitudes de onda sobre un periodo del filtro. Finalmente ajustando las pérdidas dependientes de la longitud de onda, se obtuvo regímenes de dos y tres longitudes de onda con 0.88 nm de separación entre cada línea de láser equivalente al periodo del espectro de transmisión del filtro de Sagnac respectivamente, estos valores son más pequeños que el ancho de banda homogéneo del medio de ganancia a temperatura ambiente. Finalmente, se observó una buena sensibilidad a la temperatura del dispositivo. Por ejemplo, hacer que este dispositivo se pueda aplicar como un sensor de temperatura o como un dispositivo selector de líneas de láser mediante el control de temperatura en un segmento de HiBiF. Para la sintonización en una longitud de onda se consiguió un desplazamiento de 0.08 nm para un intervalo de temperatura de 45.6°C hasta 50°C , para el caso de dos longitudes de onda sintonizables el desplazamiento fue de 0.024 nm , con una separación entre las líneas de emisión de 0.88 nm . La alta sensibilidad de este dispositivo a los cambios de temperatura puede aprovecharse y ayudar en la sintonización de la respuesta del dispositivo a una longitud de onda determinada o bien emplearse el láser mismo como un sensor de temperatura o en el mejor de los casos como un dispositivo que selecciona longitudes de onda menores útiles en dispositivos WDM donde se requiere que el sistema tenga un ancho de banda muy amplio y en donde las longitudes de onda menores son una de las tareas más difíciles de conseguir para este tipo de sistemas.

4.6. Referencias

1. G. A. Pavlath and H. J. Shaw, Birefringence and polarization effects in fiber gyroscopes, *Appl. Opt.* **21**, (1982) 1752-1757.
2. W. K. Burns and A. D. Kersey, Fiber-optic gyroscopes with depolarized light, *J. Lightwave Technol.* **10** (1992) 992-999.
3. B. Szafraniec and J. Blake, Polarization modulation errors in all-fiber depolarized gyroscopes, *J. Lightwave Technol.* **12** (1994) 1679-1684.
4. M. Campbell, G. Zheng, A. S. Holmes-Smith, and P. A. Wallace, A frequency-modulated continuous wave birefringent fiber-optic strain sensor based on a Sagnac ring configuration, *Meas. sci. Technol.* **10** (1999) 218-224.
5. E. De La Rosa, L. A. Zenteno, A. N. Starodumov, and D. Monzón, All-fiber absolute temperature sensor using an unbalance high-birefringence Sagnac loop, *opt. Lett.* **22** (1997) 481-483.
6. A. N. Starodumov, L. A. Zenteno, D. Monzón, and e. de La Rosa, Fiber Sagnac interferometer temperature sensor, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) 19-21.
7. X. Fang, L. O. Claus, *opt. Lett.* **20** (1995) 2146-2148.
8. R. M. Sova, C. -S. Kim, j. U. Kang, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** (220) 287-289.
9. P. D. Humphrey, J. E. bower *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5** (1981) 204-206.
10. S. Li, K. S. Chiang, and W. A. Gambling, Gain flattening of an erbium-doped fiber amplifier using a high-birefringence fiber loop mirror, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** (2001) 942-944.
11. S. Chung, J. Kim, B. A. Yu, and B. Lee, A fiber Bragg grating sensor demodulation technique using a polarization maintaining fiber loop mirror, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** (2001) 1343-1345.
12. X. P. Dong, S. P. Li, K. S. Chiang, M. N. Ng, and B. C. B. Chu, Multiwavelength erbium-doped fiber laser based on a high-birefringence fiber loop mirror, *Electron. Lett.* **36** (2000) 1609-1610.
13. S. Yang, Z. Li, X. Dong, S. Yuan, C. Kai, and Q. Zhao Generation of wavelength switched optical pulse from a fiber ring laser with an F-P semiconductor modulator and a HiBi fiber loop mirror, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** (2002) 774-776.
14. S. Chung, B. A. Yu, and B. Lee, Phase response design of a polarization-maintaining fiber loop mirror for dispersion compensation, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** (2003) 715-717.
15. X. Fang and R. O. Claus, Polarization-independent all fiber wavelength division multiplexer based on a Sagnac interferometers, *Opt. Lett.* **20** (1995) 2146-2148.
16. A. González-García, O. Pottiez and R. Grajales-Coutiño, Estudio experimental de un laser sintonizable en longitud de onda mediante cambios en la temperatura, *Revista Mexicana de Física* **56**, (4) 275-280 (2010).

Capítulo 5

Compresión de pulsos ópticos usando un espejo de lazo no lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM*).

En este Capítulo se presenta en detalle un nuevo esquema para la regeneración de pulsos ópticos, el cual se demuestra numéricamente, este esquema está basado en el espejo de lazo óptico no-lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM*) construido con fibra mantenedora de la polarización (*Polarization Maintaining Fiber, PMF*) y un interferómetro de Gires-Tournois (*Gires-Tournois Interferometer, GTI*), fabricado con rejillas de Bragg de fibra óptica. Se muestra una forma convencional de comprimir pulsos ópticos. Los resultados muestran que el dispositivo puede regenerar pulsos acompañados de una gran fluctuación de amplitud y un chirp considerable, propio de los efectos lineales y no-lineales al propagarse los pulsos en una fibra óptica. El esquema que se propone también tiene la capacidad de eliminar en gran parte el pedestal que acompaña a los pulsos.

5.1. Introducción.

Se ha demostrado que el NOLM tiene propiedades de conmutación óptica cuando se logra obtener un desbalance en potencia, energía o polarización, de los haces que se contra-propagan, mediante el uso de un acoplador asimétrico, o un acoplador simétrico colocando en el lazo un elemento de ganancia como el espejo de lazo amplificado no-lineal (*Nonlinear Amplifier Loop Mirror, NALM*) o atenuador, o mediante la colocación de placas de cuarto de onda. Con estas características el NOLM tiene un gran número de aplicaciones muy importantes, tales como: demultiplexador de datos óptico, en técnicas de amarre de modos en láseres de fibra y en la regeneración de pulsos ópticos por citar algunas. En este Capítulo se describirá en detalle el NOLM utilizado como un regenerador de pulsos ópticos mediante la eliminación del chirp, supresión de pedestal y eliminación de ruido de amplitud. Una de las técnicas para la regeneración de pulsos ópticos consiste en utilizar un NOLM desbalanceado en dispersión^{16, 17}. Sin embargo, las posibilidades de esta técnica están limitadas para la eliminación del chirp de los pulsos, debido a que aún está presente una pequeña cantidad de chirp negativo, el cual se puede compensar utilizando un segmento de fibra compensadora de dispersión (*Dispersion Compensating Fiber, DCF*) en la salida del NOLM. En esta tesis se propone un nuevo esquema para la compresión de pulsos ópticos, la eliminación de pedestal que está presente entre los bits transmitidos y la eliminación del ruido de amplitud. Este dispositivo se basa en un NOLM construido de fibra que preserva la polarización (*Polarization, Maintaining Fiber, PMF*) en el cual se introduce de forma asimétrica un GTI, este dispositivo construido con rejillas de Bragg de fibra permite eliminar al chirp generado por la dispersión en los enlaces de fibra. Se demuestra que los pulsos están altamente comprimidos pero con una pequeña cantidad de chirp residual y el pedestal es eliminado en gran parte a la salida del NOLM. Aunque la técnica de compresión está adaptada para pulsos con chirp grande, el esquema propuesto no requiere del uso de grandes cantidades de fibra para la compensación de la dispersión en el

NOLM ya que solamente se necesita una pequeña cantidad de fibra de unos pocos milímetros para compensarla, gracias al efecto del GTI.

5.2. Compresión de pulsos a través de un NOLM con un DGTE.

En este capítulo se propone y se analiza numéricamente un nuevo esquema del NOLM en el cual un interferómetro de Gires-Tournois distribuido (*Distributed Gires-Tournois Etalons*, DGTE) es incorporado como un elemento que desequilibra la dispersión en lazo. Si la dispersión del DGTE se ajusta apropiadamente, se obtiene una compensación de la dispersión y compresión de los pulsos ópticos. Simultáneamente, la característica de conmutación no-lineal del NOLM aumenta sustancialmente la reducción del ruido de amplitud si la potencia pico se ajusta apropiadamente.

5.2.1. Principio básico de funcionamiento del interferómetro de Gires-Tournois distribuido (*Distributed Gires-Tournois Etalons*, DGTE).

Es bien conocido que el interferómetro de Gires-Tournois es un filtro pasabanda periódico, el cual es muy utilizado para generar pulsos ultracortos o como medio para compensar la dispersión cromática en un sistema de comunicaciones por fibra óptica²⁶⁻²⁸. Sin embargo, se ha reportado anteriormente que el interferómetro de Gires-Tournois, formado con espejos de bulto o con espejos de laminas muy delgadas²⁶⁻²⁸, sufre de altas pérdidas de inserción debido a la arquitectura de los espejos y a la alineación que ellos deben de tener, además del pobre proceso de fabricación, el cual incrementa los costos de fabricación. Además se desea que dicho interferómetro sea fabricado en fibra óptica como fue reportado por Shu *et al*⁹, en esta referencia se hace el estudio experimental de una rejilla de Bragg que es directamente grabada en una fibra donde las pérdidas son sobrellevadas en comparación con el mismo dispositivos pero hecho de óptica de bulto. El arreglo propuesto es una configuración especial del interferómetro de Fabry-Perot el cual consiste de dos espejos, el primero parcialmente reflejante y el segundo con un 100% de reflexión como se muestra en la Figura 5.1. El segundo espejo refleja toda la luz y controla la función de transferencia en tanto el primer espejo controla las propiedades de dispersión relacionadas con la reflectividad.

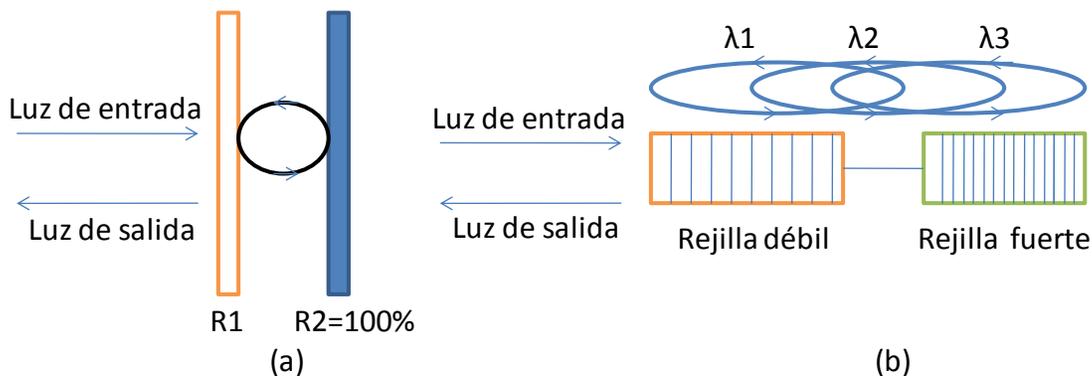


Fig. 5.1. (a) Interferómetro tradicional de Gires-Tournois, (b) Interferómetro de Gires-Tournois formado por dos rejillas de Bragg separadas.

El nuevo esquema propuesto se muestra en la Figura 5.2, donde las saetas representan el estado de polarización (*State of Polarization*, SOP) de las señales que se propagan en el dispositivo. El interferómetro de Sagnac se construye con PMF, un acoplador mantenedor de la polarización con una relación de acople de 3 dB, un divisor de haz polarizado (*Polarizing Beam Splitter*, PBS) el cual se coloca cerca de una de las salidas del acoplador. Se realiza un empalme de 90° en la salida opuesta del acoplador. Un segmento lineal de fibra estándar se conecta en un puerto del PBS. En esta sección se incluye un rotador de Faraday (*Faraday Rotator*, FR) y en su extremo se introduce el interferómetro distribuido de Gires-Tournois (*Distributed Gires-Tournois Etalons*, DGTE). Se puede observar que el FR puede ser un dispositivo de fibra óptica²⁸, lo que permite minimizar las pérdidas de inserción y preservar que todo el dispositivo sea de fibra óptica. Se asume que la señal que entra al dispositivo está linealmente polarizada a lo largo del eje y (eje vertical) y este es dividido en dos haces por la acción del acoplador simétrico, un haz se propaga en sentido CW y el otro en sentido CCW. Los pulsos en la entrada del dispositivo presentan un chirp lineal y muy grande, haciendo que los pulsos estén ensanchados y tengan una potencia pico relativamente baja. En la propagación CCW los pulsos permanecen ensanchados a medida que se propagan a través del lazo, los cuales se ven un poco afectados por la dispersión de la fibra del lazo y por el efecto no-lineal *Kerr* el cual induce un desplazamiento de fase en los pulsos, debido a la baja potencia pico que presentan dichos pulsos. Un empalme de 90° se usa para rotar el SOP de los pulsos que viajan en la dirección CCW, de manera que las señales que se contra-propagan entran al PBS a través de sus ejes ordinario y extraordinario. En uno de los puertos del PBS, los estados de la polarización de las señales son ortogonales entre sí y cambian aleatoriamente a medida que las señales se propagan en la fibra.

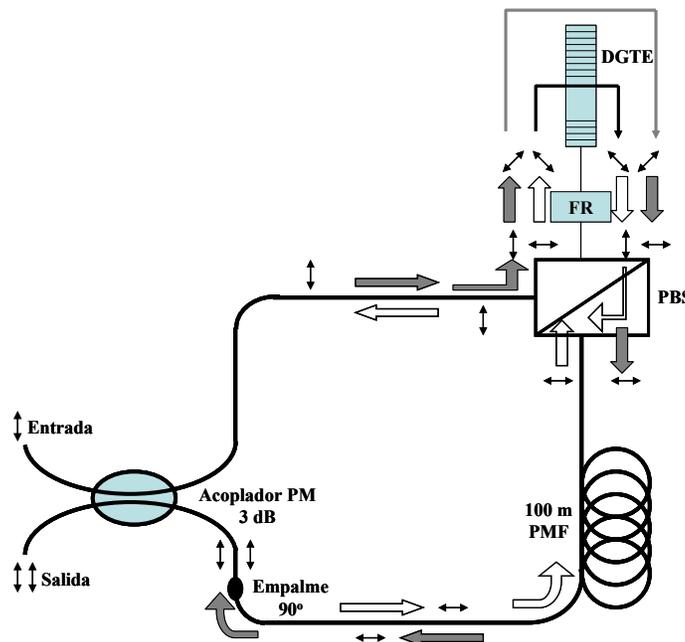


Figura 5.2. Esquema del NOLM desbalanceado en dispersión bajo estudio.

Después de una rotación de 45° en el FR, las señales entran al DGTE donde el chirp de los pulsos es compensado, a medida que los pulsos son reflejados por éste. Las dos

componentes del pulso incidente regresan al FR causando otra rotación de 45° en sus estados de polarización, proceso por el cual se produce una rotación total de 90° para cada haz. Esta rotación de 90° asegura que la evolución aleatoria de los haces debido a la birrefringencia residual sea exactamente compensada después de un recorrido completo en la sección lineal de fibra estándar¹⁹. De esta manera el estado de la polarización para cada haz que regresa al puerto del PBS, es lineal y presenta una rotación de 90° desde su estado de polarización inicial. Con esta orientación, los haces son nuevamente introducidos a través del puerto del PBS para así seguir con su propagación en el lazo. La señal que se propaga en sentido CCW busca el acoplador mientras que la señal que se propaga en sentido CW inicia la propagación en el lazo. Como la potencia pico del pulso que se propaga en sentido CW aumenta después de que el pulso es comprimido por el DGTE, este adquiere un desplazamiento de fase no-lineal importante. Después de propagarse a través de la fibra, la señal que se propaga en sentido CW ve su estado de polarización rotado de 90° en el empalme hecho a 90° , así, las dos componentes de la señales polarizadas linealmente llegan en forma paralela al acoplador donde ocurre una interferencia, en el cual se obtiene en la salida del NOLM un estado de polarización lineal, en este punto los pulsos son comprimidos y presentan un chirp reducido sustancialmente. Se supone que la señal de entrada presenta un chirp muy grande y se ve afectada por las fluctuaciones de amplitud. Debido a la dependencia de la potencia que produce una diferencia de desplazamiento de fase no-lineal entre los haces que se contrapropagan, con una potencia de $1.17P_\pi$, donde P_π es la potencia máxima de transmisión, o la llamada potencia de conmutación. En esta parte la fluctuación de amplitud de los pulsos es también reducida considerablemente¹⁴. Esta configuración del NOLM es también útil para compresión de pulsos y la eliminación del pedestal^{13, 15}. En efecto cuando el pulso es conmutado por el NOLM, solamente el pico central es transmitido y las componentes de baja potencia del pulso, como es el caso del pedestal o el ruido entre los bits son eliminados o reflejados. Como resultado final el NOLM puede eliminar el ruido presente entre cada bit, además de reducir la duración del pulso. Se puede observar que el esquema de la Figura 5.1 preserva el estado de polarización de la señal de entrada y evita el uso de controladores de la polarización.

