



INAOE

# **Investigación experimental de la operación del autoencendido en un láser de fibra de figura ocho basado en un NOLM simétrico**

Por:

M.en C. Rubén Grajales Coutiño

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el grado de:  
Doctor en Ciencias en la Especialidad en Óptica

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

Directores de Tesis:

Dr. Baldemar Ibarra Escamilla

Dr. Evgeny Kuzin

Tonantzintla, Puebla, México.

Enero de 2008.

© INAOE 2008

Derechos Reservados

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





# Dedicatoria

A mis padres: **Ma. del Carmen Coutiño Hernández, Rubén Grajales Mendoza** y a **Dios** por darme la vida a través de ellos.

A mis hermanas: **Blanca Lidia** y **Patricia** por su apoyo incondicional, por su cariño y amor que me han demostrado siempre, las quiero mucho.

A mis abuelos: **Luvia Mendoza Bautista, Rufino Grajales Gutú<sup>†</sup>, Zaragoza Hernández López<sup>†</sup>** y **Alberto Coutiño Cañaver<sup>†</sup>**, por sus consejos, cariño y enseñanzas de la vida.

A la memoria de un gran amigo: **Juan Alberto Hernández de la Cruz<sup>†</sup>**, por todos los momentos y su amistad sincera.



# Agradecimientos

Es un buen momento de levantar la vista y reconocer a todos los que, de una u otra forma estuvieron a mi lado para la realización de este trabajo. Agradezco especialmente al **Dr. Baldemar Ibarra Escamilla** por su gran apoyo, comentarios y enseñanzas para dirigirme en la realización de esta tesis y al **Dr. Evgeny Kuzin** por sus enseñanzas y aportaciones.

A los miembros del Jurado: **Dr. Olivier Pottiez, Dr. Roberto Rojas Laguna, Dra. Svetlana Mansurova, Dr. Marcelo David Iturbe Castillo** y al **Dr. Carlos Gerardo Treviño Palacios** por sus comentarios y sugerencias para el mejoramiento de esta tesis.

A las familias: **Gamboa Grajales, Grajales López, Grajales Constantino y Gutiérrez Sarmiento**, por el apoyo y motivación que me han brindado.

A mi novia **Karina**, por los momentos y su grata compañía.

A mis amigos: **Jaime, Omar, Mario, Hugo, Placido, Ulises, Miguel, Camas, Alejandro, Sergio, Mauro, Javier, Francisco** y a todos aquellos que hicieron de mi estancia en el INAOE más agradable.

Al personal que labora en la coordinación de óptica, en la biblioteca y en la dirección de formación académica, especialmente a mis amigas **Cecy, Lupita** y **Landy**. Gracias por todo el apoyo brindado durante mis estudios.

Y al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT)**, por el apoyo económico brindado durante la realización de mis estudios en el INAOE.



# Resumen

En esta tesis se presenta la investigación experimental de la operación del autoencendido en un láser de fibra de figura ocho basado en un Espejo de Lazo Óptico No Lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM) simétrico. Mostramos tanto teórica como experimentalmente que el NOLM con un acoplador simétrico, fibra de baja birrefringencia altamente torcida y un Retardador de un Cuarto de Onda (*Quarter-Wave Retarder*, QWR) colocado asimétricamente en el lazo es atractivo para ser usado como absorbedor saturable. El retardador de un cuarto de onda genera una asimetría en polarización la cual origina que los haces que se contra-propagan en el lazo de fibra tengan una diferencia de fase como consecuencia de la Modulación de Fase Cruzada (*Cross-Phase Modulation*, XPM). En la operación no lineal la transmisión es tal que cuando seleccionamos en la salida del NOLM la componente de polarización ortogonal a la polarización de entrada la transmisión tiene un valor de inicio que depende de la posición del retardador de un cuarto de onda. El análisis de la transmisión a bajas potencias muestra que esta depende de la rotación del QWR, así que podemos ajustarla de manera versátil. La transmisión también se puede ajustar variando la birrefringencia y torsión en los brazos de salida del NOLM. Presentamos un procedimiento claro, preciso y repetible para generar el autoencendido del amarre de modos en un láser de figura ocho. El procedimiento es directo, solo tenemos que ajustar el retardador de un cuarto de onda, aumentar la potencia de bombeo aproximadamente a  $70\text{ mW}$  y se tendrá el autoencendido de los pulsos. El láser genera pulsos estables con una frecuencia de repetición de  $0.8\text{ MHz}$  y el Ancho Total a la Mitad del Máximo (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) de la función de autocorrelación de  $30\text{ ps}$  con una potencia de salida promedio del orden de unos miliwatts.

# Abstract

In this thesis we show the experimental investigation of self-starting operation in a figure eight fiber laser based on a symmetrical Nonlinear Optical Loop Mirror (NOLM). We show the theory and experimental analyze of the NOLM with a symmetrical coupler, highly twisted low-birefringence fiber and a Quarter-Wave Retarder (QWR) inserted asymmetrically in the fiber loop. The quarter wave retarder generates an asymmetry in polarization which originates that the beams counter propagating in loop fiber have a differential phase due to Cross-Phase Modulation (XPM). In the nonlinear operation when we select in the NOLM output the polarization component orthogonal to the input polarization the transmission have an initial value that depend on the position of quarter wave retarder. The transmission analysis for low powers shows the dependence on rotation of the quarter wave retarder, thus we can adjust the transmission of a versatile form. The low-power transmission can be adjusted by the birefringence and the twist at the NOLM output arms. We show a precise, clear and reproduced procedure for the mode-locking self-starting generation in a figure eight fiber laser. The procedure is straightforward and we need to adjust only the quarter wave retarder, after that we increase the pump power about  $70\text{ mW}$  to get the self-starting of the pulses. Finally, the laser is capable of generating stables pulses with a repetition frequency about  $0.8\text{ MHz}$  and  $30\text{ ps}$  Full Width at Half Maximum (FWHM) of the autocorrelation function approximately with milliwatts of average output power.



# Índice

<b>1. Introducción general</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción.....	1
1.2. Antecedentes .....	3
1.3. Objetivos.....	9
1.4. Organización de la Tesis .....	10
<b>2. Láseres de fibra óptica</b>	<b>13</b>
2.1. Introducción.....	13
2.2. Cavidades .....	14
2.2.1. Cavity Fabry-Perot para láseres de fibra .....	14
2.2.2. Cavity de anillo de fibra .....	15
2.3. Técnicas de amarre de modos .....	16
2.3.1. Amarre de modos activo .....	20
2.3.2. Amarre de modos pasivo .....	22
2.3.3. Absorbedor saturable .....	23
<b>3. Análisis teórico del NOLM simétrico</b>	<b>29</b>
3.1. Introducción.....	29
3.2. Interferómetro de Sagnac de fibra.....	29
3.2.1. Transmisión del NOLM a bajas potencias dependiente de la rotación del QWR .....	33
3.3. Evolución no lineal de la polarización en una fibra con torsión .....	37

3.3.1. Análisis teórico de la transmisión del NOLM en régimen no lineal ...	40
3.3.2. Análisis de la transmisión del NOLM con polarización de entrada circular .....	43
3.3.3. Análisis de la transmisión del NOLM con polarización de entrada lineal .....	45
<b>4. Estudio experimental del NOLM asimétrico en polarización y su implementación en un láser de figura ocho</b>	<b>49</b>
4.1. Introducción.....	49
4.2. Arreglo experimental del NOLM .....	50
4.3. Láser de fibra de figura ocho .....	60
4.4. Láser de de fibra de figura ocho con una rejilla de Bragg .....	64
4.4.1. Simulaciones numéricas del NOLM .....	68
4.4.2. Resultados experimentales del sistema láser .....	73
<b>5. Conclusiones</b>	<b>81</b>
<b>Apéndices</b> .....	<b>84</b>
<b>A. Acoplador direccional de fibra monomodo de cuatro puertos</b> .....	<b>84</b>
A.1. Interferómetro de Sagnac de fibra en el régimen no lineal .....	89
<b>B. Óptica no lineal</b> .....	<b>91</b>
<b>C. Publicaciones</b> .....	<b>95</b>
<b>D. Participación en congresos</b> .....	<b>96</b>
<b>Referencias</b> .....	<b>98</b>

## Lista de Figuras

2.1. a) Cavity Fabry-Perot con un espejo $M_1$ altamente reflectivo y un espejo $M_2$ parcialmente reflectivo, b) Cavity de anillo. AO: Aislador Óptico. ....	14
2.2. Dos diseños de una cavity Fabry-Perot para láseres de fibra usando: (a) Espejos de lazo de fibra y (b) Rejillas de Bragg. ....	16
2.3. Esquema de una cavity de anillo unidireccional usada para láseres de fibra. ....	17
2.4. Esquema de la curva de ganancia de un láser de ensanchamiento inhomogéneo, mostrando 6 modos activos, que son los que tienen suficiente ganancia como para oscilar [ 46]. ....	18
2.5. (a) Evolución temporal de la intensidad óptica cuando los modos no están amarrados. (b) Cálculo de un tren de pulsos de amarre de modos para el caso de igual amplitud y fase. ....	20
2.6. Ilustración esquemática del proceso de amarre de modos de AM a través de pérdidas en la cavity. ....	22
2.7. Producción en forma esquemática del acortamiento por absorción saturable para un pulso de entrada Gaussiano [18]. ....	24
2.8. Dinámica de la conformación de pulsos por ganancia y pérdida para el amarre de modos utilizando un absorbente saturable lento. ....	25
2.9. Dinámica de la conformación de pulsos por pérdida para el amarre de modos utilizando un absorbente saturable rápido. ....	26
2.10. Diseño del esquema de un láser de amarre de modos pasivo a través de la técnica de la rotación de la polarización no lineal [18]. ....	28
3.1. Esquema del NOLM. ....	30
3.2. Transmisión del interferómetro de Sagnac no lineal. Con $L = 220 \text{ m}$ y $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$ . ....	31
3.3. Transmisión no lineal del interferómetro de Sagnac. Con $L = 220 \text{ m}$ y $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$ . ....	32
3.4. Esquema del NOLM utilizado en el análisis teórico. $B_{1,2}$ son las matrices que representan la birrefringencia lineal y torsión en los puertos 4 y	

## Contenido

3 del acoplador, $C_1$ es la matriz que describe la orientación de los ejes principales del acoplador, $C_{2,3}$ describen la rotación del QWR, $R$ es la matriz que describe el QWR y $F$ representa la fibra con torsión. ....	34
3.5. Transmisión contra el ángulo de rotación del QWR en el caso de $B_1 = B_2$ .	36
3.6. Transmisión contra el ángulo del QWR cuando tenemos igual torsión ( $\tau_1 = \tau_2 = 2\pi$ ) y diferente birrefringencia ( $\delta_{l,B_1} = 6\pi/4$ y $\delta_{l,B_2} = \pi/4$ ) en los brazos del acoplador. ....	37
3.7. Transmisión contra el ángulo del QWR cuando tenemos el caso de alta birrefringencia en uno de los brazos del acoplador ( $\delta_{l,B_1} = 16\pi/4$ y $\delta_{l,B_2} = \pi/4$ ). ....	38
3.8. Esquema del NOLM analizado. ....	42
3.9. Transmisión del NOLM con polarización circular en la entrada y para diferentes valores de $\alpha - b/2$ [71]. ....	44
3.10. Transmisión del NOLM con polarización lineal en la entrada y para diferentes valores de $\psi$ [71]. ....	46
4.1. Arreglo experimental del NOLM para la medición de la transmisión tanto en la region lineal como en la no lineal. $C_{1,2}$ son acopladores, $P_{1,2}$ son polarizadores lineales, QWR <sub>1,2,3</sub> son retardadores de un cuarto de onda y el PC es un contralador de polarización. ....	50
4.2. Arreglo experimental para medir la polarización circular en la salida del NOLM. ....	52
4.3. Dependencia experimental de la transmisión a bajas potencias del NOLM contra el ángulo del QWR1. ....	54
4.4. Resultados experimentales de la transmisión del NOLM con dependencia de la polarización circular de entrada y posición del QWR1 en el punto A. La línea marcada con cuadros corresponde a la polarización de salida ortogonal a la polarización de entrada, la línea marcada con círculos corresponde a la polarización de salida paralela a la polarización de entrada y la transmisión total del sistema es representada por la línea marcada con triángulos. ....	55
4.5. Resultados experimentales de la transmisión del NOLM con dependencia de la polarización circular de entrada y posición del QWR1 en el punto B. La línea marcada con cuadros corresponde a la polarización de salida ortogonal a la polarización de entrada, la línea marcada con círculos	

corresponde a la polarización de salida paralela a la polarización de entrada y la transmisión total del sistema es representada por la línea marcada con triángulos.....56

4.6. Arreglo experimental del NOLM para medir la transmisión no lineal con polarización lineal en la entrada.....57

4.7. Resultados experimentales de la transmisión del NOLM con dependencia de la polarización lineal de entrada y posición del QWR1 en el punto B. Con P2 en mínima transmisión.  $\psi_1 = 0^\circ$ ,  $\psi_2 = 10^\circ$ ,  $\psi_3 = 20^\circ$ ,  $\psi_4 = 40^\circ$ ,  $\psi_5 = 50^\circ$ .....58

4.8. Resultados experimentales de la transmisión del NOLM con dependencia de la polarización lineal de entrada y posición del QWR1 en el punto B. Con P2 en máxima transmisión.  $\psi_1 = 0^\circ$ ,  $\psi_2 = 10^\circ$ ,  $\psi_3 = 20^\circ$ ,  $\psi_4 = 40^\circ$ ,  $\psi_5 = 50^\circ$ .....59

4.9. Resultados experimentales de la transmisión total del NOLM con dependencia de la polarización lineal de entrada y posición del QWR1 en el punto B.  $\psi_1 = 0^\circ$ ,  $\psi_2 = 10^\circ$ ,  $\psi_3 = 20^\circ$ ,  $\psi_4 = 40^\circ$ ,  $\psi_5 = 50^\circ$ .....59

4.10. Esquema del arreglo experimental del láser de figura ocho de amarre de modos pasivo.....61

4.11. Tren de pulsos con una razón de repetición de 0.8 MHz, con un bombeo de aproximadamente 100 mW.....63

4.12. Autocorrelación del pulso de salida.....64

4.13. Espectro de frecuencia del pulso de salida sin rejilla de Bragg. La curva marcada con la línea sólida muestra el espectro del pulso en la régimen de amarre de modos y la línea segmentada muestra el espectro de onda continua.....65