5.2.2. Estudio del dispositivo.

La propagación del pulso en el NOLM se describe mediante la ecuación no-lineal de Schrödinger, en la cual se incluyen los efectos de la dispersión de velocidad de grupo (*Group Velocity Dispersion*, GVD) y de la auto-modulación de fase (*Self-Phase Modulation*, SPM)²⁰.

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{j}{2} \operatorname{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = j \frac{L_D}{L_{NL}} |u|^2 u, \quad (5.1)$$

donde β_2 es el parámetro de la GVD y $\operatorname{sgn}(\beta_2)$ es el signo del parámetro β_2 . Los parámetros z , t y u describen la distancia normalizada, el tiempo y la envolvente de amplitud de variación lenta del pulso. Los parámetros normalizados están relacionados con los parámetros reales en la forma siguiente: $z = Z/L_D$, $t = T/T_0$, $u = U/\sqrt{P_0}$, donde U es la función de envolvente del pulso, Z es la distancia a lo largo de la fibra y T es el tiempo medido en un marco de referencia que se mueve con la velocidad de la señal. El parámetro

T_0 es la duración del pulso Gaussiano relacionado con el ancho a media altura (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) como $T_{FWHM} = 1.665T_0$, $L_D = T^2/|\beta_2|$ es la longitud de dispersión, P_0 es la potencia pico inicial y $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ es la longitud no-lineal, donde γ es el coeficiente Kerr. La Ecuación 5.1 se solucionó mediante el método de paso simetrizado de Fourier (*Split Step of Fourier*, SSF). Si se considera pequeña la GVD de la PMF y para pulsos con una duración relativamente larga, el efecto de la GVD en la propagación de los pulsos se puede despreciar y las envolventes de la intensidad de los pulsos que se contra-propagan permanecen casi inalteradas después de propagarse a través de la fibra. Bajo estas condiciones, la potencia pico de ambas señales que se contra-propagan permanece constante durante el recorrido. Ahora, se define un factor de mejoramiento de la potencia pico como F_p el cual indica el factor de incremento de la potencia pico de la señal que se propaga en sentido CW después de ser comprimido por el DGTE. Si P_{peak} es la potencia pico de entrada y L_{NOLM} es la longitud de la PMF utilizada en el nuevo dispositivo y considerando un acoplador de 3 dB, el valor del desplazamiento de fase no-lineal acumulado para las potencias de los haces CW y CCW en la PMF se puede describir de la siguiente forma: $0.5F_p\gamma P_{peak}L_{NOLM}$ y $0.5\gamma P_{peak}L_{NOLM}$, respectivamente. De esta manera el desplazamiento de fase no lineal para el pico del pulso está representado por $0.5(F_p - 1)\gamma P_{peak}L_{NOLM}$. La máxima transmisión del NOLM ocurre para una potencia de conmutación P_π , para la cual la diferencia de desplazamiento de fase no lineal es igual a π . Este valor se exprese mediante la siguiente Ecuación:

$$P_\pi = \frac{2\pi}{(F_p - 1)\gamma L_{NOLM}}. \quad (5.1)$$

El DGTE está formado de dos rejillas de Bragg uniformes, y fue simulado mediante el método de la matriz de transferencia (*Transfer Matrix Method*, TMM)^{21, 22}. La matriz de transferencia para el intervalo d entre las rejillas se obtuvo para un desplazamiento de fase de $2\pi n_{eff}d/\lambda$, donde λ es la longitud de onda y n_{eff} es el índice de refracción, la matriz de transferencia de cada rejilla fue obtenida de las ecuaciones acopladas, las cuales se expresan como

$$\frac{\partial B}{\partial Z} = j\kappa_{dc}B + j\kappa_{ac}Ae^{-j\Delta\beta Z}; \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = -j\kappa_{dc}A - j\kappa_{ac}^*Be^{j\Delta\beta Z}, \quad (5.3)$$

donde B y A son las amplitudes de variación lenta de los modos que se propagan en la dirección $+z$ y $-z$, respectivamente, κ_{dc} y κ_{ac} son los factores de acoplamiento en la rejilla y $\Delta\beta$ representa el desajuste de fase. Las ecuaciones 5.2 y 5.3, son las ecuaciones de modo acoplado para el cual la transferencia característica de la rejilla de Bragg puede ser calculada. Para encontrar una solución, se procede mediante la siguiente sustitución,

$$\begin{aligned} R &= Ae^{-\frac{j}{2}\Delta\beta z} \\ S &= Be^{+\frac{j}{2}\Delta\beta z} \end{aligned} \quad (5.4)$$

diferenciando la Ecuación 5.4 y sustituyendo en las Ecuaciones 5.2 y 5.3, resultan las siguientes ecuaciones de modo de acople

$$\frac{\partial R}{\partial Z} = -j\kappa_{dc}R - \frac{j}{2}\Delta\beta R - j\kappa_{ac}^*S; \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial Z} = +j\kappa_{dc}S + \frac{j}{2}\Delta\beta S + j\kappa_{ac}R. \quad (5.6)$$

donde $\Delta\beta$ representa el desajuste de fase. Los coeficientes κ_{dc} y κ_{ac} están expresados como:

$$\kappa_{dc} = n\omega\epsilon_0 \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \Delta n \xi \xi^* dx dy; \quad (5.7)$$

$$\kappa_{ac} = n\omega\epsilon_0 \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} v \frac{\Delta n}{2} \xi \xi^* dx dy = \frac{v}{2} \kappa_{dc}, \quad (5.8)$$

donde ω es la frecuencia angular, ϵ_0 es la permitividad en el vacío, Δn representa la perturbación del índice de refracción promedio introducido por la rejilla, v es la visibilidad y ξ es el campo de propagación modal. Una rejilla de fibra no-uniforme de longitud L se divide en M rejillas uniformes, esto significa en varias secciones como se ilustra en la Figura 5.3.

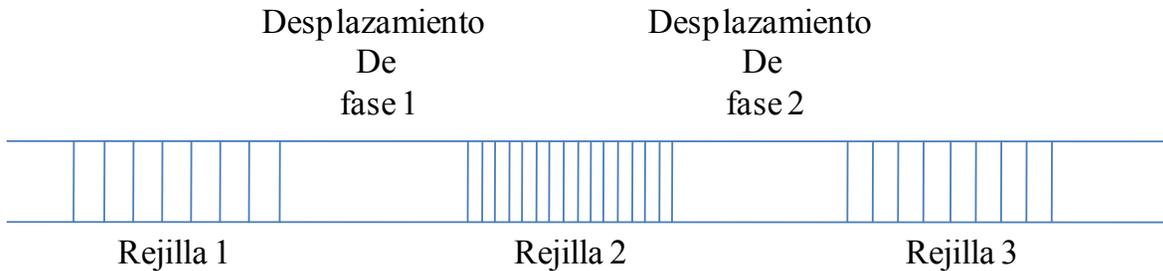


Figura 5.3. Diseño de una colección de rejillas, con su respectivo desplazamiento de fase dentro de una guía de onda.

La propagación a través de la i -ésima sección uniforme se describe mediante la matriz de transferencia F_i definida como:

$$\begin{pmatrix} R_i \\ S_i \end{pmatrix} = F_i \begin{pmatrix} R_{i-1} \\ S_{i-1} \end{pmatrix}, \quad (5.11)$$

donde, la matriz F_i para una sección está definida por la siguiente matriz:

$$F_i = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_i \Delta z_i) - j \frac{\kappa_i^{dc}}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i \Delta z_i) & -j \frac{\kappa_i^{ac}}{\gamma_i} \sin(\gamma_i \Delta z_i) \\ j \frac{\kappa_i^{ac}}{\gamma_i} \sin(\gamma_i \Delta z_i) & \cosh(\gamma_i \Delta z_i) + j \frac{\kappa_i^{dc}}{\gamma_i} \sinh(\gamma_i \Delta z_i) \end{bmatrix}, \quad (5.12)$$

donde $j = \sqrt{-1}$, R_i y S_i son las variaciones de amplitud lenta del modo fundamental que se propaga en la direcciones $+z$ y $-z$ respectivamente, γ_i es el coeficiente de acople definido como $\gamma_i = \sqrt{\kappa_i^2 - \sigma_i^2}$, donde $\sigma_i = \pi \left(\frac{2n_{eff}}{\lambda} - \frac{1}{N} \right)$, $\kappa_i = \frac{\pi}{\lambda} \Delta n_i$, λ es la longitud de onda y Δz_i es el grosor de la sección. Una vez conocidas todas las matrices para cada sección individual que se conocen, se definen las amplitudes de salida de la forma siguiente

$$\begin{pmatrix} R_M \\ S_M \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} R_0 \\ S_0 \end{pmatrix}; \quad (5.13)$$

$$F = F_M \cdot F_{M-1} \cdot \dots \cdot F_i \cdot \dots \cdot F_1, \quad (5.14)$$

el coeficiente de reflexión de la rejilla total está definido como $\rho_0 = S_0/R_0$ y el coeficiente de reflexión en potencia como $\Gamma = |\rho_0|^2$ ^{7, 8}. La desventaja principal de este método es que la matriz M no puede ser arbitrariamente grande, de aquí que la teoría de aproximación por modos acoplados no es válida cuando la sección uniforme de la rejilla es muy pequeña comparada con la longitud del periodo de la rejilla²². Motivo por el cual, se requiere la condición: $\Delta z \gg \Lambda$, la cual significa que se debe mantener la relación:

$$M \ll \frac{2n_{eff}L}{\lambda_D}, \quad (5.15)$$

donde λ_D , es la longitud de onda de diseño, el retraso de grupo y la dispersión de la luz reflejada se pueden determinar desde la fase de la amplitud del coeficiente de reflexión ρ_0 . De esta manera $\theta \equiv phase(\rho_0)$, entonces para una frecuencia local ω_0 se puede expandir θ en una serie de Taylor cerca de ω_0 . Así la primera derivada de $d\theta/d\omega$ es directamente proporcional a la frecuencia ω , esta cantidad puede ser identificada como el retraso del tiempo. De esta manera el retraso del tiempo τ (con unidades en picosegundos) para la luz reflejada en la rejilla viene expresado mediante la siguiente ecuación:

$$\tau = \frac{d\theta}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (5.16)$$

Finalmente, la dispersión D (con unidades de ps/nm) es la relación de cambio entre el retraso y la longitud de onda y se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$D(\lambda) = \frac{d\tau}{d\lambda} = \frac{2\tau}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2\theta}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\theta}{d\omega^2}. \quad (5.17)$$

Para el desplazamiento de fase, se introduce el concepto de la matriz de desplazamiento de fase F_{pi} entre los factores F_i y F_{i+1} en el producto de matrices en la Ecuación 5.14, para un desplazamiento de fase después de la i -ésima sección. Para una rejilla de Bragg la matriz de desplazamiento de fase se puede expresar mediante la siguiente ecuación:

$$F_{pi}^B = \begin{pmatrix} e^{-\frac{j\phi_i}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{j\phi_i}{2}} \end{pmatrix}, \quad (5.18)$$

y para la transmisión de la rejilla $F_{pi}^c = (F_{pi}^B)^*$, de esta manera se hace propagar las amplitudes de campo en la dirección $-z$ para la rejilla de Bragg pero la dirección $+z$ para la transmisión de las rejillas. De aquí, que ϕ_i es el desplazamiento en la fase de la rejilla misma para desplazamiento de fase discreto y para rejillas con diseños de superestructuras, esta se representa mediante la siguiente ecuación:

$$\frac{\phi_i}{2} = -\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \Delta z_0, \quad (5.19)$$

donde Δz_0 es la separación entre dos secciones de rejillas. Habiendo descrito la aproximación básica para calcular el espectro de reflexión y transmisión a través de una rejilla uniforme, en esta tesis se da un ejemplo del comportamiento de un par de rejillas que operan como un interferómetro de Gires-Tournois y se explica en detalle las propiedades ópticas para este dispositivo.

5.2.3. Resultados y discusión.

El NOLM incluye 100 m de fibra PMF, con una dispersión de -2 ps/nm-km en la región de los 1550 nm y un coeficiente Kerr no-lineal de $\gamma = 10 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Para tales valores de longitud, dispersión y de la duración de los pulsos considerados en esta tesis, el perfil de los pulsos es casi inalterado durante su propagación a través de la fibra y solamente su fase se modifica por medio del efecto Kerr. La Figura 2 muestra el espectro de la dispersión obtenida del DGTE. El índice de refracción efectivo calculado fue de $n_{eff} = 1.447$, para un periodo espectral de 535 nm el cual asegura un máximo de transmisión en la región de los 1550 nm . La rejilla de periodo débil tiene una longitud de 0.2 mm y los valores de la diferencia de índices de refracción están comprendidos entre 1.4×10^{-3} y 3.0×10^{-3} , con una visibilidad de $v = 1$, estos parámetros fueron usados en el modelo computacional, los cuales dieron como resultados un ancho de banda comprendido entre 8.3 nm y 8.4 nm aproximadamente, los valores para la reflectividad se fijaron en un intervalo entre 0.2 y 0.7, junto con los coeficientes de acoplamiento de $k_{ac} = k_{dc}/2$, comprendidos entre 27.5 cm^{-1} y 60.5 cm^{-1} ; la rejilla de periodo fuerte tiene una longitud de 1 mm , con una diferencia de índice de refracción de 2.0×10^{-3} , el cual dio como resultado un ancho de banda de

aproximadamente 2.6 nm , para una reflectividad del 99.9%, junto con un coeficiente de acoplamiento de $k_{ac} = k_{dc}/2 = 41.5 \text{ cm}^{-1}$.

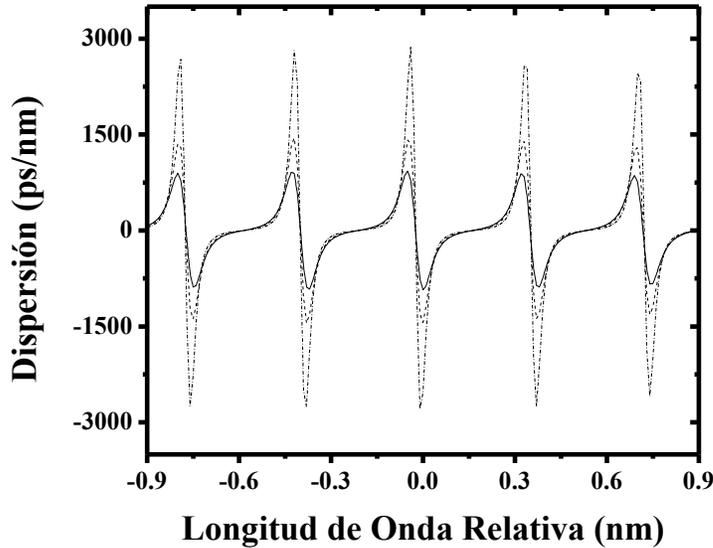


Figura 5.4. Espectro de la dispersión del DGTE con amplitudes de 900 ps/nm (curva continua), 1400 ps/nm (curva lineal punteada), 2800 ps/nm (curva punteada), para reflectividades de la rejilla débil de 0.25, 0.35 y 0.5, respectivamente. Los valores de la longitud de onda son relativos a 1550 nm .

La separación de las rejillas fue de 2 mm , originando un rango espectral libre (*Free Spectral Range*, FSR) de 46.8 GHz correspondiente a un periodo de 0.37 nm aproximadamente, como se muestran en las Figuras 5.4 y 5.5. Para tales valores, el tiempo de recorrido en el DGTE es lo suficientemente pequeño para los pulsos con una duración menor a aproximadamente 10 ps . La curva de la dispersión es casi periódica y presenta cinco canales [ver la Figura 5.4]. La amplitud de la curva depende fuertemente de la reflectividad de la rejilla de periodo débil.

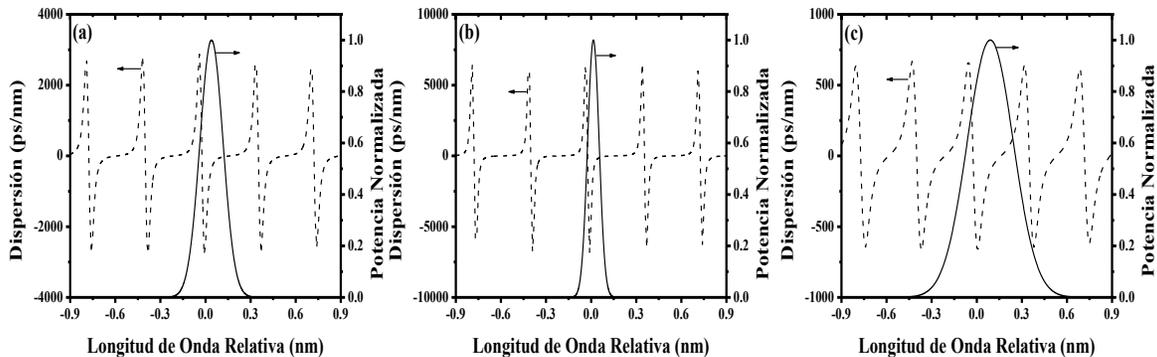


Figura 5.5. Espectro de los pulsos a FWHM para (a) $\Delta\lambda$, (b) $\Delta\lambda/2$, (c) $2\Delta\lambda$, con $\Delta\lambda = 0.18 \text{ nm}$. El espectro de la dispersión del DGTE se colocó (curva lineal) para comparación, las curvas corresponden para las reflectividades de 0.5 (a), 0.7 (b) y 0.2 (c) de la rejilla débil, en una longitud de onda relativa a los 1550 nm .

Se simuló el funcionamiento del NOLM con pulsos con chirp lineal, los cuales tienen el mismo ancho espectral a media altura, equivalentes a 22.5 GHz , unos 0.18 nm , para diferentes valores de chirp inicial. El chirp inicial es negativo, lo que significa que la

frecuencia instantánea decrece linealmente a través del pulso desde un extremo a otro. Para cada caso el espectro del pulso está centrado cerca de un mínimo en la curva de dispersión del DGTE [ver Figura 5.5a]. Por medio de la reflectividad de la rejilla de periodo débil, la curva de amplitud se ajusta para cada caso, para asegurar el máximo valor del factor F_p para el pulso que se propaga en el sentido CW después de pasar por el DGTE. Los resultados se mejoraron para cada caso mediante un ligero desplazamiento hacia las longitudes de onda más largas del espectro del pulso, desde el punto de mínima dispersión en un intervalo comprendido aproximadamente entre 10% y 15% del FSR. Para un ajuste óptimo de la dispersión se aseguro una óptima compresión del pulso y un mínimo de chirp residual. En la Tabla 5.1 se presentan los parámetros para cada caso como son: el chirp inicial, la duración inicial del pulso a media altura, el mínimo de dispersión óptima, la correspondiente potencia pico de entrada, el factor de compresión y el factor F_p . La potencia pico corresponde al máximo de la característica de la potencia pico en la salida, el cual asegura una máxima reducción de la fluctuación de amplitud. Su valor esta ligeramente diferente del valor de la potencia de conmutación P_π [ver Ecuación 5.1].

Chirp	T_{FWHM} (ps)	Dispersión (ps/nm)	Potencia pico de entrada (W)	Factor de compresión	F_p
-2	44	-900	8.2	2.8	1.7
-3	62	-1400	6.4	3.2	2.0
-4	81	-1800	5.7	3.5	2.2
-5	100	-2200	5.0	3.9	2.3
-6	119	-2800	4.7	4.2	2.4

Tabla 5.1. Valor de los parámetros usados en las simulaciones para $\Delta\lambda = 0.18$ nm, resultando en la potencia pico de entrada, factor de compresión el cual se definió como relación entre la duración del pulso de entrada y la salida en el NOLM y el factor F_p .

Para todos los parámetros del pulso listados en la Tabla 5.1, el ancho espectral inicial tiene el mismo valor; el cual es más o menos la mitad de un FSR. En la Figura 5.5 se muestran los resultados de la compresión del pulso, cuando la potencia pico de entrada se ajusta con la máxima potencia de conmutación en la salida del NOLM para valores de chirp comprendidos entre $C = -2, -4$ y -6 . En la Figura 5.5 también se observa que el dispositivo comprime los pulsos a una duración a media altura de 15.6 ps, 23.3 ps y 28.0 ps, en la salida del NOLM, respectivamente. Estos valores son comparables con la duración de 19.6 ps del pulso al límite de la transformada de Fourier (*Transformed Limited*, TL) teniendo la misma amplitud espectral que el pulso de entrada [ver las Figura 5.6 (curvas lineal-punteadas)], además los resultados dan a conocer que el chirp no es completamente eliminado, esto se demuestra mediante el valor del producto tiempo-ancho de banda en la salida del NOLM, cuyos resultados obtenidos fueron los siguientes: 0.93, 0.79 y 0.70 > 0.441. Estos valores se deben en gran medida a la ampliación del espectro el cual está asociado con la SPM, el cual también hace posible que en la salida, el pulso sea más corto que el TL del pulso de entrada, esto se puede observar para el caso $C = -2$.

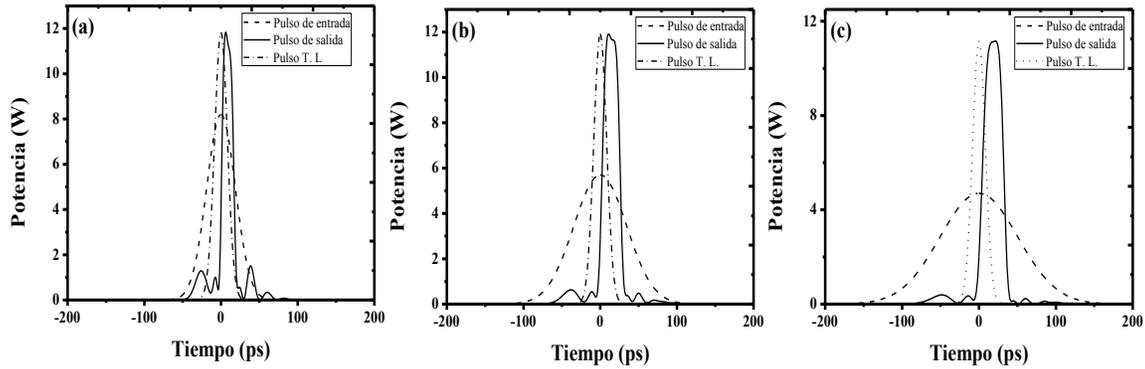


Figura 5.6. Perfil de potencia del pulso en la entrada del NOLM (curva discontinua) y potencia de salida (curva lineal), para chirp de (a) $C = -2$, (b) $C = -4$ y (c) $C = -6$, todos los parámetros están listados en la Tabla 1. La curva lineal punteada muestra el perfil temporal TL del espectro del pulso de entrada.

La Figura 5.6, muestra también la existencia de lóbulos laterales que acompañan la compresión del pulso. La magnitud de estos lóbulos laterales depende fuertemente del valor del chirp inicial: son más intensos para valores muy pequeños del chirp inicial y casi desaparecen para valores de chirp comprendidos entre -4 y -6 . La forma no uniforme del espectro de dispersión del DGTE sobre el espectro del pulso [ver figura 5.5a] es responsable de la aparición de lóbulos laterales en los pulsos que se contra-propagan en el NOLM; sin embargo, estas componentes de baja potencia interfieren destructivamente y son eliminadas en la salida del NOLM. Por otro lado, los resultados de la simulación muestran que los lóbulos laterales se observan en la salida del NOLM, aun si el espectro de la dispersión del DGTE se cambia por un espectro uniforme. La causa principal en la aparición de estos intensos lóbulos laterales en la salida del NOLM es el efecto que la SPM tiene sobre el pulso que se propaga en el sentido CCW. Aunque este efecto no modifica el perfil temporal del pulso a través de la PMF, esto induce una característica en forma de S en el perfil de la frecuencia instantánea a través del pulso²⁰, que se suma al perfil lineal inicial. Cuando el pulso que se propaga en el sentido CCW atraviesa la fuerte dispersión del DGTE, las nuevas componentes espectrales generadas (desplazadas hacia el rojo y el azul), están temporalmente separadas del pulso principal comprimido, así se incrementan los lóbulos laterales. Por otra parte el pulso que se propaga en el sentido CW no sufre el efecto de la SPM antes de entrar al DGTE, y presenta lóbulos laterales más pequeños.

Con el fin de tener una mejor comprensión de la dependencia de la intensidad de los lóbulos laterales sobre un chirp inicial, en la Figura 5.7 se observan los perfiles para los pulsos que se propagan en el sentido CW y CCW a través del NOLM, justamente antes de que ellos interfieran en el acoplador, para $C = -2$ [ver Figura 5.6c, d] y $C = -6$ [ver Figura 5.6a, b]. Para el primer caso, los lóbulos laterales del pulso que se propaga en el sentido CCW son mucho más fuertes que para el pulso que se propaga en el sentido CW. Esto muestra una fuerte contribución del efecto de la SPM en la formación de los lóbulos laterales del pulso en la propagación CCW, debido al valor relativamente alto de la potencia de entrada para la conmutación [ver la Tabla 5.1]. Cuando el chirp inicial es moderado, el pulso que se propaga en sentido CW presenta un potencial limitado para la compresión y el factor F_p es pequeño. La diferencia de potencia pico entre los pulsos CW y CCW es de esta forma pequeña, lo que incrementa la potencia de conmutación [ver Ecuación 5.1]. Por otra parte en el caso de $C = -6$, un gran factor de compresión y un

aumento importante de la potencia pico se obtienen para el pulso que se propaga en sentido CW, el cual reduce la potencia de conmutación. En este caso, la potencia pico del pulso en el sentido CCW es pequeña por lo que es poco afectada por el efecto de la SPM. Los lóbulos laterales emergentes para ambos pulsos que se propagan en el sentido CW y CCW, son casi exclusivamente debido al espectro de dispersión no-uniforme del DGTE, así que ellos son aproximadamente iguales en amplitud, y son casi completamente eliminados cuando interfieren destructivamente en la salida del NOLM [ver Figura 5.6c].

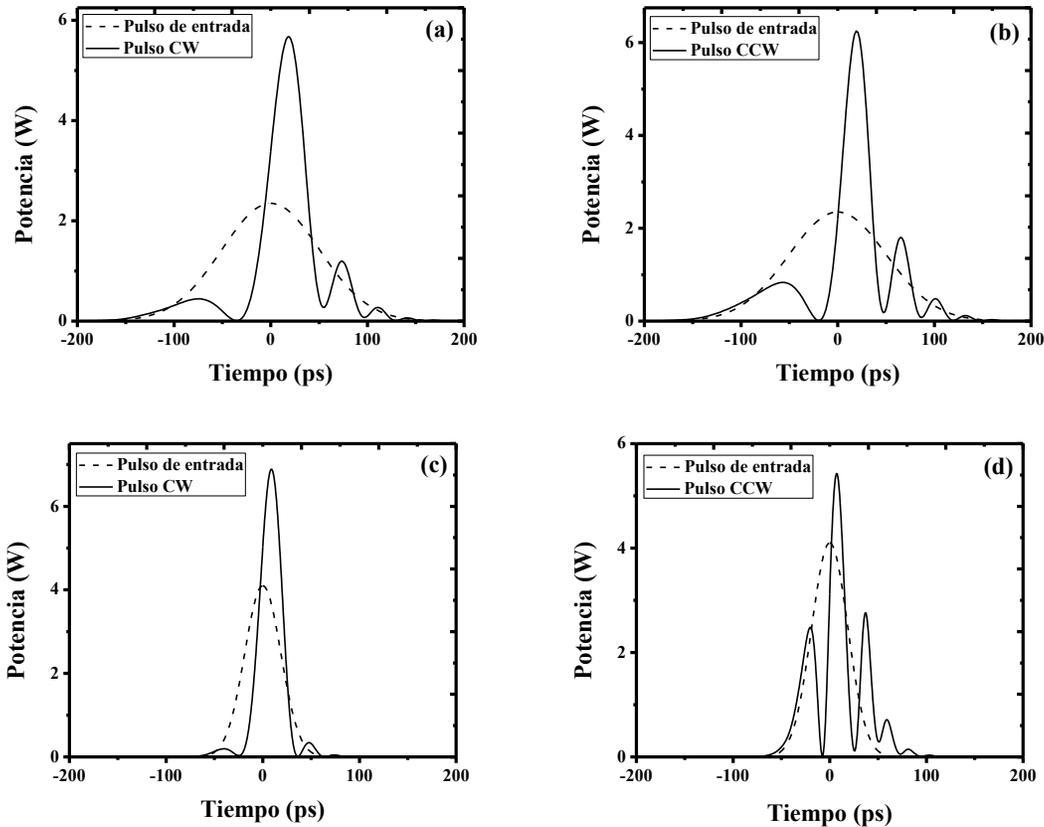
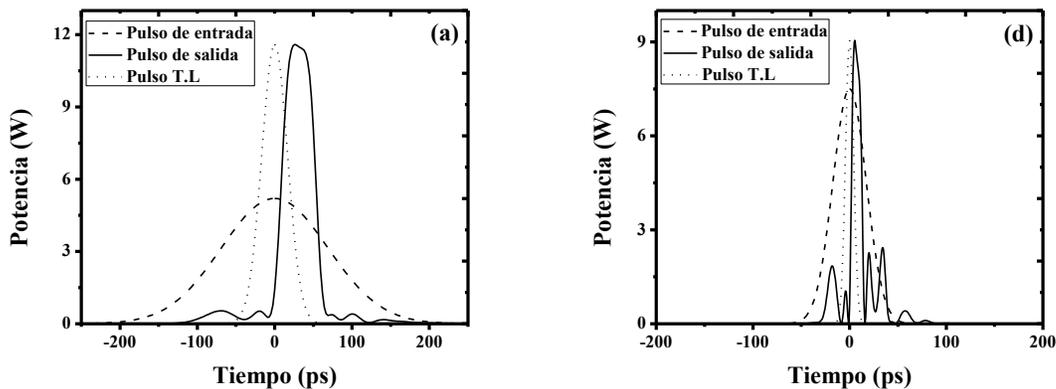


Figura 5.7. Perfil de los pulsos (a-c) CW y (b-d) CCW, cuando entran al NOLM (curva discontinua) y antes de recombinarse en el acoplador (curva continua), para un chirp inicial de $C = -6$ (curvas a, b) y $C = -2$ (curvas c, d). Los demás parámetros son los mismos que los mostrados en la Tabla 1.

También en la Tabla 5.1, se muestra que el factor de compresión es sustancialmente más alto que el factor de mejoramiento de potencia F_p . Existen dos razones principales para esto. Primero F_p se reduce como consecuencia de la reducción de la energía del pulso que se propaga en sentido CW cuando este pasa por el DGTE, debida a que parte de la energía se transfiere a los lóbulos laterales. La segunda razón es que la transmisión no-lineal del NOLM mejora la compresión del pulso, la cual no es exclusivamente debido al DGTE. Así cuando la potencia pico se ajusta cerca de la potencia crítica P_π la transmisión del pico de potencia a través del NOLM esta maximizada mientras que los bordes del pulso sufren alta pérdida. Como se menciona anteriormente, la no-uniformidad del espectro de la dispersión del DGTE es responsable de la aparición de los lóbulos laterales presentes en la compresión del pulso, mientras que las componentes de la frecuencia en los bordes del espectro conllevan a valores más bajos o casi cero de la dispersión o inclusive valores positivos,

como se observa en la Figura 5.5, así que estas componentes no se reagrupan en la parte central del pulso y tienden a formar lóbulos laterales. Si el efecto de la SPM no es significativo para el pulso que se propaga en el sentido CCW, estos lóbulos laterales son reflejados por la acción del NOLM y prácticamente desaparecen en la salida del dispositivo, y una buena calidad en la compresión se observa aun si el espectro de la señal se expande sobre la mayor parte del FSR del DGTE, un rango sobre el cual su dispersión varía ampliamente e inclusive cambia de signo. Se puede esperar sin embargo que la capacidad de compresión del dispositivo está limitada cuando el ancho de banda de la señal se incrementa para una FSR dado. Con el fin de analizar el efecto del ancho de banda de la señal en el desempeño del dispositivo, se consideran un ancho espectral dos veces menor o mayor al ancho de banda considerado anteriormente, esto es $\Delta\lambda/2$ y $2\Delta\lambda$ [ver las Figuras 5.5b y 5.5c]. El chirp inicial fue de $C = -4$ para ambos casos [ver Figura 5.6b]. Para el caso de $\Delta\lambda/2$ [ver las Figuras 5.5b, y 5.8a-5.8c], la calidad de la compresión es ligeramente mejor que en la Figura 5.6b, con una duración del pulso de salida cerca al límite de la transformada del pulso de entrada, $F_p = 2.23$ y una potencia pico de 5.2 W para la reducción del ruido de amplitud. Los lóbulos laterales son ligeramente menores que en el caso de la Figura 5.6b, debido a un pequeño valor de la potencia de entrada. Cambios más drásticos se observan cuando el ancho de banda de la señal se duplica [ver Figuras 5.8d-5.8f]. Para este caso el espectro del pulso se extiende más allá de un FSR y, las componentes de frecuencia con una intensidad considerable aparecen para valores de cero a uno para valores positivos de la dispersión [ver Figura 5.5c]. Como consecuencia, una porción sustancial de la energía del pulso que se propaga en el sentido CW se transfiere a los lóbulos laterales después de pasar a través del DGTE [comparar las Figuras 5.8b y 5.8e], y el factor F_p es severamente degradado desde $F_p = 2.2$ a 1.74 , aun si la duración del pulso está reducida y cercana a el TL del pulso de la señal de entrada. La reducción del factor F_p causa un incremento de la P_π [ver Ecuación 5.1] y de la potencia pico a 7.5 W , el cual genera lóbulos laterales inducidos por el efecto de la SPM, para la señal que se propaga en el sentido CCW. La Figura 5.8f muestra que estos lóbulos laterales casi alcanzan la intensidad del pulso principal. Debido a la gran asimetría entre los lóbulos laterales de los pulsos que se contrapropagan, ellos no son completamente eliminados por la acción del NOLM en la salida, y la forma de onda de la salida presenta grandes lóbulos laterales [ver Figura 5.8d].