4.14. Esquema del arreglo del láser de figura ocho de amarre de modos utilizando una rejilla de Bragg como filtro del sistema.....65

4.15. Esquema para la caracterización de la transmisión del NOLM a bajas potencias.....66

4.16. Transmisión del NOLM a bajas potencias cuando tenemos diferente birrefringencia y torsión en los brazos del NOLM. La curva marcada con la línea con cuadros muestra la parte experimental y la curva marcada con la línea sólida muestra la simulación.....67

## Contenido

4.17. Comportamiento no lineal del NOLM para 5 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de $\pi$ rad en la característica de baja potencia. Para el pico con mayor amplitud. ....	69
4.18. Comportamiento no lineal del NOLM para 5 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de $\pi$ rad en la característica de baja potencia. Para el pico con mayor amplitud. ....	69
4.19. Comportamiento no lineal del NOLM para 4 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de $\pi$ rad en la característica de baja potencia. Para el pico de menor amplitud. ....	70
4.20. Transmisión a bajas potencias cuando tenemos igual torsión y la misma birrefringencia en los brazos del NOLM. La curva marcada con la línea con cuadros muestra la parte experimental y la curva marcada con la línea sólida muestra la simulación. ....	71
4.21. Comportamiento no lineal del NOLM para 5 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos con la misma magnitud en un periodo de $\pi$ rad en la característica de baja potencia. ....	72
4.22. Autocorrelación del pulso de salida. ....	73
4.23. Tren de pulsos con una razón de repetición de $0.8 \text{ MHz}$ , con un bombeo de $70 \text{ mW}$ . ....	74
4.24. Forma temporal del pulso monitoreado por un fotodetector rápido de $10 \text{ GHz}$ . ....	75
4.25. Espectro de frecuencia del pulso de salida con rejilla de Bragg. La curva marcada con la línea sólida muestra el espectro del pulso en el régimen de amarre de modos y la curva con la línea segmentada muestra el espectro de onda continua. ....	75
4.26. Esquema experimental del láser de fibra de amarre de modos pasivo de figura ocho con un controlador de polarización entre el circulador y la rejilla de Bragg. ....	76
4.27. Paquete de pulsos separados a $1.5 \text{ ns}$ aproximadamente. La frecuencia de repetición de los paquetes es de $0.8 \text{ MHz}$ , con un bombeo de $70 \text{ mW}$ . ....	77

4.28. Forma temporal del pulso monitoreado por un fotodetector rápido de 10 GHz. .... 78

4.29. Espectro de frecuencia del pulso de salida, con un controlador de polarización PC1 colocado entre el circulador y la rejilla de Bragg. .... 78

4.30. Medición de la autocorrelación del pulso de salida, con un controlador de polarización PC1 colocado entre el circulador y la rejilla de Bragg. .... 79

A.1. Acoplador por transmisión. Ciertos modos de propagación se acoplan hacia la salida 2, otros hacia la salida 4 según sus ángulos de entrada en el acoplador. .... 85

A.2. Reflexión y Transmisión del Sagnac en la región lineal. .... 89

# Lista de símbolos

## Capítulo 1

Nb	Neodimio
Al	Aluminio
La	Lantano
Er	Erbio
Yb	Iterbio

## Capítulo 2

$M_1$	Espejo totalmente reflectivo
$M_2$	Espejo parcialmente reflectivo
AO	Aislador Óptico
$r$	Coefficiente de acoplamiento
$R$	Reflectividad
$c$	Velocidad de la luz en el vacío $3 \times 10^8$ m/s
$n$	Índice de refracción
$L$	Longitud de un ciclo completo en la cavidad
$\tau_r$	Tiempo requerido para completar un ciclo, [s]
$L_{opt}$	Longitud óptica de un ciclo completo
$E_m$	Amplitud del campo óptico
$\phi_m$	Representa la fase
$\omega_m$	Frecuencia fundamental del modo longitudinal $m$
$\tau_p$	Ancho temporal del pulso
$\Delta\nu$	Frecuencia fundamental o separación entre modos, $\Delta\nu = 1/\tau_r$



$\Delta\nu$	Ancho de banda de ganancia o FWHM del espectro de frecuencia
$m$	Número de modos
$\Delta\omega$	Frecuencia de modulación
$P_{in}$	Potencia de entrada, [W]
$P_{out}$	Potencia de salida
$l_a$	Longitud del absorbedor saturable
$\alpha_0$	Coefficiente de absorción de pequeña señal
$P_0$	Amplitud de la potencia de entrada
$t$	Tiempo, [s]
$\tau_0$	Periodo
P1,2	Controladores de polarización

### Capítulo 3

$E_i$	Amplitud del campo eléctrico de entrada, [N/C]
$E_r$	Amplitud del campo eléctrico reflejado
$E_t$	Amplitud del campo eléctrico de salida
$E_{3,4}$	Amplitudes de los campos eléctricos de salida en los puertos 3 y 4
$I_r$	Intensidad reflejada, [W/m <sup>2</sup> ]
$I_t$	Intensidad transmitida
$I_i$	Intensidad de entrada
$\phi_{NL}$	Desplazamiento de fase no lineal, $\phi_{NL} = (2\pi/\lambda) Ln_2(P/A_{eff})$
$n_2$	Coefficiente Kerr óptico, $3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$
$P$	Potencia del haz, [W]
$A_{eff}$	Area efectiva, para fibras de silicio estándar SMF-28 $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$
$L$	Longitud del lazo de fibra, [m]
$T_{máx}$	Transmisión máxima
$T_{mín}$	Transmisión mínima

## Contenido

$B_{1,2}$	Matrices que representan la birrefringencia en los puertos 4 y 3
$C_1$	Matriz que incluye el ángulo inicial $\theta_1$ de rotación
$C_{2,3}$	Matrices que representan la rotación del QWR
$R$	Matriz que representa el QWR
$F$	Matriz que representa la fibra de baja birrefringencia con torsión
$J$	Matriz de Jones
$\theta_2$	Ángulo de rotación del QWR
$L_n$	Longitud de fibra normalizada
$L_b$	Longitud de repetición
$\tau_{1,2}$	Ángulos de torsión de las secciones de fibra en los puertos 4 y 3
$\delta_c$	Birrefringencia circular
$\tau$	Ángulo de torsión de la fibra
$g$	Relaciona la birrefringencia circular y lineal, $g = \delta_c \pi / \delta_l$
$\delta_{l,B_1}, \delta_{1,B_2}$	Retardos lineales
$\Delta n_{1,2}$	Birrefringencias lineales
$\delta_{c,B_1}, \delta_{c,B_2}$	Retardos circulares
$E_{x,y}$	Amplitudes complejas de los modos polarizados linealmente
$f(x, y)$	Distribución modal transversal normalizada
$\varepsilon_{ij}$	Tensor dieléctrico lineal
$P_i^{NL}$	Polarización no lineal
$\chi^{(3)}$	Susceptibilidad de tercer orden, $\chi^{(3)} = 4\pi n_2 \times 10^{-6}$
$S_{+,-}$	Amplitudes complejas de las componentes de polarización elíptica
$P_N$	Potencia normalizada
$A_s$	Parámetro de Stokes
$\beta$	Coefficiente que describe la no linealidad, $\beta = 4\pi n_2 / 3\lambda A_{eff}$
$\lambda$	Longitud de onda, [m]
$P_{in}$	Potencia de entrada, $P_{in} = 2P_N$
$\alpha$	Ángulo de uno de los ejes principales del QWR

$V, U$	Amplitudes del campo eléctrico de entrada
$\psi$	Define la dirección de los ejes principales de la elipse
$T$	Transmisión
$b$	Actividad óptica total de la fibra
$\rho$	Potencia rotatoria, $[rad/m]$
$P_\pi$	Potencia crítica
$h$	Constante para fibras de silicio $h = 0.13 - 0.16$
$\mu$	Frecuencia espacial, $\mu = \sqrt{\pi^2 + g^2}$
$\theta$	Torsión total de la fibra, $\theta = L\tau$

## Capítulo 4

$C_{1,2}$	Acopladores direccionales de cuatro puertos
$P_{1,2}$	Polarizadores lineales
$QWR_{1,2,3}$	Retardadores de un cuarto de onda
PC	Controlador de polarización
$\Delta\tau$	El FWHM de la función de autocorrelación
$\Delta\lambda$	El FWHM del espectro óptico
$P_{2,5}$	Potencias detectadas en los medidores de potencia
$P_{3,4}$	Potencias de entrada y salida en el NOLM

## Apéndice B

$\varepsilon_0$	Permitividad del medio
$\chi^{(1)}$	Susceptibilidad lineal
$\chi^{(2)}$	Susceptibilidad de segundo orden
$\vec{E}$	Vector del campo eléctrico
$k_0$	Número de onda en el vacío, $k_0 = 2\pi/\lambda$

## Lista de acrónimos

EDFA	Amplificador de Fibra Dopada con Erbio <i>Erbium-Doped Fiber Amplifier</i>
CW	Onda Continua <i>Continuous Wave</i>
F8L	Láser de Figura Ocho <i>Figure-Eight Laser</i>
NOLM	Espejo de Lazo Optico No Lineal <i>Nonlinear Optical Loop Mirror</i>
SPM	Auto-Modulación de Fase <i>Self-Phase Modulation</i>
NPR	Rotación de la Polarización No lineal <i>Nonlinear Polarization Rotation</i>
QWR	Retardador de un Cuarto de Onda <i>Quarter Wave Retarder</i>
NALM	Amplificador de Lazo Optico No Lineal <i>Nonlinear Amplifier Loop Mirror</i>
WDM	Multiplexor por División de Longitud de Onda <i>Wavelength Division Multiplexing</i>
<i>ppm</i>	partes por millón
LASER	Amplificador de la Luz por Emisión Estimulada de Radiación <i>Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation</i>
FSR	Rango Espectral Libre <i>Free Spectral Range</i>
FM	Modulación de Frecuencia <i>Frequency Modulation</i>

AM	Modulación de Amplitud <i>Amplitude Modulation</i>
RF	Radio Frecuencia
ASE	Emisión Espontánea Amplificada <i>Amplified Spontaneous Emission</i>
GVD	Dispersión de la Velocidad de Grupo <i>Group-Velocity Dispersion</i>
XPM	Modulación de fase cruzada <i>Cross-Phase Modulation</i>
<i>cw</i>	Haz propagado en sentido de las manecillas del reloj <i>Clockwise</i>
<i>cww</i>	Haz propagado en sentido contrario a <i>cw</i> <i>Counter-clockwise</i>
FR	Rotador de Fibra <i>Fiber Rotator</i>
FWHM	Ancho Total a la Mitad del Máximo <i>Full Width at Half Maximum</i>
SFS	Autocorrimiento de Frecuencia <i>Self-Frequency Shift</i>

*Contenido*

# Capítulo 1

## Introducción general

### 1.1 Introducción

En los últimos 20 años la fibra óptica se ha posicionado como el medio de transmisión más importante para las comunicaciones de alta velocidad, tanto digitales como analógicas. Sus características insuperables en comparación con otros medios de transmisión, como son su gran ancho de banda ( $\sim 23 \text{ THz}$ ) y su baja atenuación ( $\sim 0.23 \text{ dB/km}$  en  $1550 \text{ nm}$ ), han hecho de las fibras ópticas un medio ideal para transmisiones de larga distancia. En la década de los 90 del siglo pasado, paralelamente a la creciente necesidad de aumentar el ancho de banda disponible aparecieron en escena los amplificadores ópticos, los cuales dieron paso a las comunicaciones como se conocen hoy en día. En el transcurso de los primeros años de esa década se popularizó la utilización del Amplificador de Fibra Dopada con Erblio (*Erbium Doped Fiber Amplifier*, EDFA) [1, 2], la ganancia típica máxima se encuentra en el rango de longitudes de onda  $1.53\text{-}1.56 \mu\text{m}$  con el pico máximo en  $1.53 \mu\text{m}$ , lo que dio paso a la utilización de la infraestructura ya instalada alrededor del mundo, pero esta vez operando en la tercera ventana de las telecomunicaciones.

## *Self-starting en un F8L de amarre de modos pasivo*

Antes de los años 60 ya se conocía la capacidad de amplificación de la luz de las tierras raras. En 1960 ya se había propuesto el máser óptico y se había demostrado el efecto láser. En 1961 E. Snitzer [ 3] propuso usar una fibra óptica como medio amplificador y como cavidad resonante. Durante los años posteriores se siguió avanzando en esta idea, pero las fibras utilizadas presentaban pérdidas altas. A mediados de los 80, cambios en los procesos de fabricación permitieron una gran disminución en las pérdidas producidas durante la propagación.

En 1985 un grupo de la Universidad de Southampton [4] consiguió construir el primer láser de fibra utilizando Neodimio (Nd) operando en Onda Continua (*Continuous Wave*, CW). Experimentaron con dos tipos de cavidades de resonancia, la Fabry-Perot y la de anillo. En la cavidad Fabry-Perot obtuvieron pocos micro-watts de potencia de salida con una longitud de onda de  $1.088 \mu m$ , mientras que en la cavidad de anillo a una longitud de onda de operación de  $1.078 \mu m$  miden una potencia de salida de  $2 mW$ . Pero muy pronto se observó que el ión de Erblio tiene una transición hacia  $1.55 \mu m$ , que coincide con la ventana de transmisión con menos pérdidas en las fibras basadas en silicio. La utilización del Erblio permite confinar una gran potencia en poco espacio, por lo que se consigue una alta densidad de energía logrando amplificación con potencias de bombeo muy bajas. El primer láser con fibra dopada con Erblio lo realizó el mismo grupo de Southampton en 1986 [5], fue el primer láser de tres niveles operando en modo continuo a temperatura ambiente, lo que indicaba el gran potencial de estos láseres.

La investigación de los láseres de fibra óptica se han dividido en dos grandes grupos, los láseres de fibra de CW y los láseres de fibra pulsados. Los láseres de fibra pulsados están divididos en dos tipos: láseres pulsados Q-switch y láseres de amarre de modos [6].



Dentro de los láseres de amarre de modos se distinguen los láseres pasivos y activos [7, 8]. La diferencia entre estos láseres radica en que los activos utilizan moduladores electro-ópticos o acusto-ópticos (una señal de control externa) y los pasivos no. Finalmente, los láseres de amarre de modos pasivo están clasificados de acuerdo a la configuración que se utilice, la configuración de anillo o la configuración de figura ocho [9, 10].