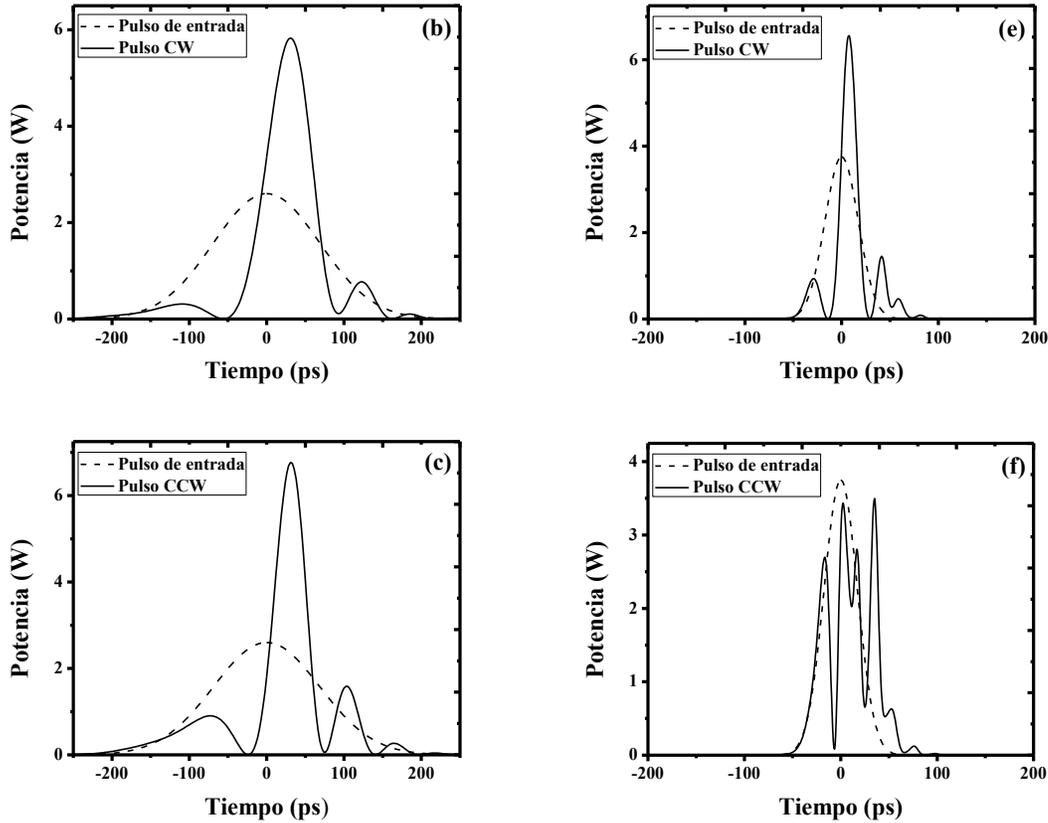


Figura 5.8. Las curvas a, b y c se obtuvieron para un $T_{FWHM} = 162 \text{ ps}$, un chirp de $C = -4$, una dispersión de $D = -6800 \text{ ps/nm}$ y la potencia pico de entrada fue de 5.2 W . Las curvas d, e y f se obtuvieron para un $T_{FWHM} = 40.5 \text{ ps}$, un chirp de $C = -4$, una dispersión de $D = -660 \text{ ps/nm}$ y la potencia pico de entrada fue de 7.5 W . Las curvas a y d, representan el perfil del pulso en la entrada y salida del NOLM (curvas discontinua y continua) y perfil temporal del TL del espectro del pulso de entrada (curva discontinua). b y e: representan el perfil del pulso CW entrando al NOLM (curva discontinua) y antes de interferir en el acoplador (curva continua). c y f representan el perfil del pulso CCW cuando entra al NOLM (curva discontinua) y antes de interferir en el acoplador (curva continua).

La Figura 5.9 presenta el porcentaje de la energía de los pulsos a la salida del NOLM incluido en los lóbulos laterales, como una función del chirp inicial, para diferentes valores del ancho espectral considerado en este trabajo como lo son: $\Delta\lambda/2$, $\Delta\lambda$ y $2\Delta\lambda$, cuando la dispersión del DGTE se optimizó para cada caso. En los dos primeros casos ($\Delta\lambda/2$ y $\Delta\lambda$), donde el espectro del pulso permanece confinado principalmente en un FSR, el DGTE asegura una buena compresión del pulso con baja energía en los lóbulos laterales para valores altos de chirp inicial. El gran valor en el factor de F_p asegura una moderada potencia de conmutación y de esta forma el pulso que se propaga en el sentido CCW es poco afectado por el efecto de la SPM, el cual resulta en valores muy pequeños en la energía de los lóbulos laterales en la salida de NOLM. Estos valores se incrementan gradualmente así como el chirp descende, la compresión a través del DGTE se hace menos eficiente y, para valores pequeños del factor F_p se va aumentando la potencia de conmutación causando un sustancial efecto de la SPM y aumentando los lóbulos laterales en el sentido de propagación CCW del pulso, los cuales son transmitidos a la salida del NOLM. En el caso del espectro más amplio sin embargo el cual se extiende más allá de un

FSR, los lóbulos laterales en la salida del NOLM son muy grandes para todos los valores iniciales de chirp, como una gran fracción de la energía del pulso corresponde a valores de dispersión que bajan a cero o inclusive se vuelven positivos, se separa del pulso principal a través del DGTE, el cual induce una severa degradación del factor F_p e incremento de la potencia de conmutación y causa grandes lóbulos laterales debido a la SPM para el pulso que se propaga en el sentido CCW, los cuales son transmitidos en la salida del NOLM, muy independientemente del valor inicial del chirp.

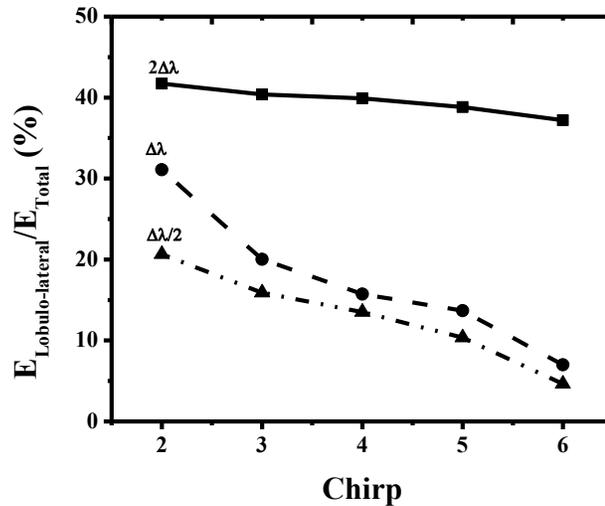


Figura 5.9. Energía de los lóbulos laterales en función del chirp inicial y el ancho espectral $\Delta\lambda = 0.18 \text{ nm}$.

Para ilustrar la acción de reducción del ruido de amplitud en el dispositivo, la Figura 5.10 muestra un ejemplo del diagrama del ojo obtenido en la entrada y salida del regenerador. La señal de entrada se degrada debido a la gran cantidad de ruido de amplitud Gaussiano, presentando interferencia inter-símbolo. La potencia pico promedio en la entrada para estados lógicos de valor “unos”, es de 4.7 W y la desviación estándar del ruido de amplitud es del 10%, mientras que el promedio de la potencia pico en la entrada para ceros lógicos es de 0.6 W y su desviación estándar es del 50% como se observa en la Figura 5.10a. La potencia pico promedio de entrada para los unos lógicos, se ajusta para el máximo de la potencia de salida del NOLM. La Figura 5.10b muestra que el ruido tanto en las marcas como en los ceros es fuertemente reducido en la salida del dispositivo. La desviación estándar del ruido para los unos en la salida es del 2% para un promedio de potencia pico de 11.2 W . y se observa que la interferencia inter-símbolo es suprimida y la apertura del diagrama de ojo se ensancha después de ser transmitida la señal en el dispositivo regenerador. Se observa finalmente una mayor calidad del pulso, además se puede obtener en particular una mayor reducción de los lóbulos laterales y una mejor compresión del pulso si la señal se propaga en un enlace de fibra óptica seguido de un NOLM a través de la interrelación entre la dispersión anormal y el efecto Kerr no-lineal²³. Así se puede pensar que el esquema propuesto puede ser útil tanto como un elemento pre-receptor y dentro del marco de la regeneración en-línea.

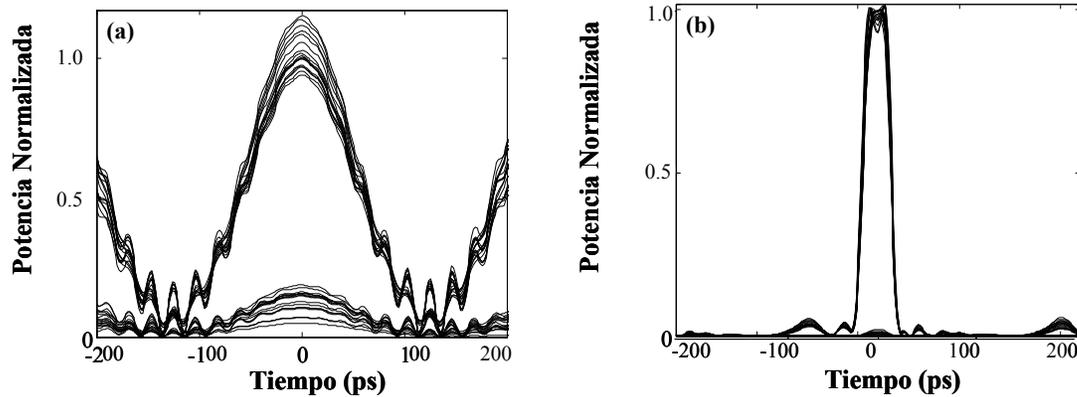


Figura 5.10. Diagrama del ojo obtenido en el regenerador, para: (a) entrada y (b) salida de un tren de datos a 4 GHz, presentando ruido de amplitud Gaussiano y un promedio de la potencia de entrada de 4.7 W. La duración del pulso de entrada es de $T_{FWHM} = 119$ ps, para un chirp de $C = -6$, la potencia de salida promedio es de 11.2 W, y la duración del pulso de salida es de aproximadamente 28 ps.

Aunque un gran número de esquemas del NOLM fueron propuestos para compresión de pulsos ópticos, supresión de pedestal, ecualización de amplitud o regeneración de señales, en particular basados en el uso de un acoplador asimétrico^{12, 13, 15}, atenuadores^{14, 15} o retardadores de onda²⁴, ellos no desarrollan una compensación del chirp, lo cual debería ser incluido para una regeneración completa. El NOLM desbalanceado en dispersión¹⁶, el cual incluye dos secciones de fibra con diferentes valores de dispersión, podría ser usado para compensar la dispersión también, sin embargo grandes secciones de fibra dispersiva se necesitarían en el lazo para la regeneración de datos con altos valores de chirp. Por otro lado, el esquema propuesto en este trabajo incluye un DGTE de fibra con solamente unos milímetros de longitud pero con valores de dispersión de varios miles de ps/nm , lo cual constituye un dispositivo más compacto el cual es capaz de desarrollar una operación tal como la compresión del pulso, supresión de pedestal y la ecualización de amplitud junto con la compensación de la dispersión, aunque el chirp no es completamente eliminado y los pulsos están acompañados por lóbulos laterales en la salida del NOLM.

5.3. Conclusiones.

Como conclusión, se ha propuesto y estudiado a través de simulaciones numéricas un novedoso esquema del NOLM que incluye un DGTE hecho de dos rejillas de Bragg de fibra, para la compresión y reducción del ruido de amplitud de señales pulsadas ultracortas chirpeadas. Aunque el chirp no es completamente eliminado, una compresión de los pulsos por debajo de la duración de la transformada-límite de los pulsos de entrada se obtiene en la salida del NOLM, para una elección apropiada de la dispersión del DGTE. Si la potencia de entrada se ajusta al máximo de la característica de potencia de salida del NOLM, entonces la fluctuación de amplitud sobre las marcas es sustancialmente reducida, así como la potencia óptica en los ceros. La interferencia inter-símbolo es sustancialmente reducida también. La compresión de los pulsos de salida está también acompañada por la aparición de lóbulos laterales. Los lóbulos laterales aparecen con los pulsos que se contra-propagan después de la compresión a través del DGTE como consecuencia de la gran variación del espectro de la dispersión del DGTE. Si el chirp inicial es grande, sin embargo, los lóbulos

laterales de los pulsos que se propagan en sentidos CW y CCW tienen casi la misma amplitud, así que ellos están fuertemente reducidos en la salida del NOLM debido a la interferencia destructiva. Esto sucede aun si el espectro del pulso se extiende sobre casi un FSR completo del DGTE. Este resultado es particularmente interesante en la práctica, esto significa que con ayuda de una estructura del interferómetro de Sagnac, la compensación del chirp puede ser desarrollada sin la necesidad de elaborar dispositivos compensadores de dispersión presentando un espectro de dispersión uniforme, como rejillas de Bragg chirpeadas y apodizadas. Si el chirp inicial es pequeño, por otra parte, aparecen grandes lóbulos laterales a la salida del NOLM debido al efecto de la SPM el cual aumenta los lóbulos laterales en el pulso que se propaga en sentido CCW solamente. Los grandes lóbulos laterales también aparecen si el ancho de banda del pulso excede el FSR, así que el FSR y la separación entre dos rejillas de Bragg que hace parte del DGTE ultimadamente limitan el desempeño del dispositivo en términos del máximo ancho de banda o de la mínima duración TL del pulso que puede ser regenerado. En este trabajo, mostramos que un pulso comprimido por debajo de aproximadamente 20 ps puede ser obtenido con un FSR de 46.8 GHz, correspondiendo a una separación de las rejillas de 2 mm. Para pulsos más cortos, el FSR puede ser incrementado por medio del acortamiento en la separación de las rejillas o por el traslape de las rejillas. Creemos que este estudio será útil para el desarrollo de regeneradores ópticos para sistemas de transmisión ópticas.