Nosotros trabajamos con el Láser de Figura Ocho (*Figure-Eight Laser*, F8L), que es un oscilador que fundamentalmente comprende dentro de su configuración un Espejo de Lazo Óptico No lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM) [11]. Este dispositivo utiliza convencionalmente un acoplador asimétrico siendo la transmisión dependiente de la intensidad de entrada. Para altas potencias de entrada los cambios de fase de los dos haces son diferentes, estos cambios de fase son debido al efecto no lineal de la Auto-Modulación de Fase (*Self-Phase Modulation*, SPM). Por lo tanto, la transmisión del NOLM viene siendo dependiente de la intensidad de entrada. Estudios recientes sobre NOLMs con fibras birrefringentes han demostrado que el NOLM puede ser utilizado con acoplador simétrico, en el cual se coloca una fibra de baja birrefringencia con torsión, y la diferencia de fase se obtiene considerando el efecto de la Rotación de la Polarización No lineal (*Nonlinear Polarization Rotation*, NPR). Nuestro trabajo trata del problema del Autoencendido (*Self-starting*) de un láser de fibra de amarre de modos pasivo de figura ocho que incluye un NOLM utilizando un acoplador simétrico y un Retardador de un Cuarto de Onda (*Quarter-Wave Retarder*, QWR) en el lazo de fibra.

## 1.2 Antecedentes

La investigación del interferómetro de Sagnac en el régimen no lineal comúnmente llamado NOLM, es de gran interés hoy en día, debido que presenta una configuración muy compacta y de bajas pérdidas que cualquier otro dispositivo interferométrico formado por fibra óptica [12]. En la literatura se encuentra un gran número de dispositivos basados en fibra óptica, usados para la conmutación ultra-rápida, como la configuración Mach-Zehnder [13, 14].

En 1988 N. J. Doran y David Wood [15], proponen el interferómetro de Sagnac como un nuevo dispositivo no lineal hecho totalmente de fibra óptica para aplicaciones de conmutación ultra-rápida. La conmutación en este dispositivo se obtiene por el efecto de la SPM, por lo que se requiere que los dos haces contra-propagándose tengan diferentes potencias, esto lo logran utilizando un acoplador asimétrico.

Posteriormente, en el mismo año de 1988 David B. Mortimore [16], describe la teoría y aplicación que puede tener el espejo de lazo reflector. Demuestra que la variación de la reflectividad puede ajustarse de 0 a 1 a través de la selección de la longitud de onda del haz de entrada y controlando la birrefringencia en el lazo de fibra.

En 1989 Doran *et al.* [17], publicaron un trabajo de un interferómetro de anillo operando en el régimen de dispersión positiva [18] con una razón de acoplamiento de 0.58/0.42. En este arreglo los dos pulsos en contra-propagación acumulan diferentes cambios de fase no lineales que están en función de la intensidad, generándose el fenómeno de la SPM que conduce a una fase no uniforme a través de los pulsos que se propagan en direcciones contrarias afectando de esta manera la forma del pulso de salida.

En 1990 K. Blow *et al.* [19], analizan teórica y experimentalmente la operación del NOLM utilizando dos diferentes longitudes de onda dentro del lazo, la señal de prueba de baja potencia de  $1.53 \mu m$  y la señal de bombeo de  $1.3 \mu m$ , los resultados experimentales muestran que el NOLM puede ser utilizado como modulador óptico. En el mismo año K. Smith *et al.* [20], demuestran que el NOLM puede ser utilizado para compresión y supresión de pedestal utilizando pulsos ópticos del orden de *ps*.

En 1991 J. D. Moores *et al.* [21], proponen un reflector de anillo que opera como un conmutador óptico mejorado. Lograron demostrar que cuando dos ondas solitarias con polarización ortogonal interactúan en una fibra de alta birrefringencia, la forma del pulso no cambia significativamente si el cambio en el corrimiento de fase es pequeño comparado con  $\pi$ . En el mismo año B. K. Nayar *et al.* [22], presentan una teoría para la conmutación en onda continua y de un pulso tipo soliton en dispositivos reflectores de lazo de fibra en el régimen no lineal. Muestran que el uso de solitones puede facilitar la conmutación completa, obteniendo una transmisión máxima del 93% de la energía de entrada.

Posteriormente, debido al gran desarrollo que se tuvo en los mecanismos de conmutación óptica condujo a la implementación de sistemas láseres utilizando el NOLM que funciona como absorbedor saturable, responsable del amarre de modos pasivo. Fue así que en 1990 A. G. Bulushev *et al.* [23] describen un láser de amarre de modos pasivo, utilizando el NOLM con un acoplador direccional desbalanceado 0.42/0.58, la respuesta no lineal del reflector se debe a la asimetría en intensidad entre los haces que se contra-propagan en el lazo de fibra, así cuando se incrementa la potencia la reflexión del NOLM decrece, obteniendo como resultado el amarre de modos debido a la interferencia en la salida de los haces en contra-propagación.

En 1991 Irl. N. Duling [11], presenta un láser de fibra de amarre de modos pasivo utilizando como elemento de ganancia un Espejo de Lazo Amplificador No Lineal (*Non-linear Amplifier Loop Mirror*, NALM), el cual básicamente es un NOLM que incluye en el lazo una fibra dopada con Erblio. Su configuración es una estructura de doble lazo que asemeja a una figura ocho. Menciona que una consideración importante en láseres de amarre de modos pasivo es que ellos son capaces de tener autoencendido, láseres construidos para auto-encenderse y no depender de un ruido externo para iniciar el régimen pulsado. Observa la aparición del autoencendido en el láser con una potencia de bombeo arriba de 80 *mW*.

En 1992 Matsas *et al.* [24], presentan el autoencendido de un láser de fibra de anillo de amarre de modos pasivo, produciendo pulsos del orden de subpicosegundo por medio de la técnica de la NPR, aprovechando los efectos de la birrefringencia no lineal en la cavidad del láser de anillo. En 1993 S. F. Feldman *et al.* [25], desarrollan una teoría completa de la rotación de la elipse de polarización no lineal en una fibra birrefringente y torcida. La teoría incluye las soluciones completas de la evolución de la luz en una fibra torcida así como el análisis de estabilidad y la representación de las soluciones en el plano fase. Los resultados experimentales muestran a detalle que tienen buena aproximación con los resultados teóricos. Como resultado de la inestabilidad, pequeñas variaciones en la potencia o polarización de entrada en la fibra dan lugar a grandes cambios en la polarización de salida. En Septiembre del mismo año D. Abraham *et al.* [26], reportan el autoencendido de

un láser de amarre de modos pasivo que tiene la configuración de anillo, usando una fibra dopada con Erblio como medio de ganancia. Utilizan un acoplador simétrico y fibra dopada Lycom modelo R47001 con una concentración de  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  codopada con Aluminio (Al) y Lantano (La) y una longitud en el rango de 5-13 m. El láser es capaz de generar pulsos de 1 ps de ancho.

En 1994 A. J. Stentz y R. W. Boyd [27], analizan los efectos de la polarización y la conmutación no lineal en láseres de fibra de figura ocho. Utilizan dentro de la configuración del láser un NALM compuesto por 15 m de fibra dopada con Erblio y 30 m de fibra estándar para comunicaciones. Encuentran dentro de las características de operación del láser que la conmutación no lineal funciona de una manera contraria a la descrita por la teoría convencional de amarre de modos pasivo con un absorbedor saturable rápido. La teoría convencional asume que la transmisión del absorbedor saturable es directamente proporcional a la intensidad del pulso. Además analizan el efecto de la evolución de la polarización no lineal, sabiendo a detalle la distribución de la birrefringencia en el sistema.

En 1995 C. J. Chen *et al.* [28], estudian el autoencendido de un láser de fibra de amarre de modos pasivo con un absorbedor saturable rápido. Suponen básicamente que los láseres llegan a tener autoencendido cuando la operación en modo continuo es inestable y la operación de amarre de modos es estable. Inician su análisis teórico con un modelo estándar estrechamente relacionado con la ecuación de Ginzburg-Landau que es válida cuando el cambio en la variación del tiempo de la luz láser durante una vuelta completa a través del láser es pequeño. Determinan el régimen en el cual la operación en modo continuo llega a ser inestable y el régimen en el cual se llega a tener autoencendido. En el mismo año W. Margulis *et al.* [29], reportan un láser de figura ocho con alta potencia para realizar experimentos de transmisión de solitones. Dentro de la configuración se tiene un NALM como medio de ganancia, en el lazo pasivo colocaron un filtro con 2 nm de ancho de banda el cual es utilizado para sintonizar la longitud de onda y así poder eliminar las bandas laterales. La cavidad del láser esta formada con fibra de baja dispersión, la duración de los pulsos es de 1.2-1.3 ps con una potencia máxima de salida de 19  $\mu\text{W}$  con una potencia pico de 6 W.

En 1996 S. Gray y A. B. Grudinin *et al.* [30], publican un trabajo sobre un láser de amarre de modos pasivo armónico. El esquema incluye un NALM en conjunto con un absorbedor saturable de semiconductor. Dicho NALM tiene un acoplador asimétrico 0.40/0.60, una sección de fibra dopada con Er/Yb de 2 m de longitud, un dispositivo llamado Multiplexor por División de longitud de Onda (*Wavelength Division Multiplexing*, WDM) utilizado para poder introducir el bombeo de un láser de Nd-YAG a 1064 nm y 100 m de fibra estándar de telecomunicaciones con dispersión desplazada. Obtuvieron pulsos con una razón de repetición de 2 GHz con un ancho de 2.5 ps.

A principios de 1997 J. Theimer y J. W. Haus [31], reportan simulaciones numéricas de un F8L con dispersión en el NOLM, logrando modelar el comportamiento del láser de amarre de modos pasivo. En el esquema del sistema utilizan un acoplador direccional asimétrico 0.60/0.40, un medio amplificador, un aislador y un acoplador para el monitoreo de los pulsos de salida. En la cavidad lograron observar un pulso que tiene la forma de una secante-hiperbólica con subsecuentes cambios hasta lograr un estado estable que se alcanzó después de 10 vueltas alrededor del lazo. Las simulaciones son restringidas en el estado estacionario, donde la ganancia es saturada. En el mismo año M. Horowitz *et al.* [32], publican un estudio sobre un láser de fibra utilizando fibra dopada con Erblio utilizando la técnica de la NPR para obtener el amarre de modos. El láser genera pulsos del 100 ps con un ancho espectral de 44 nm. En agosto del mismo año T. O. Tsun *et al.* [9], reportan un láser de figura ocho que esta formado por 10 m de fibra dopada con Erblio con una concentración de 730 ppm (partes por millón) y codopada con 20300 ppm de Aluminio (Al) con dispersión normal a una longitud de onda de 1560 nm. Para el bombeo utilizaron un diodo láser que se introdujo por medio de un WDM a 1480 nm con 40 mW de potencia. El láser es capaz de generar pulsos de 125 fs de la forma  $\text{sech}^2$  ( $\Delta\nu\Delta\tau = 0.38$ ) con una energía cerca de 0.5 nJ. La potencia promedio de salida es de 1.2 mW a una potencia de bombeo de 40 mW. A finales de 1997 E. A. Kuzin *et al.* [33], examinaron numéricamente el efecto de la NPR en el NOLM formado por un acoplador simétrico 0.5/0.5, fibra de baja birrefringencia y un control de polarización colocado en uno de los puertos de salida del acoplador. Demuestran que en esta configuración la NPR conduce

a una variación del coeficiente de transmisión entre 1 y 0 dependiendo de la intensidad de entrada. El control de polarización es utilizado para que los haces contra-propágándose tengan diferentes orientaciones de polarización con respecto a los ejes principales de la fibra.

En el 2000 E. A. Kuzin *et al.* [34], muestran tanto analítica como numéricamente que se puede elegir un valor crítico de la cantidad de torsión y birrefringencia lineal de tal modo que el periodo y el cambio de fase no lineal no sean tan sensibles al estado de polarización de entrada. Por lo tanto, el NOLM que ellos proponen que esta formado por un acoplador simétrico y fibra de baja birrefringencia, es independiente de la polarización de entrada para aplicaciones en láseres de amarre de modos. Aplican el método de la esfera de Poincaré para analizar el impacto de los parámetros y las condiciones de entrada en la operación del interferómetro de Sagnac, incluyendo la evolución de la polarización no lineal en una fibra torcida.

En el 2001 E. A. Kuzin *et al.* [35], presentan una teoría del NOLM con fibra de baja birrefringencia y torcida. La evolución de la polarización no lineal es periódica y es aplicada para el análisis del interferómetro de Sagnac. El periodo lo calcularon usando la teoría de perturbación y encontraron una condición para que pueda ser independiente del estado de polarización inicial. También derivaron un conjunto simplificado de ecuaciones que describen la evolución de la fase no lineal y demuestran una forma muy útil para poder visualizar el comportamiento del NOLM (en función de la birrefringencia, torsión, longitud y estado de polarización) en términos de la esfera de Poincaré. Finalmente, logran obtener un alto rango dinámico entre la transmisión máxima y la transmisión mínima, además de un fácil y simple ajuste de la transmisión a bajas potencias que puede ser usado en aplicaciones de amarre de modos. En el mismo año E. A. Kuzin *et al.* [36], publican una nueva configuración láser de figura ocho de amarre de modos pasivo basado en un NOLM con un acoplador simétrico operando a través de la NPR. El NOLM esta formado por un acoplador que tiene una razón de acoplamiento de 0.51/.49, el lazo tiene una longitud de 220 m de fibra estandar SMF-28 y un retardador de un cuarto de onda ( $\lambda/4$ ) colocado de manera asimétrica en el lazo de fibra. La razón de torsión impuesta en la fibra es de  $\sim 18$

*rad* por metro, midieron una longitud de repetición de 12 *m*. La longitud de la fibra dopada con Erblio es de 10 *m* con una concentración de 1000 *ppm*. Para el bombeo utilizaron 980 *nm* con un máximo de potencia de 150 *mW*. Este láser genera pulsos de subpicosegundos y estables con una potencia promedio en el rango de miliwatts.