5.4. Referencias.

1. J. Voltech, M. Karafek, J. Redil, Experimental comparison of all-optical methods of chromatic dispersion compensation in long haul transmission at speeds of 10 *Gbit/s*, *J. opt. Net.* **6**, 1340-1348 (2007).
2. Z. Jiang, S. -D. Yang, D. E. Leaird, M. Weiner, Fully dispersion-compensated 500 fs pulse transmission over 50 *km* single-mode fiber, *Opt. Lett.* **30** (2005) 1449-1451.
3. F. Ouellette, Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides, *Opt. Lett.* **12**, 1340-1348 (1987) .
4. S. Thibault, J. Lauzon, J. F. Cliché, J. Martín, M. A. Duguay, M. Tetu, Numerical analysis of the optimal length and profile of a linearly chirped fiber Bragg grating compensation, *Opt. Lett.* **20**, 647-649 (1995).
5. F. Gires and P. Tournois, Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence, *C. R. Acad. Sci. Paris* **258**, 6112 (1964).
6. M. Hacker, G. Stobrawa, K. Sauerbrey, Femtosecond-pulse sequence compression by Gires-Tournois interferometers, *Opt. Lett.* **28**, 209-211 (2003).
7. M. Moenster, U. Griebner, W. Richter, G. Steinmeyer, Resonant Saturable Absorber Mirror for Dispersion Control in Ultrafast Lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* **43**, 174-181 (2007).
8. W. Xiu-Lin, H. Wen-Cai, Z. Yu, C. Zhi-Ping, Design and analysis on a Gires-Tournois resonator based interleave, *Optoelectron. Lett.* **5**, 51-53 (2009).
9. X. Shu, K. Sugden, K. Byron, Bragg-grating-based all-fiber distributed Gires-Tournois etalons, *Opt. Lett.* **28**, 881-883 (2003).
10. X. Shu, K. Sugden, I. Bennion, Dual-direction Gires-Tournois etalon based on a single complex fiber Bragg grating, *Opt. Lett.* **31**, 2263-2265 (2006).
11. X. Shu, K. Sugden, I. Bennion, Virtual Gires-Tournois etalons realized with phase-modulated wideband chirped fiber grating, *Opt. Lett.* **32**, 3546-3548 (2007).
12. N. J. Doran, D. Wood, "Nonlinear optical loop mirror, *Opt. Lett.* **13**, 56-58 (1998).
13. K. Smith, N. J. Doran, P. G. J. Wigley, Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror, *Opt. Lett.* **15**, 1294-1296 (1990).
14. M. Attygalle, A. Normalathas, H. F. Liu, "Novel technique for reduction of amplitude modulation of pulse strain generated by subharmonic synchronous mode-lock laser", *IEEE Phot. Technol. Lett.* **14**, 543-545 (2002).
15. L. Chusseau, E. Delevaque, 250-fs optical pulse generation by simultaneous soliton compression and shaping in a nonlinear optical loop mirror including a weak attenuation, *Opt. Lett.* **19**, 734-736 (1994).
16. W. S. Wong, S. Namiki, M. Margalit, H. A. Haus, E. P. Ippen, Self-switching of optical pulse in dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors, *Opt. Lett.* **22**, 1150-1152 (1997).
17. Y. Ding, Y. Wang, Z. Li, L. Tan, J. Liu, S. Li, Hybrid-type passively and actively modelocked fiber laser with a DI-NOLM, *Chinese Opt. Lett.* **1** (2003) 286-288.
18. V. Annovazzi-Lodi, S. Donati, S. Merlo, A. Leona, All-fiber Faraday rotator made by a multiturn figure-of eight coil with matched birefringence, *J. Lightwave Technol.* **13**, 2349-2353 (1995).

19. T. F. Carruthers, I. N. Duling III, 10-GHz, 1.3-ps erbium fiber laser employing soliton pulse shortening, *Opt. Lett.* **21**, 1927-1929 (1996).
20. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic press, San Diego, 1995.
21. R. Kashyap, "Fiber Bragg Grating", *Optics and Photonics*, Academic press, San Diego, 1999.
22. A. Othonos, K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House, Boston, 1999.
23. M. Bello-Jimenez, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, M. Duran-Sanchez, Soliton extraction from a bunch of solitons resulting from pulse breakup by using a nonlinear optical loop mirror, *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, 1456-1462 (2009).
24. O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, F. Gutierrez-Zainos, U. Ruiz-Corona, J. T. Camas-Anzueto, "High-order amplitude regularization of an optical pulse train using a power-symmetric NOLM with adjustable contrast", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 154-156 (2005).
25. J. Kuhl and J. Heppner, *IEEE Trans. Quantum Electron.* **QE-22**, 182 (1986).
26. A. H. Gnauck, L. J. Cimini, J. Stone, and L. W. Stulz, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 585 (1990).
27. L. M. Lunardi, D. J. Moss, S. Chandrasekhar, L. L. Buhl, M. Lamont, S. McGlaughlin, G. Randall, P. Colbourne, S. Kiran, and C. a. Hulse, *J. Lightwave Technol.* **20**, 2136 (2002).
28. L. Stampoulidis, K. Vyrsoinos, P. Backopoulos, G. Guekos, H. Avramopoulos, Optical pulse compression in a polarization insensitive non-linear loop mirror, *Opt. Commun.* **238** 105-111 (2004).
29. A. González-García, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, R. Grajales-Coutiño. Optical pulse compression and amplitude noise reduction using a non-linear optical loop mirror including a distributed Gires-Tournois etalon *Opt. & Laser Technol.* **42**, 1103-1111 (2010).

Capítulo 6

Generación de pulsos ultracortos ajustables en duración mediante un láser de figura ocho de amarre de modos pasivo.

En este Capítulo se propone un estudio experimental de un novedoso esquema para un láser de amarre de modos pasivo de figura ocho, basado en un espejo de lazo óptico no lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM) desbalanceado en polarización. A diferencia de las estructuras convencionales desbalanceado en potencia, el NOLM usado para propósitos de ser utilizado en el láser es buscando una rotación de polarización no-lineal (*Nonlinear Polarization Rotation*, NPR) entre los campos contrapropagantes para obtener la conmutación. Para este experimento se utilizó un estado de polarización lineal a la entrada del NOLM. El estado de polarización se controló en el NOLM mediante la orientación de una placa retardadora de media onda y de esta manera es posible ajustar la potencia de conmutación del NOLM. Esta propiedad es importante en el diseño de láseres de figura ocho. Debido a que la potencia de conmutación se puede rápidamente fijar a un valor asegurando una operación de amarre de modo estable, sin tener que cortar el lazo y modificar de esta manera la longitud del NOLM. Por otro lado se observa que para una operación de pulsos estables estos se mantienen para un rango amplio en la orientación del ángulo para el estado de polarización lineal en la entrada del interferómetro de Sagnac mientras que las propiedades del pulso varían en un rango bastante amplio. En particular el ancho espectral varía en un rango entre 16 nm y 52 nm. Esta variación espectral está asociada con la variación de las propiedades temporales del pulso. Este resultado se puede explicar por el efecto del ángulo del estado de la polarización en la entrada el cual nos permite controlar la potencia crítica de conmutación del NOLM y que afecta las características de los pulsos. De esta manera este dispositivo ofrece una forma conveniente para ajustar las propiedades de los pulsos en particular sus anchos espectrales y duraciones, simplemente controlando la orientación del ángulo de la placa retardadora de media onda en la cavidad de anillo del láser de figura ocho, una propiedad que es muy atractiva para muchas aplicaciones.

6.1. Introducción.

Los láseres de fibra de amarre de modos pasivo, tienen un sin número de ventajas como por ejemplo son fáciles de construir, simples, compactos y son fuentes de pulsos ultra cortos de bajo costo que son atractivos para muchas aplicaciones. Con tales dispositivos, el funcionamiento en régimen pulsado requiere de la presencia de un absorbedor saturable dentro de la cavidad, el cual genera la conmutación del láser. En los llamados láseres de arquitectura de figura ocho¹, la conmutación se genera mediante las características de la transmisión no-lineal del NOLM², o en forma alternativa un espejo de lazo óptico amplificado no-lineal (*Nonlinear Amplifying Loop Mirror*, NALM), el cual se introduce en la cavidad en anillo. La característica no-lineal del NOLM es debida a la diferencia de fase no-lineal inducido por el efecto no-lineal Kerr entre los haces que se contrapropagan

dentro del lazo y toma la forma de una función casi sinusoidal la cual está en función de la potencia de entrada. El amarre de modos pasivo se observa generalmente cuando la característica de conmutación no-lineal se ajusta para asegurar una baja transmisión a baja potencia de entrada para las componentes de onda continua de la señal, mientras que potencias pico demasiado altas se benefician de una alta transmisión, lo cual favorece el régimen de laseo pulsado. Un importante parámetro en la característica de conmutación es la potencia de conmutación P_π la cual se obtiene cuando la diferencia de fase de los haces contrapropagantes tienen un desfase de π . Si la característica es parcial para un mínimo de baja potencia, la máxima transmisión se obtiene para P_π . Si este máximo es demasiado grande o demasiado pequeño, los pulsos sufren de altas pérdidas dentro de la cavidad, y una transición puede ocurrir para cualquier operación de onda continua o amarre de modo de múltiples pulsos. Un régimen de múltiples pulsos no es muy deseado debido a los problemas de sincronización. De esta manera la potencia de conmutación debe fijarse apropiadamente para una operación de amarre de modo estable para un pulso. Además, debido a que la relación entre los valores de la transmisión de los valores de alta y baja potencia de los pulsos depende de P_π , al ajustar este parámetro se modifican las propiedades de los pulsos, en particular sus duraciones, potencia pico y espectro óptico. La disponibilidad de crear fuentes de láseres de pulsos ultracortos con ajustes en las características del pulso, en particular para ajustar su duración y el ancho espectral es muy atractiva para muchas aplicaciones. Algunas referencias muestran que en los láseres de amarre de modos pasivos la duración del pulso está fuertemente relacionada con la dispersión y la longitud de la cavidad^{1, 4-7}. En el marco de todos los láseres todo fibra, estos parámetros son usualmente fijados en el proceso de fabricación, excepto para la dispersión si la longitud de onda de operación se cambia sobre un amplio rango⁸. La duración del pulso se puede variar mucho más a través de las pérdidas en la cavidad^{1, 4} o a través de la potencia de bombeo⁴, a cambio de pagar el costo con grandes cambios en la energía del pulso. Para esquemas convencionales del NOLM, la potencia de conmutación depende tanto de la longitud del lazo así como la relación del acoplador. Cuando se diseña un láser de figura ocho, la longitud del lazo se puede adaptar para una operación de régimen pulsado apropiado. Ajustes continuos se presentan con la potencia de conmutación cuando se utilizan acopladores con una relación de acople variable⁹, sin embargo, cambiando la relación de acople también altera la transmisión de baja potencia del NOLM, el cual es un parámetro crítico para operaciones en régimen pulsado¹⁰. Mientras que en esquemas convencionales del NOLM, la conmutación se produce debido a desbalances en la potencia de los pulsos que se contrapropagan dentro del lazo, un diseño alternativo fue propuesto¹¹ basado en la asimetría de la polarización. Usando un acoplador 50/50, el dispositivo es simétrico en potencia y asimétrico en la polarización debido a la introducción de un retardador de un cuarto de onda (*Quarter Wave Retarder*, QWR) en el NOLM. La NPR reemplaza a la automodulación de fase (*Self Phase Modulation*, SPM), como el efecto fundamental no-lineal que provoca la conmutación. A la fibra se le aplica torsión para eliminar la evolución de la polarización aleatoria a lo largo del lazo, e incrementar la robustez del dispositivo contra las perturbaciones ambientales. Entre las ventajas del dispositivo está la flexibilidad de su característica de conmutación no-lineal, el cual se puede ajustar mediante la orientación del ángulo del QWR o al elegir el estado de polarización en la entrada del NOLM.

La generación de pulsos en el orden de los sub-picosegundos, mediante un láser de figura ocho el cual incluye un NOLM, se demostró experimentalmente¹². También se demostró

que para un ajuste preciso de la transmisión a baja potencia del NOLM mediante la orientación de la QWR permite la operación de auto-amarre de modo¹⁰. Introduciendo un filtro pasabanda en la cavidad del láser se demostró la sintonización en longitud de onda de los pulsos en el orden de los picosegundos¹³. Finalmente se demostró que controlando el ángulo del estado de polarización en la entrada del NOLM, la potencia de conmutación se puede ajustar continuamente entre un valor mínimo e infinito, sin afectar la transmisión a baja potencia. En esta tesis se propone y demuestra experimentalmente un nuevo esquema del láser de figura ocho que se basa en el esquema de desbalance de la polarización en el NOLM, cuya potencia de conmutación se controla a través de la variación del ángulo del estado de polarización en la entrada. En el régimen de amarre de modo estable se observó que para un rango en la variación del ángulo del estado de polarización, las propiedades tanto temporales como espectrales de los pulsos generados son graduables sobre este rango.

6.2. Principio de funcionamiento.

El láser de figura ocho (*Figure Eight Laser*, F8L) está formado por un NOLM y éste está formado por un acoplador simétrico, fibra birrefringente con alta torsión y una placa retardadora de cuarto de onda insertada asimétricamente en el lazo para romper la simetría de polarización del esquema. Este dispositivo, se describe en detalle en las Referencias 11 y 12. En ellas se demuestra que la evolución de la fase de los eigenmodos en la fibra torcida se describe mediante las siguientes ecuaciones no-lineales de Schrödinger acopladas:

$$j\partial_z S_+ = \left[-\mu - \frac{3}{2}P_N + \frac{1}{4}P_N \sin^2(\phi_0) + \frac{1}{2}P_N A_S \left(\cos^2(\phi_0) - \frac{1}{2}\sin^2(\phi_0) \right) S_+ \right], \quad (6.1)$$

$$j\partial_z S_- = \left[\mu - \frac{3}{2}P_N + \frac{1}{4}P_N \sin^2(\phi_0) - \frac{1}{2}P_N A_S \left(\cos^2(\phi_0) - \frac{1}{2}\sin^2(\phi_0) \right) S_- \right], \quad (6.2)$$

donde ϕ_0 está definido por la relación entre la torsión y la birrefringencia de la fibra y A_S es el parámetro de Stokes. Para una fibra altamente torcida, $\phi_0 = 0$ y $A_S = |S_+|^2 - |S_-|^2$, donde S_+ y S_- son las componentes de los campos circularmente polarizadas (C_+ y C_-). Para un acoplador simétrico, solamente el término $1/2P_N A_S \cos^2(\phi_0)$, es diferente entre las ecuaciones de los haces CW y CCW, y los dos haces que se contrapropagan acumulan un desplazamiento de fase diferencial no-lineal, cuando los dos haces tienen diferentes estados de polarización, esto significa que se tienen diferentes parámetros de Stokes A_S .

6.3. Configuración experimental.

La configuración experimental se muestra en la Figura 6.1. El láser de figura ocho está formado por un NOLM el cual está situado al lado derecho de la figura, insertado en una cavidad láser en anillo (parte izquierda de la figura). La cavidad en anillo incluye 4 m de fibra de sílice dopada con erbio (*Erbium Doped Fiber*, EDF) con una concentración de erbio de 1000 ppm, la cual se bombea mediante un diodo láser a 980 nm a través de un acoplador multiplexado por división de longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexing*, WDM). La máxima potencia de bombeo que se pudo acoplar a la fibra fue de

aproximadamente 300 mW. Un polarizador P se introdujo en el lazo así como un controlador de polarización PC el cual consiste de dos placas retardadoras, que se usa para maximizar la potencia de transmisión a través del polarizador. Un aislador óptico asegura el funcionamiento del láser unidireccionalmente. Una placa retardadora de media onda (*Half Wave Retarder*, HWR) controla el ángulo de la polarización lineal en la entrada del NOLM. Las salidas 1 y 2 están formadas por dos acopladores con un acople de salida del 10%, las cuales proveen los puertos de salida del láser. El NOLM está formado por un acoplador con una relación de acople de 51/49, en cuyas salidas se empalmaron a un lazo 100 m de fibra estándar (Corning SMF-20) de baja birrefringencia altamente torcida (a razón de 5 vueltas /m). En el lazo se introdujo un QWR para transformar el estado de polarización de lineal a elíptica en el haz que se propaga en sentido contrario a las manecillas del reloj, el valor de la elipticidad depende del respectivo ángulo entre el QWR y el P . La torsión que se le aplica a la fibra que forma el lazo es para eliminar la birrefringencia residual y esta se comporte como una fibra isotrópica ideal¹⁶. El lazo de fibra tiene una dispersión anormal de aproximadamente 17 ps/nm-km y un coeficiente no-lineal de $\gamma = 1.5 W^{-1}km^{-1}$, para una entrada de luz polarizada linealmente. Para una entrada de polarización circular el coeficiente no-lineal es de $\gamma = 1 W^{-1}km^{-1}$. Con estos parámetros, la mínima potencia de conmutación del NOLM para onda continua es de $P_{\pi} = 4\pi/\beta L \approx 125 W^{14}$. La operación del NOLM se basa en la NPR, y permite gran flexibilidad en la característica de transmisión del dispositivo, las cuales se pueden ajustar mediante la orientación del QWR y la polarización de entrada.