En el 2003 B. Ibarra Escamilla *et al.* [37], analizan el NOLM con fibra birrefringente y torcida. Con las ecuaciones que gobiernan la evolución del estado de polarización en el caso de onda continua encuentran una aproximación útil para la propagación no lineal de un haz a través de una fibra torcida. Demuestran que este NOLM formado con un acoplador 0.5/0.5, fibra con alta torsión y un retardador de un cuarto de onda en el lazo puede ser aplicado a un F8L. Experimentalmente la nueva configuración láser que describen genera pulsos estables en el orden de subpicosegundos con una potencia promedio de salida de miliwatts.

Como podemos observar el NOLM formado con un acoplador simétrico, fibra de baja birrefringencia torcida y un retardador de un cuarto de onda sigue siendo buen candidato para usarse en nuevas configuraciones de F8L, ya que presenta un alto rango dinámico entre el máximo y el mínimo de transmisión y funciona como absorbedor saturable. Siguiendo por esta línea de investigación, presentamos una nueva configuración de un F8L utilizando una rejilla de Bragg como filtro del sistema, como resultado tenemos un láser de fibra de amarre de modos pasivo con autoencendido. Muchos dicen tener un láser que presenta el autoencendido pero no explican de una manera clara como obtienen este resultado. Nosotros presentamos un procedimiento muy claro, bien definido y repetible de como obtenemos autoencendido en nuestro láser.

### 1.3 Objetivos

El objetivo de este trabajo es implementar un láser de figura ocho utilizando una rejilla de Bragg como filtro del sistema y el NOLM como absorbedor saturable, además de proponer un método que sea reproducible para obtener el autoencendido.

## **1.4 Organización de la Tesis**

En el capítulo uno se describe el gran desarrollo que han tenido las fibras ópticas como medio de transmisión y la importancia que han tenido para las comunicaciones ópticas, tanto digitales como analógicas. Posteriormente, mencionamos que debido a las características de la fibra, aparecen dispositivos de fibra óptica como el interferómetro de Sagnac. Posteriormente, las modificaciones y el desarrollo que ha tenido el interferómetro de Sagnac de fibra óptica como conmutador óptico para aplicaciones en láseres de fibra de amarre de modos pasivo. Finalmente, se presentan de manera cronológica los antecedentes del desarrollo de los láseres de fibra de amarre de modos.

En el capítulo dos presentamos un panorama de lo que es un láser de fibra óptica, describiendo la importancia y desempeño de cada una de las partes que lo componen. La palabra LASER es un acrónimo que sustituye a Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación (*Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation*, LASER). Los láseres de fibra óptica han sido diseñados con fibras dopadas con tierras raras debido a su gran potencial en sistemas de comunicaciones o como sensores. También mencionamos que los láseres de fibra óptica dopadas con Erbio han atraído más la atención debido a la propiedad de amplificación del EDFA cerca de  $1.55 \mu m$ , longitud de onda en la cual la fibra presenta la mínima pérdida por transmisión.

En el capítulo tres se hace una descripción del funcionamiento del interferómetro de Sagnac de fibra óptica convencional. Posteriormente, se realiza un análisis teórico del NOLM que utilizaremos en nuestro experimento, así como el estudio de la transmisión dependiendo del estado de polarización en la entrada del interferómetro.

En el capítulo cuatro se presentan los resultados experimentales obtenidos del láser de fibra de amarre de modos pasivo implementado con las características del NOLM que propusimos como absorbedor saturable. Mostramos también que los resultados teóricos del NOLM tienen buena similitud con los resultados experimentales. Posteriormente, demostraremos de manera experimental el funcionamiento del NOLM como absorbedor saturable y la forma en que puede ser aplicado en un láser de figura ocho para obtener amarre de modos pasivo. Finalmente, mostramos que ajustando un solo parámetro (el ángulo del



QWR) podemos obtener las condiciones que conducen al autoencendido de un láser de fibra de amarre de modos pasivo.

Por último, en el capítulo cinco se presentan las conclusiones generales.

*Self-starting en un F8L de amarre de modos pasivo*

# Capítulo 2

## Láseres de fibra óptica

### 2.1 Introducción

El objetivo de esta sección es dar un panorama de lo que es un láser de fibra óptica, describiendo la importancia y desempeño de cada una de las partes que lo componen. La palabra LASER es un acrónimo que sustituye a Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación (*Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation*, LASER). Los láseres de fibra óptica han sido diseñados con fibras dopadas con tierras raras debido a su gran potencial en sistemas de comunicaciones o como sensores [38-40]. Los láseres de fibra óptica dopadas con Erbio han atraído más la atención debido a la propiedad de amplificación del EDFA cerca de  $1.55 \mu m$ , longitud de onda en la cual la fibra presenta la mínima pérdida por transmisión [41].

## 2.2 Cavidades

Un láser de fibra es construido colocando un amplificador óptico dentro la cavidad, dicha cavidad puede tener la configuración de Fabry-Perot o la configuración de anillo [42]. El tipo más simple de cavidad láser es la de Fabry-Perot en donde se mantiene un patrón de onda estacionaria y se forma colocando un medio de ganancia entre dos espejos altamente reflectivos como se esquematiza en la figura 2.1 (a). En la cavidad de anillo se tiene una onda progresiva que es unidireccional de manera que puede propagarse indefinidamente y una de las ventajas que presentan este tipo de cavidades es que no requieren espejos, como se esquematiza en la figura 2.1 (b).

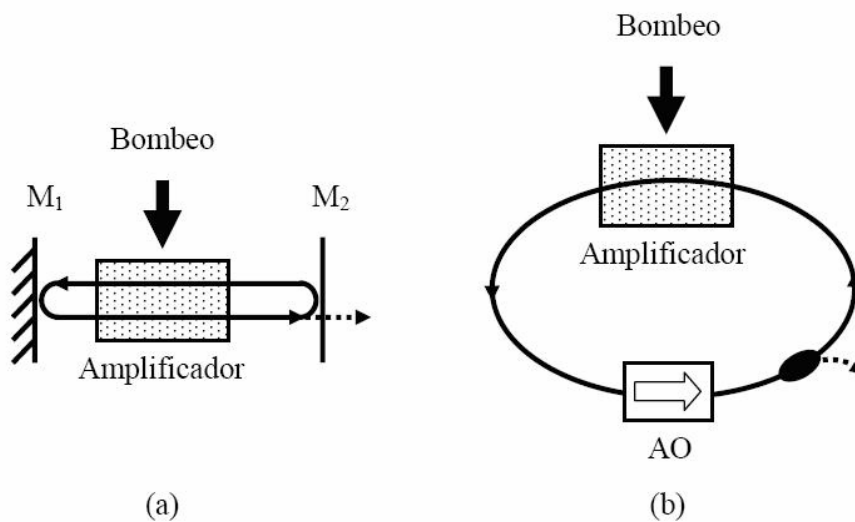


Figura 2.1. a) Cavidad Fabry-Perot con un espejo  $M_1$  altamente reflectivo y un espejo  $M_2$  parcialmente reflectivo, b) Cavidad de anillo. AO: Aislador Óptico.

### 2.2.1 Cavidad Fabry-Perot para láseres de fibra

En láseres de fibra existen alternativas para poder diseñar una cavidad Fabry-Perot totalmente de fibra óptica [18]. La primera es utilizando dos espejos de lazo de fibra, en la figura 2.2 (a) se muestra esquemáticamente la configuración donde resulta un dispositivo

de fibra. Los espejos de lazo óptico son interferómetros de Sagnac y pueden ser diseñados para reflejar la luz láser pero transmitir la radiación de bombeo. Físicamente un espejo de lazo de fibra está formado por un acoplador de fibra con dos de sus puertos están unidos para formar una trayectoria cerrada. La reflectividad es controlada por el coeficiente de acoplamiento  $r$  del acoplador. La reflectividad  $R$  para un espejo de lazo de fibra está dada por

$$R = 4r(1 - r), \quad (2.1)$$

a bajas potencias, la reflectividad es del 100% cuando tenemos un coeficiente de acoplamiento  $r = 0.5$ . La reflectividad del lazo puede ser diferente para la radiación de bombeo y para la radiación láser usando un acoplador WDM para que el coeficiente de acoplamiento sea diferente para las dos longitudes de onda. Otra alternativa para formar una cavidad Fabry-Perot consiste en dos rejillas de Bragg como reflectores como se muestra en la figura 2.2 (b), de tal manera que actúen como espejos altamente reflectivos para la longitud de onda láser y transparente para la radiación de bombeo. Una de las ventajas del uso de rejillas de Bragg es que el láser opera en un solo modo longitudinal con una línea ancha a causa de la reflexión selectiva en frecuencia de tal rejilla.

### 2.2.2 Cavidad de anillo de fibra

Una interesante ventaja de la cavidad de anillo es que también puede ser realizada sin espejos, resultando una cavidad totalmente de fibra. En el diseño más simple, dos puertos de un WDM son conectados para formar una cavidad de anillo que contiene la fibra dopada como se muestra en la figura 2.3. Un aislador de fibra se coloca dentro del lazo para asegurar que la operación sea unidireccional y eliminar reflexiones, el controlador de polarización es también necesario si la fibra dopada es de tipo estándar que no preserva la polarización [18].

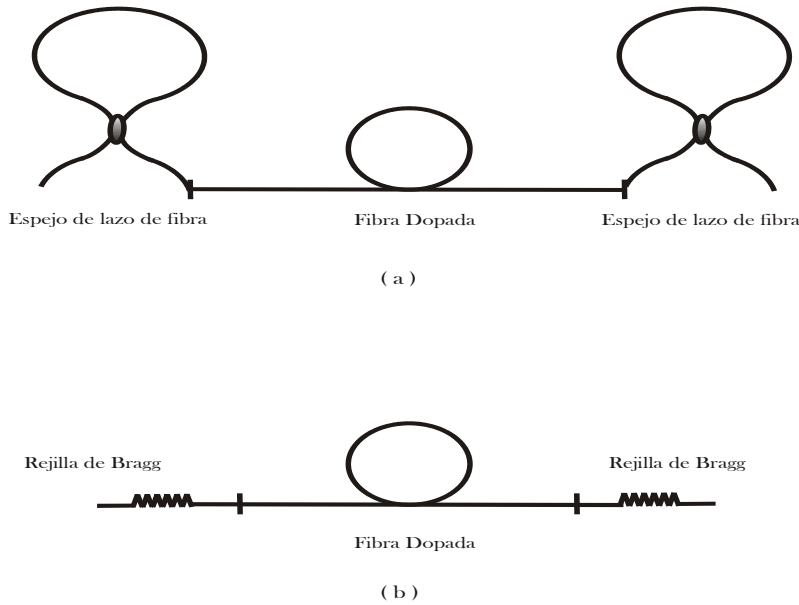


Figura 2.2. Dos diseños de una cavidad Fabry-Perot para láseres de fibra usando: (a) Espejos de lazo de fibra y (b) Rejillas de Bragg.

### 2.3 Técnicas de amarre de modos

El amarre de modos (mode-locking) [43-45] es una técnica para generar pulsos de luz cortos y ultracortos (se entiende por pulsos cortos hasta los del orden de 1 nanosegundo ( $ns$ ) y pulsos ultracortos por abajo del orden de 100 picosegundos ( $ps$ )). El amarre de modos se refiere a la generación de una coherencia entre modos longitudinales que generalmente tienen fases aleatorias. La estructura resonante es una condición impuesta por el láser sobre las frecuencias que son permitidas para la oscilación. La condición es muy simple, se obtiene imponiendo que la señal permanezca en fase con ella misma después de cada ciclo, solo sufre un cambio después de cada ciclo por múltiplos enteros de  $m$  por  $2\pi$ , condición para tener interferencia constructiva. La ecuación que define la frecuencia de los modos longitudinales del láser que caen dentro del ancho de banda de ganancia está dada por

$$\nu_m = m \frac{c}{nL} = \frac{m}{\tau_r}, \quad (2.2)$$

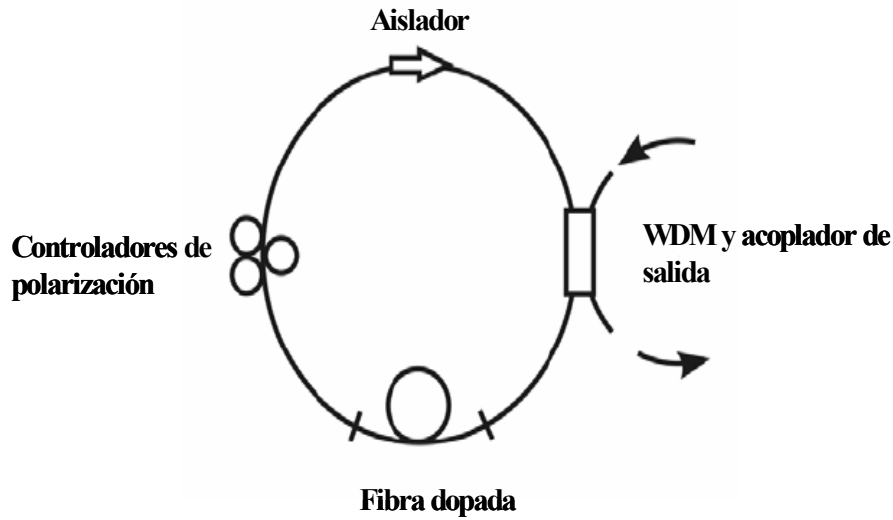


Figura 2.3. Esquema de una cavidad de anillo unidireccional usada para láseres de fibra.

donde  $m$  es un entero,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío,  $n$  el índice de refracción del medio,  $L$  es la longitud de un ciclo completo en la cavidad (para una cavidad Fabry-Perot corresponde a dos veces la longitud física de dicha cavidad) y  $\tau_r$  es el tiempo requerido para completar un ciclo (*round tripe time*). La separación de frecuencia entre modos consecutivos o Rango Espectral Libre (*Free Spectral Range*, FSR) corresponde al valor de la frecuencia fundamental o también llamada frecuencia de resonancia y esta dada por

$$\Delta\nu = \frac{c}{L_{opt}} = \frac{1}{\tau_r}, \quad (2.3)$$

donde  $L_{opt}$  es la longitud óptica de un ciclo completo dentro de la cavidad. Para cavidades de anillo  $L_{opt} = nL$  y para una cavidad Fabry-Perot  $L_{opt} = 2L$ . El funcionamiento multimodo es debido al gran ancho de banda de la ganancia comparado con el FSR, donde cada uno de los modos tiene una amplitud determinada por la ganancia. Por lo tanto, dentro del perfil de ganancia existen miles de modos ajustados como puede verse en la figura 2.4, los modos localizados en la vecindad de cada pico experimentan la misma ganancia y

el alcance del umbral simultáneamente. El campo óptico puede escribirse como:

$$E(t) = \sum_{m=-M}^M E_m \exp(i\phi_m - i\omega_m t), \quad (2.4)$$

donde  $E_m$  es la amplitud del campo óptico,  $\phi_m$  representa la fase y  $\omega_m$  es la frecuencia del modo  $m$ . El entero  $m$  numera los modos longitudinales, tal que  $2M + 1$  representa su número total. Si todos los modos oscilan simultáneamente sin relación fija de fase ni de amplitud, no existe interferencia constructiva entre los modos, la señal es aleatoria periódica. La intensidad total  $|E(t)|^2$  representa la situación en la láseres de CW.

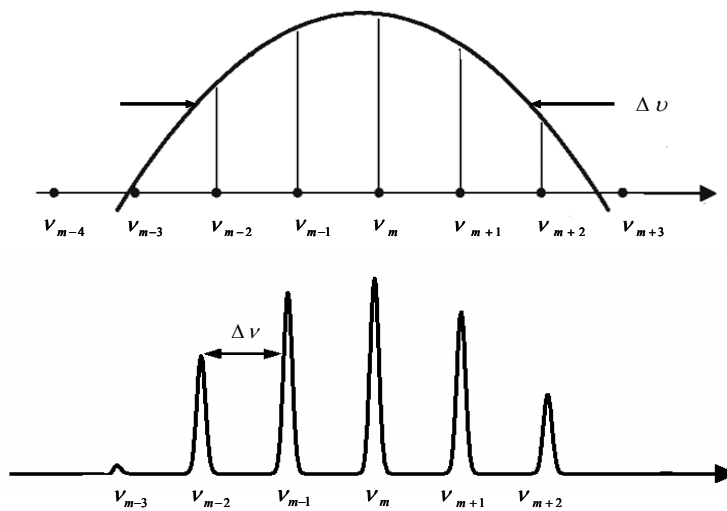


Figura 2.4. Esquema de la curva de ganancia de un láser de ensanchamiento inhomogéneo, mostrando 6 modos activos, que son los que tienen suficiente ganancia como para oscilar [ 46].

En un láser sin amarre de modos, en el dominio de la frecuencia la radiación consiste en un gran número de líneas espectrales discretas espaciadas por  $\Delta \nu$ . Cada modo oscila independientemente de los otros y las fases están distribuidas al azar. El amarre de modos ocurre cuando las fases de varios modos longitudinales son sincronizadas, es decir que la diferencia de fase entre cualquiera de los modos vecinos son amarradas a un valor constante



$\phi$  tal que

$$\phi_m - \phi_{m-1} = \phi, \quad (2.5)$$

estas relaciones de fase implican que  $\phi_m = m\phi + \phi_0$  es una solución de la ecuación (2.5). La frecuencia del modo  $\omega_m$  puede escribirse como  $\omega_m = \omega_0 + 2m\pi\Delta\nu$ . Si aplicamos esta relación en la ecuación (2.4) y asumimos por simplicidad que todos los modos tienen la misma amplitud  $E_0$ , entonces se puede llevar la suma analíticamente. El resultado para la intensidad es

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2 [(2M + 1)\pi\Delta\nu t + \phi/2]}{\sin^2 (\pi\Delta\nu t + \phi/2)} E_0^2, \quad (2.6)$$

donde la intensidad óptica  $I = |E(t)|^2$  es para  $M$  modos de fases idénticas. La dependencia de la intensidad con el tiempo se muestra en la figura 2.5. En la figura 2.5 (a) se muestra la evolución temporal de la intensidad óptica cuando los modos no se encuentran amarrados y en la figura 2.5 (b) se muestra 10 modos acoplados ( $m = 10$ ), que representa la evolución temporal de un tren de pulsos donde el periodo viene dado por la relación  $\tau_r = 1/\Delta\nu$ , que es el tiempo de un ciclo en la cavidad láser. La salida del láser es en forma de un tren de pulsos donde los pulsos individuales son separados por  $\tau_r$ . Este resultado puede interpretarse de una manera simple, en que solo un pulso circula dentro de la cavidad láser y una fracción de la energía de dicho pulso es emitida por el sistema cada vez que el pulso llega a la salida del acoplador. Por otra parte,  $\tau_p = [(2M + 1)\Delta\nu]^{-1}$  es el ancho del pulso, ya que el término  $(2M + 1)\Delta\nu$  representa el ancho de banda. El ancho del pulso es inversamente relacionado con el ancho de banda de ganancia  $\Delta\nu$ , es decir,  $\Delta\nu^{-1}$  provee un estimado del orden de magnitud del ancho del pulso para láseres de amarre de modos. La relación exacta depende de la forma del espectro de ganancia y en la naturaleza del ensanchamiento (homogéneo contra inhomogéneo). Hablando cualitativamente, el ancho del pulso es relacionado inversamente al ancho de banda del espectro en el que las fases de varios modos longitudinales pueden ser sincronizadas. Por lo tanto, para obtener pulsos más cortos es necesario sincronizar más modos. Los pulsos más cortos se generan a partir de los láseres cuyo ancho de banda de ganancia es mayor, de tal manera que puede incluir

más modos amarrados. Finalmente, mientras que en un láser de luz continua hay que generar de manera ideal un solo modo, la generación de un gran número de modos en un ancho de banda suficientemente largo viene siendo una condición necesaria para generar pulsos más angostos. Sin embargo, dicha condición no es suficiente, por esta razón hay que recurrir a métodos para lograr el amarre de las fases de todos estos modos. Existen dos técnicas principales, el amarre modos activo diseñados para generar pulsos a una frecuencia de repetición impuesta por una señal externa, y el amarre de modos pasivo.

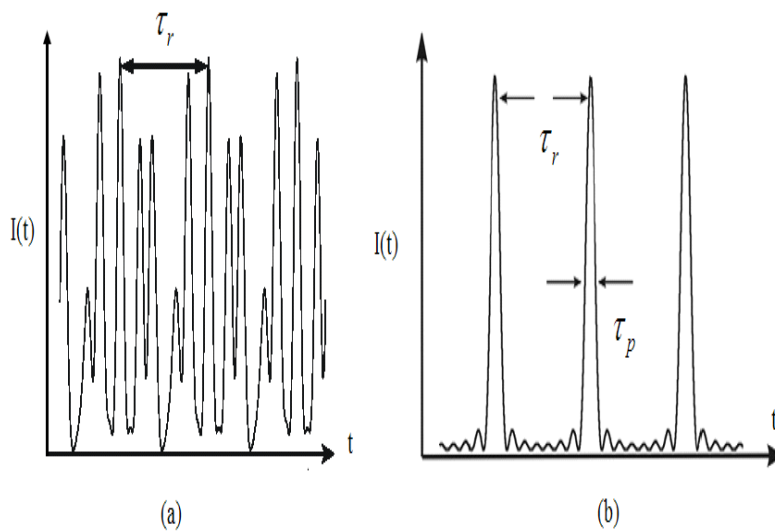


Figura 2.5. (a) Evolución temporal de la intensidad óptica cuando los modos no están amarrados. (b) Cálculo de un tren de pulsos de amarre de modos para el caso de igual amplitud y fase.

### 2.3.1 Amarre de modos activo

El amarre de modos activo requiere modulación en amplitud o en frecuencia del campo óptico dentro de la cavidad. Se puede recurrir a sistemas de modulación periódica de algún parámetro por medio de un reloj externo sintonizado a la frecuencia natural de los pulsos. En esto se basa los dos métodos de amarre de modos activo: por Modulación de Frecuencia (*Frequency Modulation*, FM) y por Modulación de Amplitud (*Amplitude Modulation*, AM).

La modulación de amplitud utiliza un modulador acusto-óptico que al aplicarse una señal de RF (Radio Frecuencia), genera una red de difracción en volumen, modulada al doble de esta frecuencia. La red de difracción introduce una gran pérdida al láser e inhibe la oscilación, excepto en el pequeño intervalo de tiempo en que el campo eléctrico de RF se anula. El modulador de fase consiste en un sistema electro-óptico, operando también a la frecuencia de repetición de los pulsos, que esencialmente produce una modulación del índice de refracción de un cristal ubicado dentro de la cavidad. El efecto de esto es el de una modulación del largo de la cavidad o de la posición del espejo de salida hacia atrás o adelante. Cualquier señal óptica que rebote en este espejo en un momento diferente que no sea en uno de los puntos de retorno de la oscilación, sufrirá un desplazamiento Doppler de la frecuencia. Por consecuencia, las idas y vueltas sucesivas en la cavidad de estos desplazamientos empujan al espectro de la señal fuera del ancho de banda del amplificador, habilitando de esta manera únicamente modos con una relación de fase bien definida.

Si lo vemos en el dominio de las frecuencias, ambos moduladores producen el efecto de transferir energía a modos laterales. La modulación hace que cada modo genere bandas laterales a frecuencias  $\omega_m \pm \Delta\omega$ , donde  $\Delta\omega$  es la frecuencia de modulación, coincidiendo esta frecuencia con el FSR. Como resultado, el modulador tenderá a acoplar o amarrar en fase cada modo longitudinal con uno o más de sus vecinos. La teoría del amarre de modos esta bien establecida y consiste en seguir la evolución de un pulso a través de un viaje de ida y vuelta en la cavidad, pasando por el modulador y el medio activo y por último hacer que el pulso resultante sea igual a si mismo a la vuelta anterior [47]. La figura 2.6 muestra el caso de amarre de modos de AM, las pérdidas de la cavidad son moduladas a una frecuencia  $\Delta\nu$ . Puesto que el láser genera más luz a pérdidas menores, el campo de la intracavidad y la salida láser, también son modulados a la misma frecuencia. Si el periodo de modulación es igual al periodo de un ciclo en la cavidad, esta mínima diferencia en la intensidad se acumula en ciclos sucesivos, solo hay luz para tiempos de transmisión máxima, es decir el láser emite un tren de pulsos de amarre de modos en régimen continuo. Dicho de otra manera, las pérdidas de la cavidad son más bajas para la operación pulsada que para la operación de onda continua, puesto que la intensidad intracavidad existe solamente durante

un intervalo de tiempo de bajas pérdidas. Esto reduce el umbral del láser para la operación en régimen pulsado. De esta manera, el láser emite un tren de pulsos en lugar de onda continua.

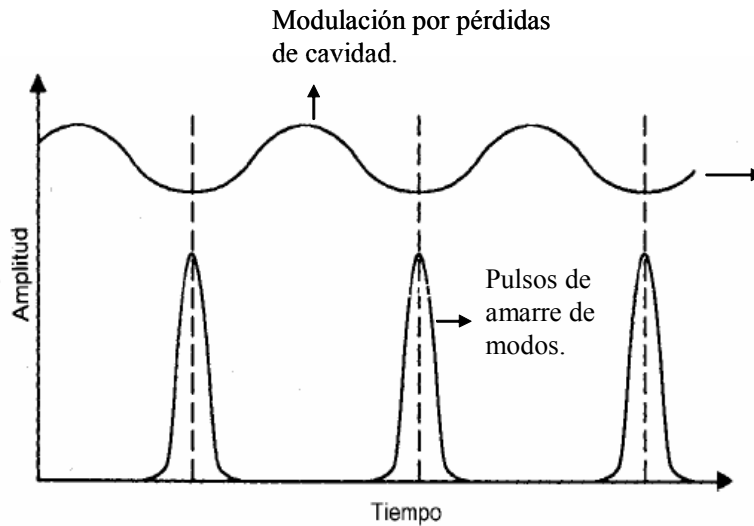


Figura 2.6. Ilustración esquemática del proceso de amarre de modos de AM a través de pérdidas en la cavidad.

Los moduladores acusto-ópticos y electro-ópticos son típicamente robustos y no son convenientes para láseres de fibra óptica debido a su tamaño y pérdidas de acoplamiento asociadas. Sin embargo, existen moduladores electro-ópticos de  $\text{LiNbO}_3$  que puede integrar una cavidad de fibra con acoplamiento de pérdidas relativamente pequeñas.

### **2.3.2 Amarre de modos pasivo**

El amarre de modos pasivo [10] provee una forma alternativa de producir pulsos cortos y ultracortos, que resulta más efectiva y de mayor importancia práctica que el amarre de modos activo, utilizando esta técnica se pueden generar los pulsos más cortos posibles. Esta técnica no requiere de componentes activos, como moduladores acusto-ópticos o electro-ópticos. Desde que se generaron los primeros pulsos del orden de picosegundos utilizando

un absorbedor saturable dentro del láser, el amarre de modos pasivo se ha convertido en el método más utilizado en la investigación láser. Utilizando esta técnica se armó el primer láser de sub-picosegundos [48] y actualmente se usa para pulsos del orden 10 femtosegundos o menos [49]. El absorbedor saturable es un elemento completamente pasivo, lo que explica el nombre de la técnica.

### 2.3.3 Absorbedor saturable

El absorbedor saturable es un elemento no lineal cuya respuesta a una señal óptica de entrada es dependiente de la intensidad, de tal manera que el pulso después de pasar por el medio no lineal es más estrecho que el pulso de entrada. Este elemento tiene un coeficiente de absorción muy alto para bajas potencias y se satura para altas potencias, transmitiendo toda la señal. Cuando un pulso óptico se propaga a través de una absorbedor saturable, los costados de dicho pulso experimentan más pérdidas que la parte central que es bastante intensa para saturar el absorbedor. Como resultado, el pulso óptico está acortado durante su paso a través del absorbedor. El acortamiento del pulso proporciona un mecanismo por medio del cual un láser pueda reducir al mínimo sus pérdidas en la cavidad, generando pulsos intensos si la radiación de onda continua no puede saturar al absorbedor.