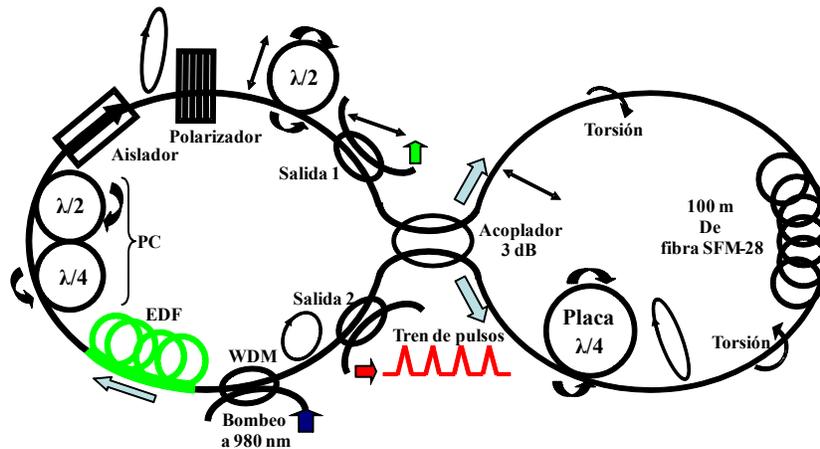


Fig. 6.1. Configuración experimental del láser de figura ocho.

El QWR nos permite ajustar de manera precisa la transmisión a baja potencia del NOLM, el cual es un parámetro clave para el régimen de amarre de modo, y además de permitir el auto-encendido del dispositivo¹⁰. Por otro lado cuando la polarización en la entrada es lineal, el ajuste en la orientación del estado de polarización de entrada permite ajustar la potencia de conmutación del NOLM. Se asume por ejemplo que el ángulo para el QWR se ajusta a cero para una transmisión a baja potencia. Entonces, para un estado de polarización lineal formando un ángulo ψ con respecto a los ejes coordenados del QWR, la transmisión del NOLM se escribe como:

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\pi P_{in}}{P_{\pi\psi}}\right), \quad (6.1)$$

donde P_{in} , representa la potencia de entrada al NOLM y $P_{\pi\psi}$, representa al potencia de conmutación la cual se puede representar mediante la siguiente ecuación:

$$P_{\pi\psi} = \frac{P_{\pi}}{\sin(2\psi)}, \quad (6.2)$$

donde la Ecuacion 6.2 se puede ajustar entre P_{π} y el infinito, mediante la orientación del ángulo ψ del QWR. Este modo de operación del NOLM fue demostrado tanto teórica como experimentalmente^{14, 15}. Estos resultados son validos estrictamente hablando solamente en el caso de una aproximación de onda continua, que equivale a hablar de pulsos grandes en duración del orden de los nanosegundos, implicando cualitativamente hablando cuando se consideran pulsos ultracortos¹⁷. Finalmente, se debe de notar que el mismo comportamiento fue encontrado aun si el ángulo del QWR parte de cero para una baja potencia de transmisión. Antes de empalmar la fibra dopada en el anillo, mediante un analizador de espectro óptico (*Optical Spectrum Analyzer*, OSA), se midió el espectro óptico en la salida de la EDF. Esta medición mostró el espectro de la emisión espontanea amplificada (*Amplified Stimulating Spontaneous*, ASE+), con un pico máximo, aproximadamente en los 1530 nm, acompañado de un ancho de banda aplanado que se extiende desde 1535 nm hasta 1560 nm [ver Figura 6.2]. El OSA también permitió medir el bombeo residual a 980 nm cuya potencia de salida en la fibra se estimo en aproximadamente 1% de la potencia de la ASE+, confirmando que la mayor parte del bombeo se había absorbido en la fibra dopada con erbio. Aunque no se conoció el dato técnico exacto de la dispersión de la EDF, se estimó que es fuertemente normal.

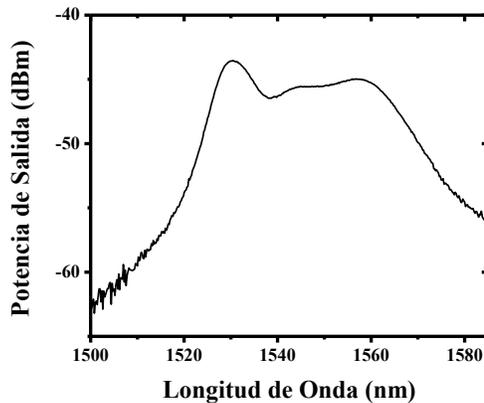


Figura 6.2. Espectro de ASE+ de la EDF.

Las salidas fueron conectadas a un analizador de espectros ópticos y un autocorrelador para analizar el espectro y perfil de los pulsos. Una vez optimizado el amplificador, el láser se construyó como se muestra en la Figura 6.1. Los modelos numéricos del NOLM y del F8L realizados previamente fueron utilizados para guiar el diseño del láser. A toda la estructura del láser se la aplico torsión, con el fin de eliminar la birrefringencia residual de la fibra y

así mejorar la estabilidad del láser. No se incluyó ningún filtro óptico en el láser, con el fin de aprovechar todo el ancho de banda de la fibra dopada con erbio, este ancho de banda es de aproximadamente 30 nm .

6.4. Resultados experimentales.

Cuando la potencia de bombeo se fija en un valor alto, para la mayoría de las posiciones de los retardadores de onda, el régimen de onda continua se obtiene para una longitud de onda de 1550 nm . Como era de esperar, la mayor potencia de salida se observó en la salida 1, donde esta llega aproximadamente a 4 mW , este valor depende del ajuste que se haga a los retardadores de onda en particular a los que forman el *PC*. La operación de auto-encendido para el amarre de modos no se observó. Sin embargo, para algunas posiciones en particular del HWR y del QWR, mediante una estimulación mecánica como un pequeño golpe resulta en un repentino espectro de banda ensanchado para un ancho de banda de varias decimas de nanómetros, el cual indica el inicio del amarre de modos. La señal óptica fue detectada mediante un foto-detector de 2 GHz y se monitoreó en un osciloscopio de 500 MHz , mostrando un tren de pulsos periódicos con una frecuencia fundamental de repetición de amarre de modo de 1.6 MHz , indicando que la longitud de la cavidad láser es de 120 m , como se observa en la Figura 6.2.

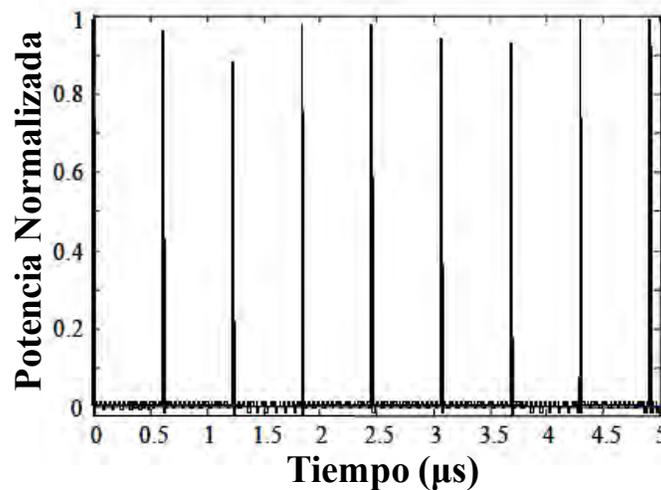


Fig. 6.2. Tren de pulsos medidos con un fotodetector de 2 GHz y un osciloscopio de 500 MHz .

Los espectros ópticos de los pulsos fueron medidos con un OSA como se observan en la Figura 6.3. Un espectro amplio y estable se obtiene con un máximo en la región de los 1550 nm . Un resultado interesante es que a través del ajuste del ángulo del HWR colocado en la entrada del NOLM, con un ancho a 3 dB y un ancho de banda a media altura $\Delta\lambda_{FWHM}$ de los pulsos se puede ajustar para un rango muy amplio el cual se extiende desde 16 nm hasta 52 nm , medidos en la salida 1 del láser. Si el HWR se rota más allá de estos límites el amarre de modos se pierde y el láser queda funcionando en régimen de onda continua. Note que para pequeños ajustes del QWR introducidos al NOLM también ayuda al ancho de banda espectral. En la mayoría de los casos se observa un espectro suave y libre de líneas espectrales estrechas, lo que confirma que los pulsos no están acompañados de una gran cantidad de radiación de onda continua. En pocas situaciones donde tales líneas espectrales

eran visibles dentro del espectro del amarre de modo, estas se pudieran fácilmente eliminar mediante un pequeño ajuste en los retardadores.

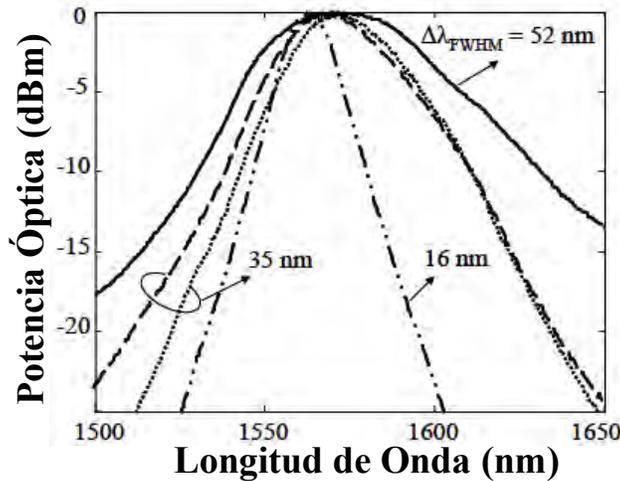


Fig. 6.3. Espectro óptico para los pulsos de amarre de modo observado en la salida 1 (curva continua, discontinua y discontinua-punteada) y la salida 2 (curva punteada) para diferentes ajustes del HWR.

Un importante resultado resulta que se puede observar de la Figura 6.3, es que el espectro más estrecho de $\Delta\lambda_{FWHM} = 16 \text{ nm}$, aparece muy simétrico para cada lado de su pico máximo, pero para los otros casos el espectro se ensancha mucho más rápido sobre el lado de longitudes de onda mayores, que para el lado de longitudes de onda menores, de tal manera que la curva que corresponde al espectro de $\Delta\lambda_{FWHM} = 52 \text{ nm}$ se verá muy asimétrica. En esta evolución de la asimetría también se ve afectada la longitud de onda máxima, donde se observa que progresivamente se desplaza hacia longitudes de onda mayores. Para el caso del mayor ensanchamiento del espectro, el ancho de banda a 3 dB se extiende por encima de los 1600 nm. Este comportamiento se atribuye al desplazamiento de auto-frecuencias de Raman (*Self Frequency Shift*, SFS), el cual afecta fuertemente la evolución del pulso en la cavidad para pulsos cuya potencia es muy grande. Se puede ver finalmente que la medida del espectro en las salidas 1 y 2 son muy similares, excepto que el segundo esta ligeramente desplazado al rojo con respecto al primero, esto se pone de manifiesto cuando se comparan en la Figura 3 las curvas discontinuas y punteadas. Esto se puede explicar de una manera sencilla mediante el SFS de Raman teniendo en lugar en 100 m de longitud del lazo del NOLM. Con el fin de obtener conocimiento en el dominio del tiempo en las propiedades de los pulsos y su dependencia con la orientación del HWR, la autocorrelación no-colíneal del pulso fue medida para diferentes posiciones del HWR, donde se observo amarre de modo. La Figura 6.4 muestra las medidas realizadas en la salida 1. Para todas las posiciones del HWR donde se encontró amarre de modos, el autocorrelador presenta un estrecho pico del orden de los picosegundos extendiéndose sobre un amplio y extenso pedestal más allá de la ventana de medición de 200 ps. Para todos los casos, la relación entre la intensidad máxima y el nivel del pedestal es aproximadamente de 2. La Figura 6.4 también muestra las propiedades temporales de los pulsos que dependen sustancialmente de la posición del HWR. En posiciones que corresponden para amplios anchos de banda espectrales, la duración tanto del pedestal como del pico central trazados en el autocorrelador son más cortos que para el caso de anchos de banda más angostos. El pedestal más corto que equivale para un ancho de banda

de 52 nm, presenta una duración del ancho a media altura de aproximadamente 200 ps. El máximo ancho a media altura de la duración del pedestal el cual corresponde a un ancho de banda de 16 nm, se estima en tres veces más grande (unos 600 ps) [ver Figura 6.4a]. Aunque una medición más precisa no fue posible debido al rango limitado de escaneo del autocorrelador. Finalmente el ancho a media altura de la duración del pico central varía aproximadamente entre 140 y 240 fs [ver Figura 6.4b].

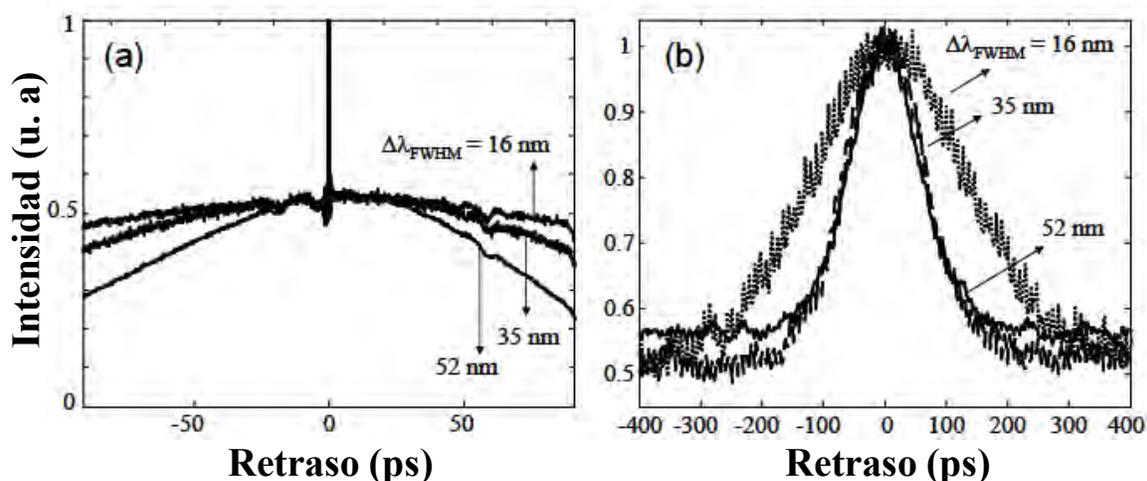


Fig. 6.4. Curvas obtenidas del autocorrelador, para diferentes posiciones del HWR, medidas para diferentes escalas de tiempo. El ancho de banda a 3 dB asociado con cada curva está incluido en la figura.

En anteriores publicaciones¹⁸ un láser de figura ocho que presentan comportamientos similares fue reportado. Efectivamente, el tren de pulsos generados fue medido produciendo un espectro continuo y amplio en forma similar junto a un pico angosto medido mediante un autocorrelador con un amplio fondo produciendo una proporción cerca de 2. El láser considerado en este trabajo presenta una birrefringencia significativamente no-uniforme. Interpretando estas mediadas se realizaron simulaciones numéricas, los autores concluyeron que el láser genera pulsos tan largos en duración del orden de los 100 ps acompañados de ruido y pulsos tan cortos con una duración aproximada de 200 fs para una longitud coherente, el ruido que resulta de la modulación casi rebasa la intensidad del pulso. El mecanismo que resulta en la formación de tales pulsos involucra un amplio ancho de banda de ganancia y birrefringencia no-uniforme, que es responsable de que la transmitividad dependa de la frecuencia del elemento no-lineal. Además no se puede excluir que tales pulsos se pueden obtener del trabajo mostrado en esta tesis. Parece más probable que la estructura íntima de los pulsos de larga duración están relacionados con la desintegración de los pulsos producida por la inestabilidad modulacional (*Modulation Instability*, MI). Efectivamente, incluso si la cavidad láser presenta una birrefringencia sustancial, la cual esta principalmente asociada con la torsión aplicada uniformemente al lazo de fibra que forma el NOLM principalmente, el cual cuenta con más del 80% de la longitud de la cavidad total. La birrefringencia del elemento no-lineal que para nuestro caso está representado por el NOLM, es esencialmente circular y uniforme, y su valor se ha estimado en $\Delta n \approx 9 \times 10^{-7}$, como se observa este valor es pequeño y no apunta a una fuerte dependencia de la frecuencia de la transmisión del NOLM sobre el ancho de banda de ganancia. Para respaldar esta situación, usamos la ecuación no-lineal de Schrödinger y el

método de paso simetrizado de Fourier para simular la propagación de pulsos del orden de los subnanosegundos adicionándole un pequeño y uniforme ruido blanco sobre una fibra estándar dispersiva no-lineal como se observa en la Figura 6.5. Bajo el efecto de la inestabilidad de modulación, el pulso progresivamente se desintegra tanto como se propaga en la fibra. El analizador de espectro óptico y las trazas del autocorrelador fueron calculados en etapas diferentes de la desintegración del pulso. Aunque en las etapas iniciales el espectro presenta una forma típica de dos lóbulos laterales para la inestabilidad de modulacional de la ganancia¹⁹, al final cuando se busca la modulación completa de la intensidad del pulso el espectro se determina promediando algunas simulaciones, estas presentan un comportamiento suave muy similar al observado en la Figura 6.3. Las curvas calculadas con el autocorrelador en esta etapa también son muy similares a las curvas observadas en la Figura 6.4, con una relación de pico a nivel de pedestal cerca de 2. Se tiene que hacer hincapié que la birrefringencia de la fibra no fue tenida en cuenta en las simulaciones. Por lo tanto se puede decir que los pulsos del orden de los subnanosegundos producidos en la cavidad láser son en realidad paquetes de muchos solitones cuya duración esta alrededor de los 100 fs. La duración en el pico estrecho mostrado por el autocorrelador refleja el valor medio de la estadística de duración de los solitones, el cual varía con la posición del HWR. Para este caso sintonizando el HWR permite ajustar la duración del paquete de solitones, también como la duración de cada solitón en el paquete.