Para cuantificar el grado de acortamiento del pulso en el absorbedor saturable se puede utilizar la ecuación (2.7) [18]

$$\ln\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) + \frac{(P_{out} - P_{in})}{P_s} + \alpha_0 l_a = 0, \quad (2.7)$$

donde  $P_{in}$ ,  $P_{out}$  y  $P_s$  son la potencia de entrada, salida y de saturación, respectivamente,  $l_a$  es la longitud del absorbedor saturable y  $\alpha_0$  es el coeficiente de absorción de pequeña señal del absorbedor saturable. Si la ecuación (2.7) se aplica a un pulso de entrada  $P_{in}(t)$  se puede obtener la forma del pulso de salida  $P_{out}(t)$ . En la figura 2.7 se compara la entrada y la salida de los pulsos por el cambio de  $P_{in}(t) = P_0 \exp(-t^2/\tau_0^2)$ , donde  $P_0$  es la amplitud de la potencia de entrada,  $t$  es el tiempo y  $\tau_0$  es el periodo, la  $\exp(-\alpha_0 l_a) = 0.001$  y

### Self-starting en un F8L de amarre de modos pasivo

$P_0/P_s = 100$ . El pulso de salida es más estrecho que el pulso de entrada debido a la absorción de baja intensidad en los costados.

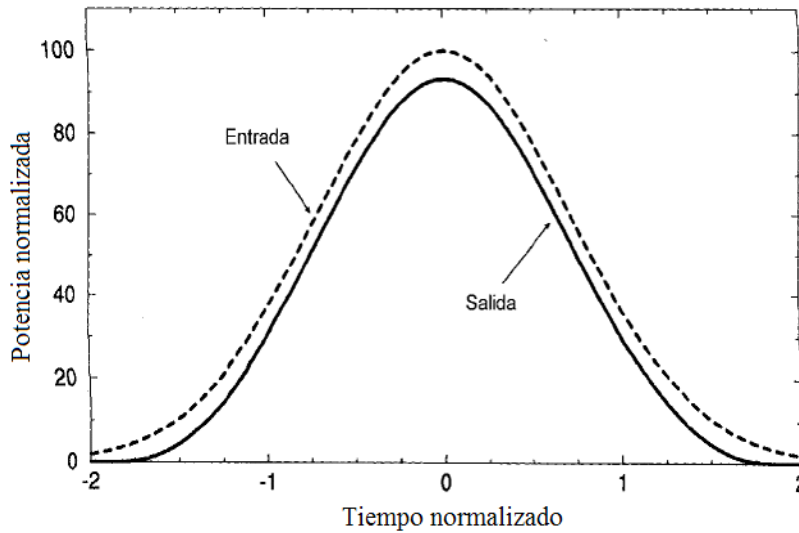


Figura 2.7. Producción en forma esquemática del acortamiento por absorción saturable para un pulso de entrada Gaussiano [18].

El proceso de formación del pulso es bastante complejo en láseres de amarre de modos pasivo. Las fluctuaciones altas inducidas por la Emisión Espontánea Amplificada (*Amplified Spontaneous Emission*, ASE) son favorecidas por el absorbedor saturable durante múltiples vueltas dentro de la cavidad hasta que un pulso intenso capaz de saturar el absorbedor sea formado. El pulso continúa haciéndose cada vez más corto hasta que llegue el momento de ser tan corto que su ancho espectral sea comparable con el ancho de banda de la ganancia. Se puede hacer una clasificación de los absorbedores saturables usados en amarre de modos pasivo, como absorbedores saturables lentos y absorbedores saturables rápidos.

### Absorbedor saturable lento

Un absorbedor saturable lento es un elemento opaco que se vuelve más transparente con el aumento de la intensidad de la luz, pero que no puede recuperar su absorción en las escalas de tiempo de pulsos del orden de picosegundos. Este tipo de elementos favorece a la generación de pulsos sobre el régimen de CW, pero no puede acortar en una escala de tiempos menor que su propio tiempo de relajación. El absorbedor recorta el frente del pulso y la formación del mismo se complementa con la ganancia, que recorta la cola del pulso. La dinámica de modulación de este proceso se muestra de manera gráfica en la figura 2.8. Se puede ver que para que se produzca el amarre de modos: a) las pérdidas iniciales deben ser mayores que la ganancia inicial (justo antes de la llegada del pulso) para que el régimen de CW no opere y se recorte el pulso y b) la sección eficaz neta de la ganancia debe ser mayor que la sección eficaz de absorción, para que el pulso vea una ganancia neta.

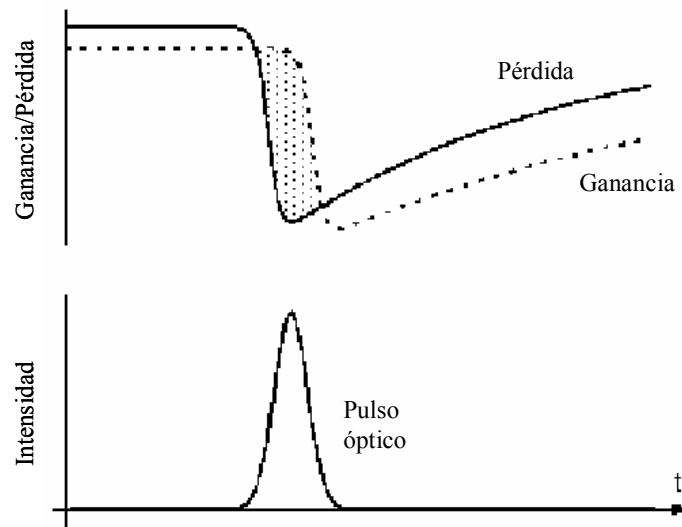


Figura 2.8. Dinámica de la conformación de pulsos por ganancia y pérdida para el amarre de modos utilizando un absorbedor saturable lento.

Los sistemas donde se aplicó este método de obtención de pulsos fueron los láseres de colorantes [50], los láseres de estado sólido pulsados [51] y los láseres semiconductores

[52]. En los láseres semiconductores, los absorbentes saturables más comunes son elementos integrados, creados por producción de defectos en el material y en los láseres de colorantes y Nd:YAG, se utilizan como absorbente saturable colorantes.

### **Absorbente saturable rápido**

Un absorbente saturable rápido es un elemento que responde de manera instantánea a cambios en la intensidad de la luz. Esto significa que pueden recuperar su nivel de absorción inicial en un tiempo corto comparado con la duración del pulso óptico. Por lo tanto, pueden producir pulsos en un láser sin la ayuda de la dinámica de saturación de la ganancia. En la figura 2.9 se muestra como funciona este proceso en el estado estacionario

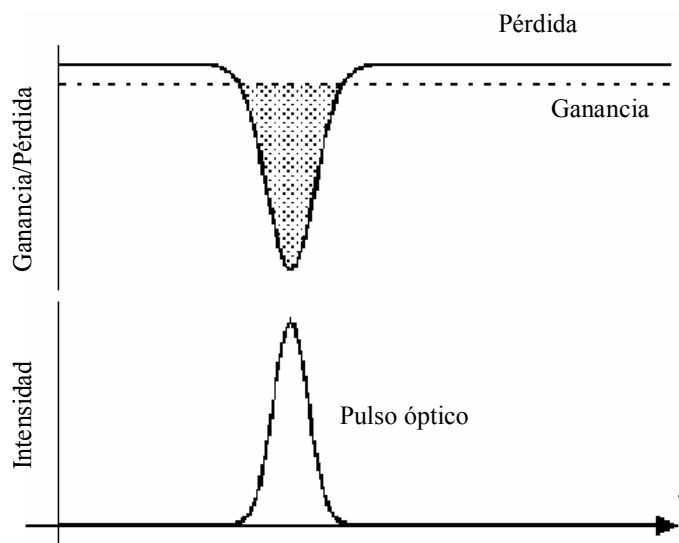


Figura 2.9. Dinámica de la conformación de pulsos por pérdida para el amarre de modos utilizando un absorbente saturable rápido.

La ganancia se supone aproximadamente constante durante el pulso e igual a su valor de saturación determinado por la potencia promedio del estado estacionario. En el caso de láseres de fibra la Dispersión de la Velocidad de Grupo (*Group-Velocity Dispersion*, GVD) y la SPM juegan un papel importante en la evolución de los pulsos. En la práctica un



absorbedor saturable rápido puede lograrse de varias formas. En fibras ópticas existen varias técnicas para obtener dependencias de la transmisión con la potencia de los pulsos, todas estas técnicas utilizan efectos no lineales, tales como la SPM y la Modulación de fase cruzada (*Cross-Phase Modulation*, XPM). Las técnicas más utilizadas son la rotación de la polarización no lineal con polarizador en un láser de anillo y el espejo de lazo óptico no lineal en un láser de figura ocho.

### **Rotación de la polarización no lineal más polarizador**

La NPR se refiere a cambios en el estado de polarización dependiente de la intensidad que son debidos a la SPM y a la XPM cuando las componentes polarizadas ortogonalmente de un sólo pulso se propagan dentro de la fibra óptica. Consideramos la cavidad de anillo mostrada en la figura 2.10 en que un aislador-polarizador es colocado entre dos controladores de polarización. El aislador-polarizador juega un doble papel como aislador y polarizador tal que la luz que sale del aislador esta linealmente polarizada y en una sola dirección. Un controlador de polarización P1 cambia el estado de polarización de lineal a elíptica. El estado de polarización evoluciona no linealmente durante la propagación del pulso debido a la SPM y XPM que inducen cambios de fase impuesto entre las componentes polarizadas ortogonalmente. El segundo controlador de polarización P2 es ajustado de tal manera que el aislador-polarizador deja pasar la parte intensa central del pulso y bloquea (absorbe) los extremos de baja intensidad. El resultado es que el pulso es ligeramente más estrecho después de un ciclo dentro de la cavidad de anillo, un efecto similar es producido por un absorbedor saturable rápido. La técnica de la NPR es una variante del amarre de modos por adición del pulso (*additive-pulse mode locking*) en que las componentes polarizadas ortogonalmente juegan un papel importante en los dos brazos de un interferómetro.

La técnica de la rotación de la polarización no lineal para láseres de amarre de modos pasivo fue usada por primera vez en 1992 y permite características de operación excelentes en tales láseres [ 24, 53-55].

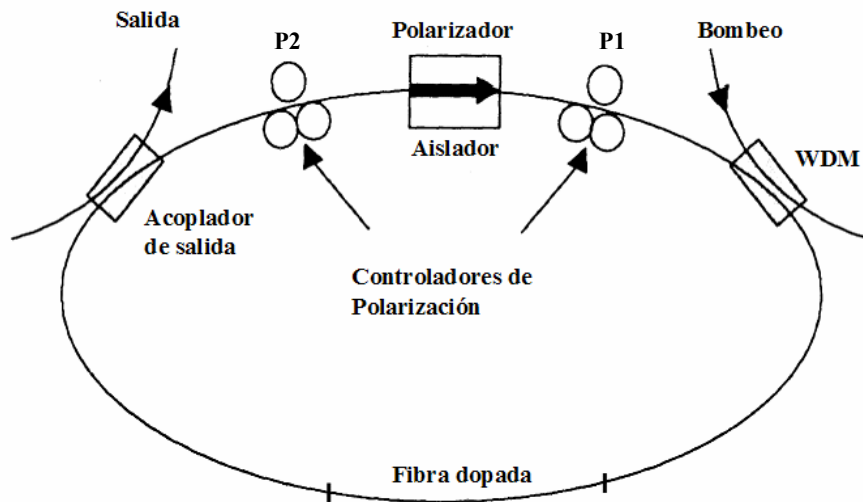


Figura 2.10. Diseño del esquema de un láser de amarre de modos pasivo a través de la técnica de la rotación de la polarización no lineal [18].

### **Espejo de lazo óptico no lineal**

Un inconveniente del uso del absorbente saturable para láseres de fibra es que tales láseres deshacen su naturaleza de fibra. Una solución es proporcionada por el NOLM cuya característica de transmisión dependiente de la intensidad pueden acortar un pulso óptico justo como lo hace un absorbente saturable. Este dispositivo es el que utilizaremos en nuestro arreglo experimental para formar el láser de fibra de figura ocho. Por lo tanto, en capítulos posteriores detallaremos su funcionamiento tanto convencional como no convencional y la forma en que se utiliza la rotación de la polarización no lineal en dicho dispositivo.

# Capítulo 3

## Análisis teórico del NOLM simétrico

### 3.1 Introducción

En este capítulo se hace una descripción del funcionamiento del interferómetro de Sagnac de fibra óptica convencional. Posteriormente, haremos un análisis teórico del NOLM que utilizaremos en nuestro experimento, así como el estudio de la transmisión dependiendo del estado de polarización en la entrada del interferómetro.

### 3.2 Interferómetro de Sagnac de fibra

El interferómetro de Sagnac de fibra consta principalmente de un acoplador direccional de 4 puertos el cual puede dividir una señal de entrada en dos haces por medio de la razón  $r/(1-r)$ , donde  $r$  es la constante de acoplamiento y sus puertos de salida están unidos por un lazo de fibra como se muestra en la figura 3.1.

Para poder analizar la operación del interferómetro de Sagnac convencional en forma general, usamos las ecuaciones que se deducen en el apéndice A en régimen no lineal,

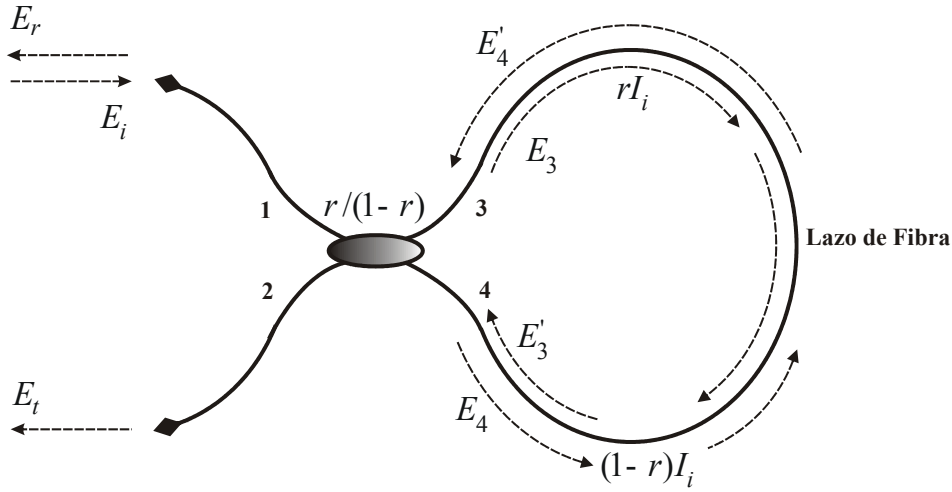


Figura 3.1. Esquema del NOLM.

$$I_r = 2r(1 - r) \{1 + \cos[(1 - 2r)\phi_{NL}]\} KI_i, \quad (3.1)$$

$$I_t = KI_i \{(r - 1)^2 + r^2 + 2r(r - 1) \cos [(1 - 2r) \phi_{NL}]\}, \quad (3.2)$$

donde  $I_r$ ,  $I_i$  e  $I_t$  son las intensidades reflejada, incidente y transmitida, respectivamente y  $\phi_{NL} = (2\pi/\lambda)n_2LP/A_{eff}$  representa el desplazamiento de fase no lineal,  $P$  es la potencia del haz,  $n_2$  es el coeficiente Kerr óptico ( $n_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/W$  para fibras de silicio) y  $A_{eff}$  es el área efectiva ( $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$  para fibras de silicio estándar SMF-28). De las ecuaciones (3.1) y (3.2) podemos deducir las ecuaciones que describen el comportamiento

en régimen lineal de dicho interferómetro, considerando el caso  $\phi_{NL} = 0$  (ver apéndice A). En la figura 3.2, mostramos el comportamiento de la transmisión en régimen no lineal para dos diferentes valores de la constante de acoplamiento.

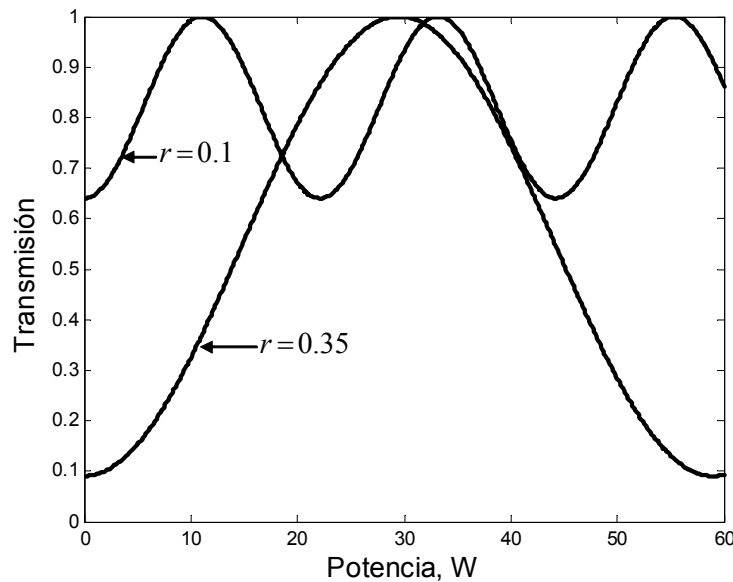


Figura 3.2. Transmisión del interferómetro de Sagnac no lineal. Con  $L = 220 \text{ m}$  y  $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$ .

En el caso de  $r = 0.1$ , podemos observar que tenemos una máxima transmisión igual a 1 y una mínima transmisión de aproximadamente 0.65. Por lo tanto, tenemos un rango dinámico ( $T_{m\acute{a}x}/T_{m\acute{i}n}$ ) muy bajo, no hay inserción de pérdidas debido a que se desprecian las pérdidas del acoplador y una potencia crítica (potencia necesaria para que exista conmutación) baja. En el caso de  $r = 0.35$ , se observa que el rango dinámico aumenta considerablemente comparado al caso anterior, pero aún existe un rango dinámico reducido y la potencia crítica aumenta.

En la figura 3.3, se muestra el comportamiento de la transmisión para tres diferentes valores de la constante de acoplamiento, cercanos a 0.5. Podemos observar que conforme nos acercamos a  $r = 0.45$  el rango dinámico crece sin llegar a ser considerablemente alto y la potencia crítica también aumenta. Cuando  $r = 0.49$  se tiene un rango dinámico alto

pero se necesita mucha potencia para lograr la conmutación, es decir la potencia crítica es muy alta. Si  $r = 0.5$  entonces la intensidad reflejada es igual a la intensidad de entrada y la intensidad transmitida es igual a cero. Por lo tanto, la reflexión es igual 1 y la transmisión es igual a cero, por esta razón se le conoce como espejo de lazo óptico no lineal. Cabe mencionar que en este caso el desplazamiento de fase no lineal no afecta a la intensidad reflejada, es decir que la SPM no afecta y se puede despreciar. Posteriormente, aparecieron algunas variantes del NOLM mediante el uso de un acoplador simétrico y un atenuador dentro del lazo. Con este esquema es posible tener dos haces con diferentes potencias en contra-propagación y por medio de la SPM obtener transmisión. Por lo tanto, con el uso del acoplador simétrico en la configuración, aseguraban tener una transmisión mínima de cero, la cual indica un rango dinámico infinito, pero debido a las altas pérdidas ocasionadas por el atenuador se obtiene una transmisión máxima muy por debajo de la unidad. Como resultado, no se puede tener simultáneamente un rango dinámico infinito, baja potencia crítica y bajas pérdidas.

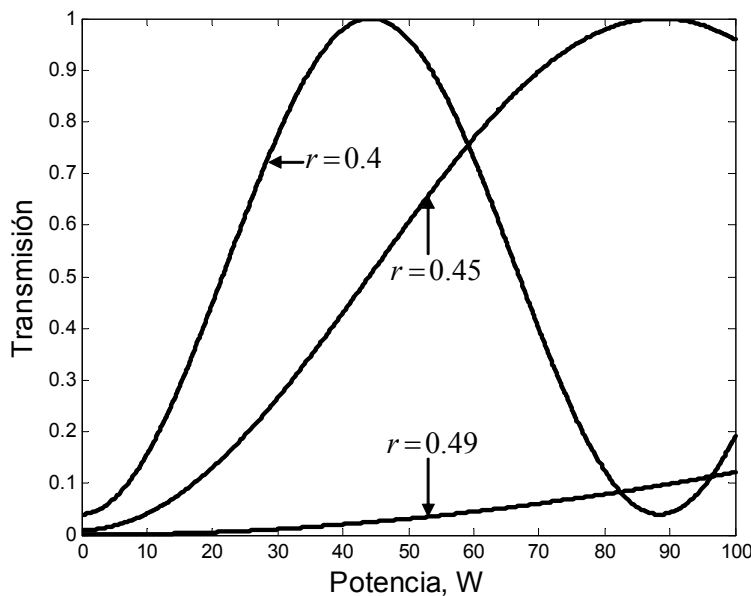


Figura 3.3. Transmisión no lineal del interferómetro de Sagnac. Con  $L = 220 \text{ m}$  y  $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$ .

Para obtener los criterios de transmisión con un alto rango dinámico, bajas pérdidas y baja potencia crítica, en nuestro trabajo presentamos una nueva configuración donde se aplica alta torsión al lazo de fibra para hacer un dispositivo más robusto contra perturbaciones ambientales. Usamos un acoplador simétrico y un QWR dentro de lazo colocado asimétricamente para generar una asimetría en polarización entre los haces que viajan en el sentido de las manecillas del reloj (*clockwise, cw*) y en sentido contrario a las manecillas del reloj (*counterclockwise, ccw*). El análisis teórico presentado posteriormente muestra de manera clara que es posible lograr lo antes mencionado.

### 3.2.1 Transmisión del NOLM a bajas potencias dependiente de la rotación del QWR

Este modelo fue analizado por Ibarra *et al.* [56]. Estos resultados nos dan información sobre la forma de la transmisión a bajas potencias dependiente de la rotación del QWR. En este análisis cada elemento que compone el NOLM como se muestra en la figura 3.4 es modelado por una matriz de Jones y el campo eléctrico a la entrada y salida de cada matriz es representado por vectores de Jones en un sistema coordenado que coincide con los ejes principales de la fibra.

Para analizar la transmisión del NOLM, empleamos la ecuación (3.3) que relaciona el campo de salida con el campo de entrada [16].

$$\begin{pmatrix} E_{2x} \\ E_{2y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (2r - 1) J_{xx} & (1 - r) J_{xy} + r J_{yx} \\ -r J_{xy} - (1 - r) J_{yx} & (1 - 2r) J_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

donde  $J$  es la matriz de Jones y puede ser calculada como el producto de las matrices que representan cada elemento que compone el lazo,

$$J = B_1 \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot R \cdot C_3 \cdot F \cdot B_2, \quad (3.4)$$

donde  $B_1$  y  $B_2$  son las matrices que representan la birrefringencia lineal y torsión existentes en los puertos 4 y 3 del acoplador, respectivamente,  $C_1$  es la matriz que describe la

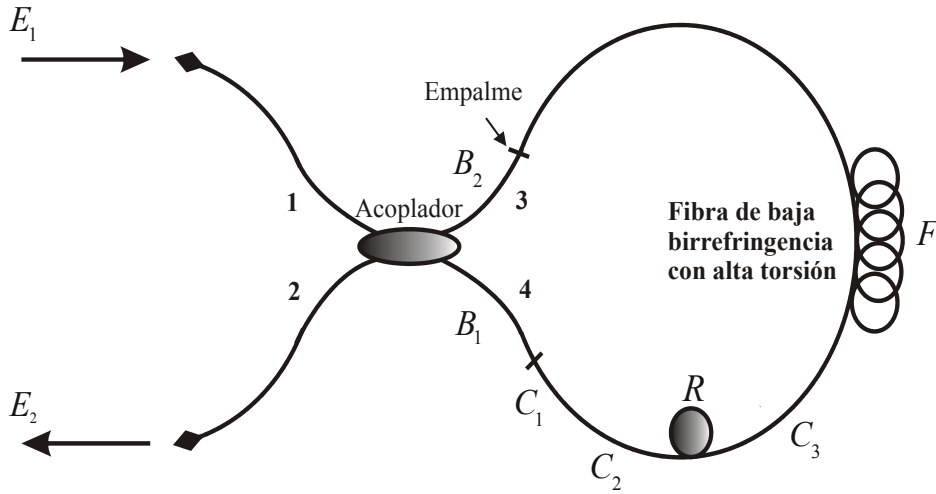


Figura 3.4. Esquema del NOLM utilizado en el análisis teórico.  $B_{1,2}$  son las matrices que representan la birrefringencia lineal y torsión en los puertos 4 y 3 del acoplador,  $C_1$  es la matriz que describe la orientación de los ejes principales del acoplador,  $C_{2,3}$  describen la rotación del QWR,  $R$  es la matriz que describe el QWR y  $F$  representa la fibra con torsión.

orientación de los ejes principales del acoplador con respecto a  $R$ ,  $C_2$  y  $C_3$  describen la rotación del QWR,  $R$  es la matriz que describe el QWR y  $F$  representa la fibra con torsión.

Las matrices  $B_1$  y  $B_2$  se representan mediante las siguientes expresiones

$$B_1 = \begin{pmatrix} \cos \eta_{B_1} - i(\delta_{l,B_1}/2) \sin \eta_{B_1}/\eta_{B_1} & (\delta_{c,B_1}/2) \sin \eta_{B_1}/\eta_{B_1} \\ -(\delta_{c,B_1}/2) \sin \eta_{B_1}/\eta_{B_1} & \cos \eta_{B_1} + i(\delta_{l,B_1}/2) \sin \eta_{B_1}/\eta_{B_1} \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

$$B_2 = \begin{pmatrix} \cos \eta_{B_2} - i(\delta_{l,B_2}/2) \sin \eta_{B_2}/\eta_{B_2} & (\delta_{c,B_2}/2) \sin \eta_{B_2}/\eta_{B_2} \\ -(\delta_{c,B_2}/2) \sin \eta_{B_2}/\eta_{B_2} & \cos \eta_{B_2} + i(\delta_{l,B_2}/2) \sin \eta_{B_2}/\eta_{B_2} \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

donde  $\eta_{B_1} = \sqrt{(\delta_{l,B_1})^2 + (\delta_{c,B_1}/2)^2}$  y  $\eta_{B_2} = \sqrt{(\delta_{l,B_2})^2 + (\delta_{c,B_2}/2)^2}$ ,  $\delta_{l,B_1} = (2\pi/\lambda) L_1 \Delta n_1$  y  $\delta_{l,B_2} = (2\pi/\lambda) L_2 \Delta n_2$  son los retardos lineales,  $\Delta n_1$  y  $\Delta n_2$  son la birrefringencia lineal en los puertos de salida del acoplador,  $\delta_{c,B_1} = 2(1-g/2n)\tau_1$  y  $\delta_{c,B_2} = 2(1-g/2n)\tau_2$  son los retardos circulares, por último  $\tau_1$  y  $\tau_2$  son los ángulos de torsión de las secciones de fibra en los puertos 4 y 3 del acoplador, respectivamente.



La matriz  $C_1$  incluye un ángulo inicial  $\theta_1$  desconocido entre el acoplador (puerto 4) y el QWR

$$C_1 = \begin{pmatrix} \cos \theta_1 & -\sin \theta_1 \\ \sin \theta_1 & \cos \theta_1 \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Las matrices  $C_2$  y  $C_3$  describen la rotación del QWR

$$C_2 = \begin{pmatrix} \cos \theta_2 & -\sin \theta_2 \\ \sin \theta_2 & \cos \theta_2 \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

$$C_3 = \begin{pmatrix} \cos \theta_2 & \sin \theta_2 \\ -\sin \theta_2 & \cos \theta_2 \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

donde  $\theta_2$  es el ángulo de rotación del QWR.

La matriz que describe el QWR es

$$R = \begin{pmatrix} e^{i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{-i\pi/4} \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Finalmente,  $F$  representa la fibra de baja birrefringencia y altamente torcida y esta dada por [57]:

$$F = \begin{pmatrix} \cos \eta - \pi i L_n \sin \eta / \eta & \delta_c / 2 \sin \eta / \eta \\ -\delta_c / 2 \sin \eta / \eta & \cos \eta + \pi i L_n \sin \eta / \eta \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

donde  $\eta = \sqrt{(\pi L_n)^2 + (\delta_c / 2)^2}$ ,  $L_n = L / L_b$  es la razón entre la longitud de la fibra y la longitud de repetición,  $\delta_c = 2(1 - h / 2n)\tau$  es la birrefringencia circular,  $n$  es el índice de refracción,  $\tau$  es la torsión de la fibra,  $h = 0.13 - 0.16$  [58] es un parámetro que relaciona la birrefringencia circular y la torsión de la fibra, tomando el valor de 0.145 para las simulaciones.