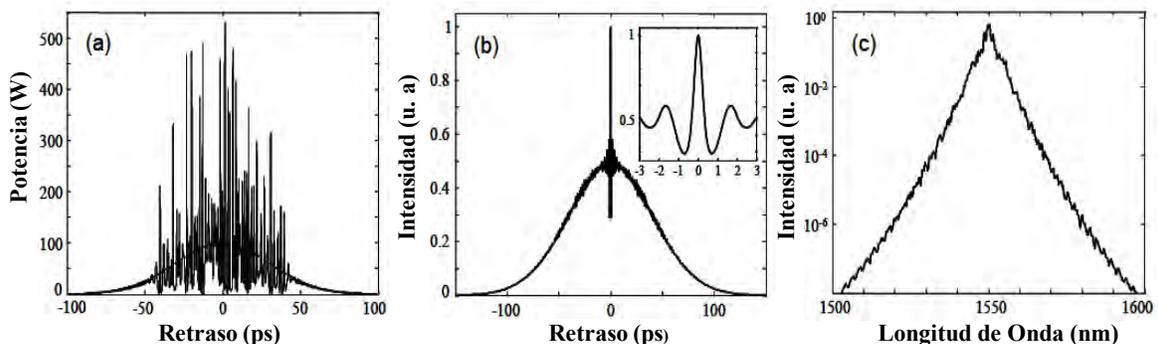


Fig. 6.5. Resultados de la simulación para la propagación de un pulso Gaussiano con una potencia óptica de 100 W y un ancho a media altura de 70 ps, con un ruido blanco Gaussiano de 0.01% para 200 m de fibra con una dispersión de 17 ps/nm-km y un coeficiente no-lineal de $\gamma = 1.5 \text{ W}^1 \text{ km}^{-1}$; (a) Perfil del pulso de entrada (curva discontinua) y salida (curva continua); (b) Curvas del autocorrelador; (c) Espectro óptico de los pulsos de salida promediados para 10 simulaciones.

La Figura 6.6, muestra los pulsos ópticos detectados por el fotodetector de 2 GHz, para diferentes posiciones del HWR, medidos en un osciloscopio de muestreo. A pesar del ancho de banda limitado por la configuración de detección, algunas variaciones en la duración en la forma de onda con la posición del HWR se observa claramente, el cual es consistente con el comportamiento del pedestal en las curvas del autocorrelador como se observa en la Figura 6.4a. Calculando la relación entre el voltaje máximo medido en las salidas 2 y 1, para cada caso se pudo estimar la transmisión del NOLM para cada posición del HWR. La Figura 6.7 muestra el crecimiento de la transmisión del NOLM así como se incrementa el ancho de banda del pulso y decrece la duración del pulso. Los datos obtenidos por el autocorrelador y las mediciones con el osciloscopio de muestreo fueron también usados para estimar la potencia máxima de salida de los pulsos en la salida 1 donde

la potencia de la señal es mayor. Se estima que la potencia máxima esta variando desde 1.5 W para pulsos con ancho de banda estrechos hasta 9 W para pulsos con anchos de banda ensanchados. Si los pulsos están hechos de solitones, los solitones mayores en el paquete deberían tener una amplitud de 4 veces mayor²⁰, de esta manera las amplitudes variarían entre 6 y 36 W aproximadamente. La energía de los pulsos en la salida 1 se estimo en 1.4 nJ aproximadamente y es independiente de la posición del HWR cuando la variación medida es solamente el 8%, cuando la posición del HWR se cambia sobre todo el rango del amarre de modo. La variación de la energía es más significativa en la salida 2, debido a la variación en la transmisión del NOLM, como se muestra en la Figura 6.7. En la salida 1, los pulsos con una energía de 1.4 nJ y una frecuencia fundamental de repetición de 1.6 MHz corresponden a una potencia promedio de 2.2 mW , un valor que es consistente con la potencia de salida medida de 4 mW , y el cual muestra que la energía medida para la señal de salida está contenida principalmente en los pulsos.

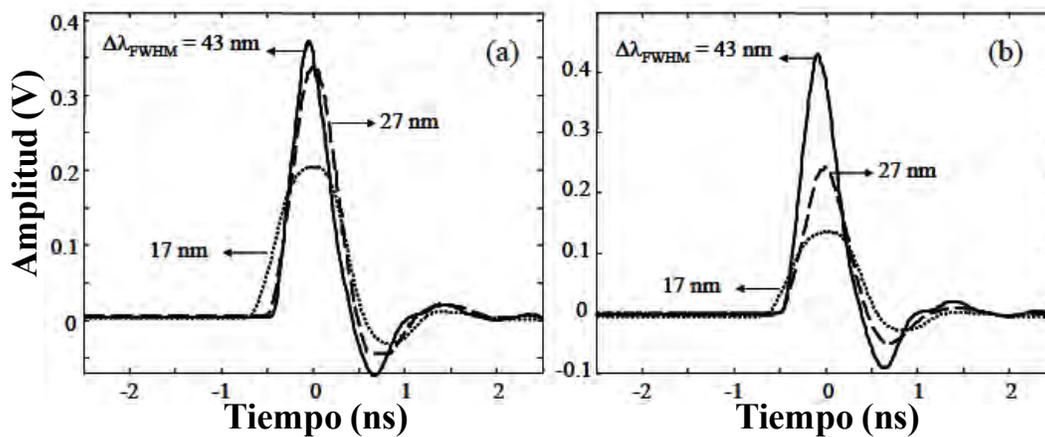


Fig. 6.6. Curvas medidas con el osciloscopio de muestreo para los pulsos detectados en la salida 1; (a) la salida 2; (b) para diferentes posiciones del HWR. Los valores de los anchos de banda a 3 dB están incluidos en las figuras.

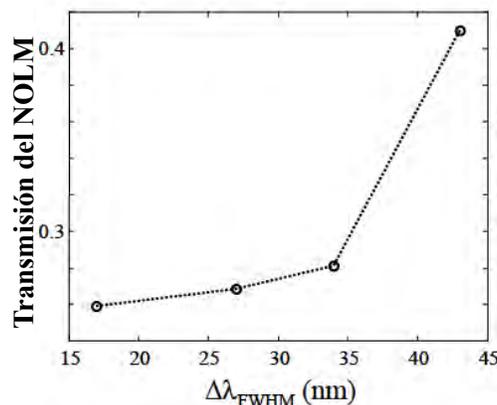


Fig. 6.7. Transmisión del NOLM como una función del ancho de banda del pulso.

La dependencia tanto de las propiedades temporales como espectrales de los pulsos debido a la posición del HWR, se puede explicar mediante la variación de la potencia de conmutación del NOLM a medida que se cambia la posición del HWR. Si la potencia de conmutación es alta la transmisión del NOLM crece lentamente con la potencia, así que el

contraste entre la transmisión del pulso máximo y el borde del pulso mínimo es muy pequeño, causando que el pulso se extienda sobre una gran duración y teniendo una potencia máxima moderada. Asumiendo que el pulso es un paquete de solitones, la potencia máxima moderada de los solitones está asociada con la gran duración del solitón y a un relativo estrechamiento del espectro óptico. Si ahora la potencia de conmutación es pequeña la transmisión del NOLM crece más rápido con la potencia, el contraste entre el pulso máximo y sus bordes es tan largo y causa que el pulso se estreche y su potencia máxima crezca. Si el pulso está hecho de un paquete de solitones, sus potencias máximas más altas representan duraciones más breves y un espectro óptico más amplio, el cual facilita el inicio del SFS de Raman como se observó experimentalmente.

6.5. Conclusiones

En esta tesis se estudió experimentalmente un novedoso esquema de un láser de figura ocho el cual incluye un NOLM desbalanceado por polarización, con un estado de polarización lineal en la entrada del NOLM. Gracias al uso de un HWR, el ángulo del estado de polarización lineal en la entrada del NOLM puede ser ajustado, permitiendo de esta manera controlar la potencia de conmutación del NOLM. Para un ajuste adecuado del QWR introducido en el lazo, el cual determina la transmisión del NOLM a baja potencia y del HWR en la cavidad láser generan un tren de pulsos estables del orden de los nanosegundos con una frecuencia fundamental de 1.6 MHz . Además el amarre de modos no presenta auto encendido, el régimen pulsado de carácter estable se consigue para un rango específico en la orientación del HWR. La variación en la orientación del HWR sobre ese rango permite ajustar las propiedades temporal y espectral de los pulsos generados. Como el HWR se rota el ancho de banda espectral de los pulsos crece desde 16 hasta 52 nm , y se inicia progresivamente el SFS de Raman, desplazando el espectro hacia longitudes de onda mayores. Simultáneamente la duración del pulso cambia desde 500 hacia 150 ps aproximadamente. Los resultados experimentales y numéricos sugieren que los pulsos están agrupados en paquetes de solitones, cuya duración están en el orden de los 100 fs y también varían con la posición del HWR. La energía del pulso de salida es 1.4 nJ aproximadamente y es muy independiente de la orientación de los ajustes del HWR. Tales pulsos son atractivos para muchas aplicaciones, como por ejemplo en metrología, cuando se requiere de baja coherencia temporal o en la pre-generación de súper-continuo, cuando ellos combinan las ventajas de altas energías con pulsos de nanosegundos con el espectro ensanchado propiamente dicho para pulsos del orden de los femtosegundos.

6.6. Referencias.

1. Duling III, I. N., All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror, *Opt. Lett.* **16**, 539–541 (1991).
2. N. J. Doran, and D. Wood, “Nonlinear optical loop mirror”, *Opt. Lett.* **13**, 56-58 (1998).
3. M. E. Fermann, F. Haberl and M. Hofer, “Nonlinear amplifying loop mirror”, *Opt. Lett.* **15**, 752-754 (1990).
4. Matsas, V. J., Richardson, D. J., Newson, T. P. and Payne, D. N., Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution, *Opt. Lett.* **18**, 358–360 (1993).
5. Hofer, M., Ober, M. H., Haberl, F. and Fermann, M. E., Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 720-728 (1992).
6. Ilday, F. Ö., Chen, J. and Kärtner, F. X., Generation of sub-100-fs pulses at up to 200 MHz repetition rate from a passively mode-locked Yb-doped fiber laser, *Opt. Express* **13**, 2716-2721 (2005).
7. Katz, O., Sintov, Y., Nafcha, Y. and Glick, Y., Passively mode-locked ytterbium fiber laser utilizing chirped-fiber-Bragg-gratings for dispersion control, *Opt. Commun.* **269**, 156-165 (2007).
8. Okhotnikov, O. G., Gomes, L., Xiang, N., Jouhti, T. and Grudinin, A. B., Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980–1070-nm spectral range, *Opt. Lett.* **28**, 1522-1524 (2003).
9. Ilday, F. O., Wise, F. W. and Sosnowski, T., High-energy femtosecond stretched-pulse fiber laser with a nonlinear optical loop mirror, *Opt. Lett.* **27**, 1531-1533 (2002).
10. Ibarra-Escamilla, B., Pottiez, O., Kuzin, E. A., Haus, J. W., Grajales-Coutiño, R. and Zaca-Moran, P., Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM, *Opt. Commun.* **281**, 1226-1232 (2008).
11. Kuzin, E. A., Korneev, N., Haus, J. W. and Ibarra-Escamilla, B., Theory of nonlinear loop mirrors with twisted low-birefringence fiber, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 919–925 (2001).
12. Kuzin, E. A., Ibarra-Escamilla, B., Garcia-Gomez, D. E. and Haus, J. W., "Fiber laser mode locked by a Sagnac interferometer with nonlinear polarization rotation," *Opt. Lett.* **26**, 1559-1561 (2001).
13. Ibarra-Escamilla, B., Pottiez, O., Haus, J. W., Kuzin, E. A., Bello-Jimenez, M. and Flores-Rosas, A., "Wavelength tunable picoseconds pulses from a passively mode-locked figure-eight Erbium-doped fiber laser with a Sagnac fiber filter," *J. European Opt. Soc.* **3**, 08036-1-4 (2008).
14. Pottiez, O., Kuzin, E.A., Ibarra-Escamilla, B. and Mendez-Martinez, F., Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fiber and a $\lambda/4$ birefringence bias, *Opt. Commun.* **254**, 152-167 (2005).
15. Ibarra-Escamilla, B., Kuzin, E. A., Zaca-Moran, P., Grajales-Coutiño, R., Mendez-Martinez, F., Pottiez, O., Rojas-Laguna, R. and Haus, J.W., Experimental

- investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias, *Opt. Express* 13, 10760-10767 (2005).
16. Tanemura, T. and Kikuchi, K., Circular birefringence fiber for nonlinear optical signal processing, *J. Lightwave Technol.* 24, 4108-4119 (2006).
 17. Pottiez, O., Ibarra-Escamilla, B. and Kuzin, E.A., Large signal-to-noise-ratio enhancement of ultrashort pulsed optical signals using a power-symmetric Nonlinear Optical Loop Mirror with output polarization selection, *Opt. Fiber Technol.* 15, 172-180 (2009).
 18. Horowitz, M., Barad, Y. and Silberberg, Y., Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser, *Opt. Lett.* 22, 799-801 (1997).
 19. Agrawal, G. P., [Nonlinear Fiber Optics], Academic press, San Diego (1995).
 20. Zacharov, V. E. and Shabat, A. B., Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self modulation of waves in nonlinear media, *Sov. Phys. JETP* 61, 62-69 (1972).

Capítulo 7

Consideraciones finales

7.1. Introducción.

En esta disertación se presentó un estudio teórico y experimental del interferómetro de Sagnac. Se hace una distinción entre las dos partes principales de este trabajo: el interferómetro de Sagnac en régimen lineal (utilizado en diseños de filtros) y en régimen no lineal (utilizado en conmutación para regeneración de pulsos ópticos y amarre de modos pasivos). A través de este estudio se formaron conceptos fundamentales de ciertas características, teniendo en cuenta los fenómenos lineales como así mismo énfasis en los fenómenos no-lineales como la automodulación de fase y la modulación de fase cruzada para el funcionamiento del interferómetro aprovechando las aplicaciones en sistemas de comunicaciones. A partir de la solución de la ecuación de propagación de un pulso óptico dentro de una fibra, empleando el método de paso simetrizado de Fourier, fue posible obtener un modelo matemático del interferómetro.

Se llevo a cabo un análisis detallado, teórico-experimental de algunas de las aplicaciones más importantes del espejo de lazo óptico no-lineal, para los sistemas de comunicaciones por fibra óptica. La configuración para cada aplicación se realiza de forma sencilla, fácil y lo más importante de bajo costo. Algunas de las configuraciones del espejo de lazo óptico no-lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM) empleado en esta tesis fue la inclusión de un acoplador simétrico, fibra de alta birrefringencia o estándar, un retardador de cuarto de onda o de media onda, que se coloca cerca de uno de los puertos de salida del acoplador. Para baja potencia se mostró que para una polarización lineal en la entrada del NOLM, la característica de la transmisión se puede variar entre un máximo y un mínimo simplemente ajustando la orientación del ángulo del retardador de cuarto de onda (*Quarter Wave Retarder*, QWR). Usando la aproximación de la no-linealidad débil se muestra que el funcionamiento del NOLM puede ser ventajoso al momento de hacer un modelo computacional, para obtener una forma de guiar las configuraciones realizadas.

Al aplicar un estado de polarización lineal en la entrada del NOLM y al haber obtenido la curva característica de transmisión, para un polarizador lineal en la cavidad laser se ajusta para un máximo como para un mínimo, con los controladores de la polarización (*Polarization Controller*, PC) en la cavidad en anillo. Obteniendo de esta manera que la transmisión varía más lentamente cuando el polarizador está colocado en un mínimo?. Además se puede ajustar la potencia crítica variando el ángulo que forma el eje de la polarización de entrada con el eje de la placa. En resumen se puede concluir los siguientes puntos:

- Se llevo a cabo el análisis teórico del comportamiento de un espejo de lazo óptico no-lineal de fibra, el cual incluye un interferómetro distribuido de Gires-Tournois y fibra de alta birrefringencia, se demostró que usando un estado de polarización lineal en la entrada del NOLM, se puede suprimir el pedestal que acompaña un pulso óptico generado en un sistemas de comunicaciones por fibra óptica además de la reducir la fluctuación de amplitud en una cadena de datos pulsados.
- Mostramos que existen valores particulares en los ángulos de las placas retardadoras, donde podemos obtener un alto contraste entre la transmisión máxima y mínima a baja potencia crítica.
- Usando la aproximación de la no-linealidad débil se mostró que la operación del NOLM puede ser muy útil para describir la operación de un laser de figura ocho el cual puede ser ventajosamente descrito usando matrices.

7.2. Contribuciones de esta disertación.

En este trabajo, se procuro contribuir en el entendimiento de los fenómenos lineales y no-lineales en el interferómetro de Sagnac. Entre estas contribuciones. Enunciamos algunas:

- La obtención de un modelo teórico, que demuestra el comportamiento del NOLM en el régimen lineal en este caso empleado como filtro espectral.
- La obtención de un modelo teórico, que demuestra el comportamiento de un interferómetro de Gires-Tournois distribuido.
- El uso de las técnicas de compensación de la dispersión a través del interferómetro de Gires-Tournois de fibra.
- El efecto de la SPM fue estudiado en el Capitulo 1, con un énfasis matemático del proceso. Este efecto produce un alargamiento espectral simétrico del pulso, como consecuencia de un desplazamiento de fase no-lineal impuesto a un pulso, el cual depende de su propia intensidad. El estudio del efecto de la inestabilidad de modulación, (*Instability Modulation*, IM) surge en el régimen anómalo de dispersión.

7.3. Sugerencias para futuros trabajos.

Cuando se propone un proyecto de tesis doctoral, alguno de los temas que inicialmente se plantean van clarificándose a medida que se avanza en la investigación, otros experimentan solo algún proceso y, lo que es muy importante, aparecen nuevas cuestiones. Algunas de estas cuestiones resultan necesarias abordarlas, o simplemente se abordan, pero otras se quedan como simple continuación del trabajo.

Una cuestión importante en relación a las aplicaciones prácticas es la necesidad de realizar pruebas continuas de los interferómetros de Sagnac, para comprobar su estabilidad después de horas de funcionamiento, y estudiar el posible envejecimiento del dispositivo. En esta tesis se trataron algunas de las aplicaciones más importantes del NOLM, se clasifican en dos casos: *i*) para el caso en régimen lineal, *ii*) para el caso de régimen no lineal. En estas clasificaciones se describen las consideraciones a futuro para este dispositivo, como se describen a continuación:

***i*). Para el caso en régimen lineal.**

- La aplicación del interferómetro de Sagnac como filtro sintonizable, se obtuvo un ancho de banda más amplio que el medio de ganancia, de esta manera tener una amplia gama de selección de longitudes de onda de láser y además de una mejor estabilidad en la transmisión del filtro, ajustando las condiciones externas en el laboratorio.
- Para el caso del láser sintonizable se desea una estabilidad en las longitudes de onda de láser y buscar en un futuro no muy lejano la aplicación de este láser como fuente para sistemas WDM.
- Para la aplicación del láser sintonizable como sensor, se busca tener una mejor selectividad en las líneas de láser del dispositivo mediante cambios muy pequeños en la temperatura donde se busca conseguir una mejor selección del espectro.

***ii*). Para el caso de régimen no-lineal.**

- La aplicación del NOLM utilizando un DGTE el cual actúa como un regenerador de pulsos ópticos se busca realizar y comprobar los resultados teóricos además se busca también aplicar este dispositivo en un láser de figura ocho que opere mediante la técnica de modo de amarre pasivo. Para este caso en particular se espera fabricar el DGTE en el laboratorio de rejillas de Bragg del Centro de Investigaciones en Óptica.
- Para el láser de figura ocho, buscará mejorar la estabilidad a condiciones externas y de esta forma hacer que el dispositivo sea menos sensible a cambios externos y conseguir una mayor estabilidad de la que posee el dispositivo. También se espera que en un futuro no muy lejano se diseñe la parte electrónica para este dispositivo el cual le dé una aplicación específica ya sea para el caso de medicina de cosmetología o en su defecto para ser utilizado como fuente en sistemas de comunicaciones por fibra óptica.
- Finalmente se espera que el láser de figura ocho construido en el Centro de Investigaciones en Óptica pueda ser aplicado en un futuro no muy lejano como un láser de figura ocho el cual usará dos fibras dopadas, una fibra dopada con erbio y la otra fibra dopada con iterbio para así obtener pulsos en dos longitudes de onda diferentes y que además los pulsos sean ajustables en su duración.

Apéndice A

Deducción de la ecuación de propagación del pulso.

En esta sección se deduce la ecuación de la propagación de un pulso en una guía de onda óptica. Inicialmente se utiliza la ecuación de Helmholtz, la cual se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0, \quad (\text{A.1})$$

donde

$$\tilde{E}(F, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{j\beta_0 t}, \quad (\text{A.2})$$

sustituyendo (A.2) en (A.1), se tiene:

$$\nabla^2 \{F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{j\beta_0 t}\} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \{F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{j\beta_0 t}\} = 0.$$

Para simplificar los cálculos en la ecuación anterior, hacemos la siguiente igualdad:

$$F = F(x, y) \text{ y } \tilde{A} = \tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \tilde{A} e^{j\beta_0 z} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \tilde{A} e^{j\beta_0 z} + F \frac{\partial^2}{\partial z^2} [\tilde{A} e^{j\beta_0 z}] + \varepsilon(\omega) k_0^2 [F \tilde{A} e^{j\beta_0 z}] = 0, \quad (\text{A.3})$$

la obtención del tercer término de la ecuación de arriba, satisface:

$$\begin{aligned} F \frac{\partial^2}{\partial z^2} [\tilde{A} e^{j\beta_0 z}] &= F \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial z} \tilde{A} e^{j\beta_0 z} \right] = F \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} e^{j\beta_0 z} + \tilde{A} \frac{\partial}{\partial z} e^{j\beta_0 z} \right] \\ &= F \left[\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2} e^{j\beta_0 z} + \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} j\beta_0 e^{j\beta_0 z} + \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} j\beta_0 e^{j\beta_0 z} - \tilde{A} \beta_0^2 e^{j\beta_0 z} \right] \\ &= F \left[\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2} e^{j\beta_0 z} + 2j \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} j\beta_0 e^{j\beta_0 z} - \tilde{A} \beta_0^2 e^{j\beta_0 z} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Siendo $A(z, \omega - \omega_0)$ una función de derivada suave en z , se puede asumir que la derivada segunda es prácticamente, igual a cero;

$$\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2} = 0. \quad (\text{A.5})$$

Ahora reescribimos la ecuación

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \tilde{A} e^{j\beta_0 z} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \tilde{A} e^{j\beta_0 z} + F \left[2j \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} j\beta_0 e^{j\beta_0 z} - \tilde{A} \beta_0^2 e^{j\beta_0 z} \right] + \varepsilon(\omega) k_0^2 [F \tilde{A} e^{j\beta_0 z}] = 0. \quad (\text{A.6})$$

Dividiendo la última expresión por $\tilde{A} e^{j\beta_0 z}$, y reorganizando la ecuación anterior se obtiene:

$$\frac{1}{F} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right] + 2j\beta_0 \frac{1}{\tilde{A}} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - \beta_0^2 + \varepsilon(\omega) k_0^2 = 0. \quad (\text{A.7})$$

Esta ecuación se puede reescribir de la siguiente forma:

$$\frac{1}{F} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right] + \varepsilon(\omega) k_0^2 = -2j\beta_0 \frac{1}{\tilde{A}} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \beta_0^2. \quad (\text{A.8})$$

Ahora utilizando el método de separación de variables se obtiene la siguiente forma:

$$\frac{1}{F} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right] + \varepsilon(\omega) k_0^2 = \tilde{\beta}^2 = -2j\beta_0 \frac{1}{\tilde{A}} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \beta_0^2, \quad (\text{A.9})$$

donde $\tilde{\beta}$ representa la constante de propagación, obtenida al resolver la ecuación de autovalor en F . De este modo se obtienen un sistema compuesto por las siguientes dos ecuaciones:

Primera ecuación

$$\frac{1}{F} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right] + \varepsilon(\omega) k_0^2 = \tilde{\beta}^2 \Rightarrow \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \varepsilon(\omega) k_0^2 F = F \tilde{\beta}^2; \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + F [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2] = 0. \quad (\text{A.11})$$

Segunda ecuación:

$$-2j\beta_0 \frac{1}{\tilde{A}} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \beta_0^2 = \tilde{\beta}^2 \Rightarrow 2j\beta_0 \frac{1}{\tilde{A}} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - \tilde{A} \beta_0^2 + \tilde{A} \tilde{\beta}^2 = 0; \quad (\text{A.12})$$

$$2j\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \tilde{A} [\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2] = 0. \quad (\text{A.13})$$

Que son las ecuaciones que representan la distribución del campo en el sentido transversal a la dirección de la propagación y su solución lleva los modos propagantes de la fibra. La ecuación A.13 representa la propagación del campo a lo largo del eje z y su solución lleva la componente axial del campo. En el Apéndice B se desarrolla el método numérico utilizado en esta disertación para la solución de estas ecuaciones.

Apéndice B

El método del paso simetrizado de Fourier (*Split-Step of Fourier, SSF*)

El método de paso simetrizado de Fourier es uno de los dos métodos numéricos más empleados en la solución de la propagación de pulsos en una guía óptica. Esta presenta un menor tiempo de cómputo en relación a otros métodos. Esto se debe al uso del algoritmo de la transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform, FFT*).

La idea básica del método SSF consiste en dividir la fibra en pequeños pedazos de longitud, h asumiendo que la dispersión y la no-linealidad de la fibra estén aisladamente en alternancia. La Figura B.1 muestra, esquemáticamente, esta idea.

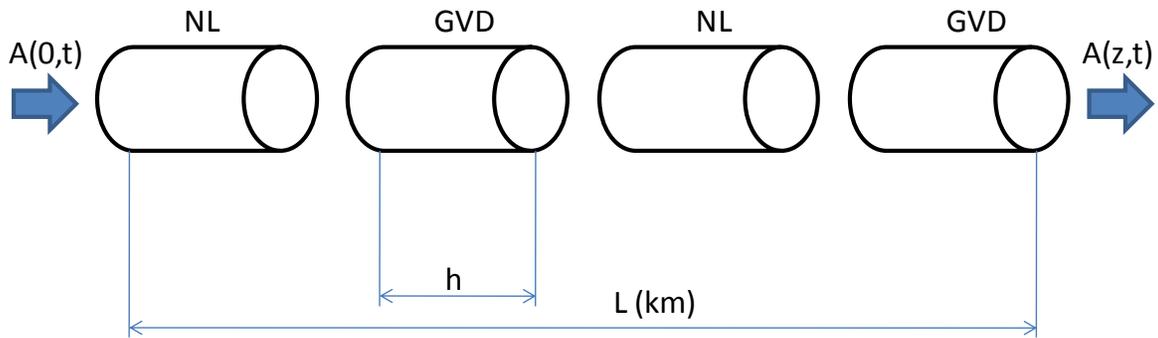


Figura B.1. Representación del método SSF.

Para una mayor compresión del método, se escribe la ecuación de propagación de la forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A, \quad (\text{B.1})$$

donde:

$$\hat{D} = -\frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2}; \quad (\text{B.2})$$

$$\hat{N} = j\gamma|A|^2, \quad (\text{B.3})$$

Siendo \hat{D} un operador ligado a los efectos lineales, o sea la dispersión y las pérdidas, en cuanto \hat{N} y es operador asociado a los efectos no-lineales. Cuando el pulso se propaga de un punto z y después en $z+h$, se tiene que:

$$A(z+h, t) = e^{h\hat{D}} e^{h\hat{N}} A(z, t). \quad (\text{B.4})$$

Teniendo en cuanto el operador \hat{D} tiene atenuación en el dominio de la frecuencia, esta se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$e^{h\hat{D}} B(z, t) = F_t^{-1} e^{[h\hat{D}(j\omega)]} F_t B(z, t), \quad (\text{B.5})$$

donde F_t representa la transformada de Fourier. Siendo $\hat{D}(j\omega)$ obtenido a partir de la Ecuación B.2, con la sustitución del operador $\partial/\partial t$ por $j\omega$ donde ω es la frecuencia.

En la práctica, la elección de h es hecho en la manera que no afecte para no permitir que la fase no-lineal $\phi_{NL} = \gamma |A|^2 h$, acumulada en el intervalo incrementado, sea más grande que algunos miliradianes.

Apéndice C

Lista de publicaciones

A. Revistas indexadas con arbitraje

1. **A. González-García**, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla and E. A. Kuzin, “Switchable and Tunable Multi-Wavelength Er-Doped Fiber Ring Laser Using Sagnac Filters, *Laser Physics*, **20** (2010) 720-725.
2. O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, R. Grajales-Coutiño, **A. González-García**, “Tunable Sagnac comb filter including two wave retarders”, *Optics & Laser Technology*, **42** (2010) 403-408.
3. **A. González-García**, O. Pottiez y R. Grajales-Coutiño, “Estudio experimental de un laser sintonizable en longitud de onda usando un filtro de Sagnac con selectividad espectral mediante cambios en la temperatura”, *Revista Mexicana de Física*, **56** (2010) 275-280.
4. **A. González-García**, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, “Optical pulse compression and amplitude noise reduction using a non-linear optical loop mirror including a distributed Gires-Tournois etalon, *Optics & Laser Technology*, **42** (2010) 1103-1111.

B. Memorias de Congresos

1. **A. González-García**, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, J. C. Hernández-García, Estudio experimental del interferómetro de Sagnac para su aplicación en láseres multilínea sintonizables, VII encuentro Participación de la Mujer en la Ciencia, León, Guanajuato, México, 2010.
2. **A. González-García**, O. Pottiez, and L. de la Cruz-May, A novel compression pulse based in a nonlinear optical loop mirror and distributed Gires-Tournois etalon, VI encuentro Participación de la Mujer en la Ciencia, León, Guanajuato, México, 2009.
3. **A. Gonzalez-Garcia**, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, All fiber figure eight mode locked laser with adjustable NOLM switching characteristic, VI encuentro Participación de la Mujer en la Ciencia, León, Guanajuato, México, 2009.
4. **A. González-García**, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla and E. A. Kuzin, Switchable and tunable multiwavelength Er-doped fiber ring laser using a Sagnac filter, , 18th International Laser Physics Workshop, Barcelona, España, 2009.
5. **A. González-García**, O. Pottiez, L de la Cruz-May, Estudio teórico de un novedoso dispositivo compresor de pulsos basado en el espejo de lazo óptico no-lineal (NOLM) y el interferómetro de Gires-Tournois distribuido (DGTs),. 4to. Encuentro Regional de Óptica, Salamanca, Guanajuato, México 2008.

6. J. C. Hernández-García, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, **A. González-García**, Análisis numérico del espejo de lazo óptico no-lineal con una placa retardadora $\lambda/4$ y un atenuador variable insertado en el lazo de fibra óptica, VII encuentro Participación de la Mujer en la Ciencia, León, Guanajuato, México 2010.
7. O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernandez-García, **A. Gonzalez-García**, Novel figure-eight fiber laser scheme including a power symmetric nonlinear optical loop mirror with adjustable switching power, , EPE10- SPIE Photonics Europe, Brúcelas, Belgica, 2010.
8. **A. González-García**, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernandez-García, Distributed Gires-Tournois Etalons-based gain equalizer, Proc. Of SPIE, vol. 7839, pp. 7839U-1-6, 2010.
9. O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernandez-García, **A. González-García**, Pulses with adjustable characteristics from a figure eight fiber laser, Proc. Of SPIE, vol. 7839, pp. 783922-1-4, 2010.