En la figura 3.5, se muestra la dependencia de la transmisión con el ángulo de rotación del QWR para el caso en que los puertos de salida del acoplador tienen igual torsión e igual birrefringencia ( $B_1 = B_2$ ). Consideramos una torsión en el lazo de fibra de  $42 \text{ rad/m}$ . Observamos que la transmisión máxima es del 50% y se tienen dos picos con la misma amplitud en un periodo de  $\pi \text{ rad}$ .

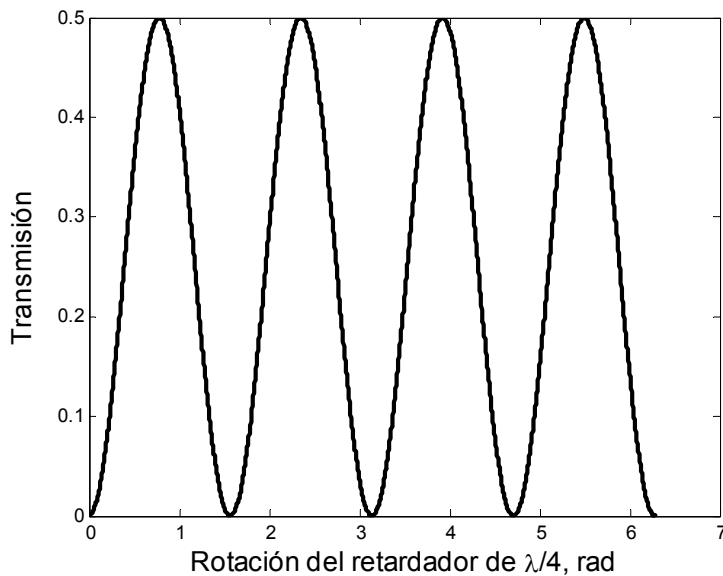


Figura 3.5. Transmisión contra el ángulo de rotación del QWR en el caso de  $B_1 = B_2$ .

En la figura 3.6, se muestra la dependencia de transmisión con el ángulo de rotación del QWR para el caso en que se tiene igual torsión ( $\tau_1 = \tau_2 = 2\pi$ ) y diferente birrefringencia ( $\delta_{l,B_1} = 6\pi/4$  y  $\delta_{l,B_2} = \pi/4$ ) en los brazos del acoplador. Se puede observar que existen dos máximos en un periodo de  $\pi$  radianes, pero cada máximo con diferente amplitud. El pico de transmisión máxima es de aproximadamente 80% y el pico de transmisión menor es del 20%.

En las simulaciones observamos que cuando incrementamos la birrefringencia en uno de los brazos del acoplador el pico de menor amplitud decrece. Por lo tanto, si aplicamos alta birrefringencia en uno de los brazos de dicho acoplador podemos eliminar el pico de

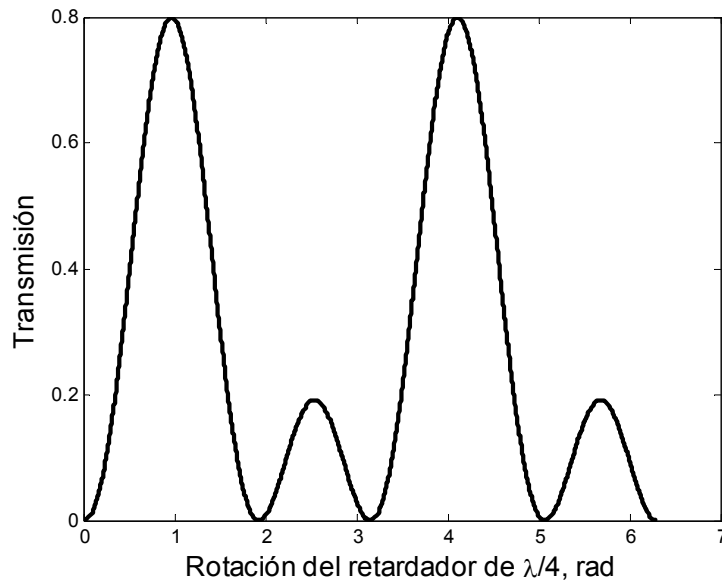


Figura 3.6. Transmisión contra el ángulo del QWR cuando tenemos igual torsión ( $\tau_1 = \tau_2 = 2\pi$ ) y diferente birrefringencia ( $\delta_{l,B_1} = 6\pi/4$  y  $\delta_{l,B_2} = \pi/4$ ) en los brazos del acoplador.

menor amplitud. En la figura 3.7, se muestra la dependencia que tiene la transmisión con el ángulo de rotación del QWR cuando tenemos alta birrefringencia en uno de los brazos ( $\delta_{l,B_1} = 16\pi/4$  y  $\delta_{l,B_2} = \pi/4$ ) observamos un solo máximo de aproximadamente 100% en un periodo de  $\pi$  radianes.

### 3.3 Evolución no lineal de la polarización en una fibra con torsión

En una fibra óptica de baja birrefringencia, la interacción entre la birrefringencia natural y los efectos no lineales, incluyendo el índice de refracción no lineal y la rotación de la elipse no lineal, conducen a una inestabilidad de la polarización en el eje rápido [ 59, 60]. La inestabilidad de la polarización ha sido objeto de interés en aplicaciones de formadores de pulsos y conmutación. Los formadores de pulso pueden ser usados para cortar los extremos o el pedestal que a menudo se presentan en pulsos ultracortos [61-63]. La conmutación

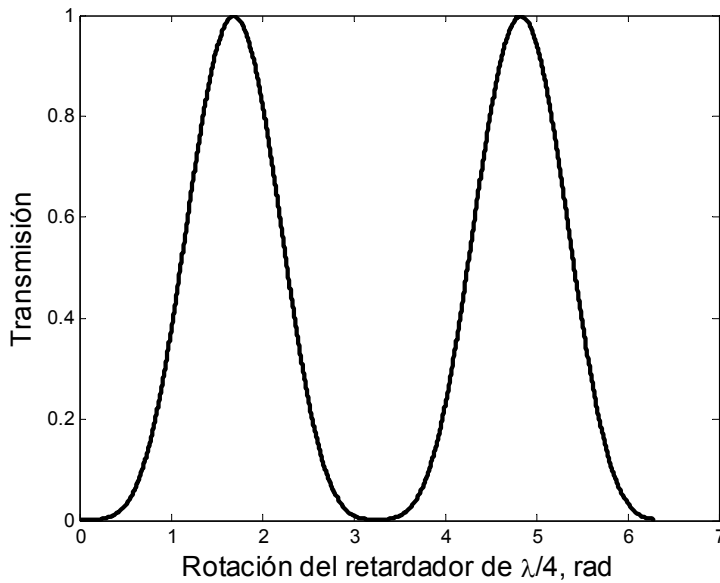


Figura 3.7. Transmisión contra el ángulo del QWR cuando tenemos el caso de alta birrefringencia en uno de los brazos del acoplador ( $\delta_{l,B_1} = 16\pi/4$  y  $\delta_{l,B_2} = \pi/4$ ).

dependiente de la intensidad o polarización se puede aplicar en compuertas lógicas de fibra óptica [64] o moduladores [59]. Como un resultado del índice de refracción no lineal, la luz con más intensidad experimentará una birrefringencia diferente que la luz con menos intensidad. Así, ondas de luz de diferentes intensidades evolucionan a través de diferentes estados de polarización cuando estas se propagan en una fibra, de manera que si uno orienta apropiadamente un polarizador a la salida de la fibra, las componentes altas y bajas de potencia pueden ser separadas de manera eficaz.

Inevitables torciones de la fibra en el laboratorio conducen a birrefringencia circular adicional [65], lo cual complica el análisis pero no cambia la manifestación básica de la inestabilidad de la polarización [66, 67]. Las ecuaciones que gobiernan la evolución de la polarización en la fibra son derivadas de la aproximación de onda continua, así que los efectos dependientes del tiempo son ignorados. Esta aproximación es válida siempre y cuando la longitud de la fibra sea corta y que los pulsos de luz sean lo suficientemente largos de manera que la dispersión pueda ser ignorada. Las ecuaciones que incluyen la

dispersión han sido consideradas tanto para fibras de alta birrefringencia, como para fibras de baja birrefringencia ( $\delta n < 10^{-6}$ ), para fibras de alta birrefringencia es válido ignorar la elipse de polarización [68], para fibras de baja birrefringencia se obtiene una inestabilidad de la polarización similar a la inestabilidad de la polarización con onda continua [69].

Como las ecuaciones que gobiernan la evolución de la polarización de una onda de luz en una fibra óptica no torcida son un caso especial de las ecuaciones para fibra torcida y como pequeñas cantidades de torsión son casi imposibles de evitar en la práctica, la teoría que se desarrollará es para el caso de una fibra con torsión [66]. Cuando se tuerce la fibra existe un doble efecto geométrico, el primero debido a la precesión de los ejes principales [58] y el segundo es debido a la birrefringencia circular inducida al torcer la fibra [65]. El vector del campo eléctrico complejo de una onda de luz dentro de una fibra puede ser expresado como una superposición de modos polarizados linealmente ortogonales entre si,

$$\vec{E} = [E_x(z)\hat{i} + E_y(z)\hat{j}] f(x, y) e^{-i\omega t}, \quad (3.12)$$

donde  $E_x$  y  $E_y$  son las amplitudes complejas de los modos polarizados linealmente y  $f(x, y)$  en la distribución modal transversal normalizada tal que  $\int \int f^2(x, y) dx dy = 1$ . El patrón del modo no cambia significativamente cuando la luz se propaga dentro de la fibra. La propagación de las componentes del campo en la fibra satisfacen la ecuación de onda de Maxwell

$$\frac{d^2 E_i}{dz^2} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{ij} E_j = -\mu_0 \omega^2 P_i^{NL}, \quad (3.13)$$

con  $i, j = x, y$  y donde el tensor dieléctrico lineal  $\epsilon_{ij}$  es diagonal en la representación de los ejes principales, con elementos diferentes de cero  $\epsilon_{xx} = \epsilon_1$  y  $\epsilon_{yy} = \epsilon_2$ . La polarización no lineal  $P_i^{NL}$  conduce al fenómeno del índice de refracción y a la rotación de la elipse no lineal [69, 70]. El primer término en la expansión de la polarización no lineal en una fibra óptica es el término de tercer orden [70]:

$$\vec{P}_i^{NL} = (\chi^{(3)}\epsilon_0/2) \left[ \left( \vec{E}^* \cdot \vec{E} \right) \vec{E}_i + \frac{1}{2} B \left( \vec{E} \cdot \vec{E} \right) \vec{E}_i^* \right], \quad (3.14)$$

donde  $\chi^{(3)} = 4\pi n_2 \times 10^{-6}$ . En fibras de silicio el coeficiente del índice no lineal  $n_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{cm}^2/W$ .

### 3.3.1 Análisis teórico de la transmisión del NOLM en régimen no lineal

La configuración del NOLM consta de un acoplador direccional de 4 puertos, fibra de baja birrefringencia altamente torcida y se tiene un retardador de un cuarto de onda colocado de forma asimétrica en el lazo como se muestra en la figura 3.8. Para determinar la transmisión del NOLM se consideran las ecuaciones para la evolución no lineal de la polarización en la base de polarización elíptica y alta torsión en el lazo, las cuales se pueden simplificar de la siguiente manera [71],

$$i\partial_z S_+ = \left[ -\mu - \frac{1}{2} (3 - A_s) P_N \right] S_+, \quad (3.15)$$

$$i\partial_z S_- = \left[ +\mu - \frac{1}{2} (3 + A_s) P_N \right] S_-, \quad (3.16)$$

donde  $\mu = \sqrt{\pi^2 + g^2}$ ,  $g = \delta_c \pi / \delta_l$  es la razón de la birrefringencia circular y lineal,  $A_s = |S_+|^2 - |S_-|^2$  es constante durante la propagación. En el caso de alta torsión, los eigenmodos coinciden aproximadamente con los estados de polarización circular  $[C_+, C_-]$ ,  $P_N = \beta \pi P / \delta_l$  es la potencia normalizada, donde  $\beta = 16\pi^2 n_2 \times 10^7 / n c A_{eff} (W \cdot \text{cm})^{-1}$  describe la no linealidad,  $\delta_l = \pi \Delta n / \lambda$  describe la birrefringencia lineal,  $\delta_c \approx (h/2n - 1) \tau = -0.95\tau$  describe la birrefringencia circular y  $P$  es la potencia dentro de la fibra. Las derivadas son tomadas con respecto a la longitud normalizada  $z/L_b = z\delta_l/\pi$ , donde  $z$  es la longitud absoluta en metros y  $L_b$  es la longitud de repetición. Estas ecuaciones pueden in-

tegrarse fácilmente sobre una fibra de longitud  $l = L/L_b$ . Resolviendo estas ecuaciones y representando el tramo de fibra de la forma matricial, obtenemos lo siguiente,

$$F_{cw/ccw} = \begin{bmatrix} e^{i\left[\mu + \frac{1}{4}(3 - A_s^{cw/ccw})P_{in}\right]l} & 0 \\ 0 & e^{i\left[-\mu + \frac{1}{4}(3 + A_s^{cw/ccw})P_{in}\right]l} \end{bmatrix}, \quad (3.17)$$

donde  $P_{in} = 2P_N$  es la potencia de entrada del NOLM,  $F$  representa la matriz del tramo de fibra y los superíndices  $cw$  y  $ccw$  son aplicados a los haces que se propagan en sentido de las manecillas del reloj y en sentido contrario, respectivamente; como se ilustra en la figura 3.8.

El comportamiento total del NOLM puede ser descrito usando el método matricial. Si cada elemento en el sistema es representado por su matriz de transferencia, podemos determinar usando simplemente álgebra de matrices el vector de Jones en la salida del NOLM y de esta manera el valor de la transmisión para cualquier potencia y estado de polarización de entrada. En la base  $[C_+, C_-]$  la matriz de transferencia del QWR para el haz  $cw$  es

$$QWR_{cw} = \begin{bmatrix} \frac{1+i}{2} & \frac{1-i}{2}e^{2i\alpha} \\ \frac{1-i}{2}e^{-2i\alpha} & \frac{1+i}{2} \end{bmatrix}, \quad (3.18)$$

la matriz de transferencia de  $QWR_{ccw}$  para el haz en el sentido contrario, se obtiene simplemente reemplazando  $\alpha$  por  $-\alpha$  en la ecuación (3.18), donde  $\alpha$  es el ángulo de uno de los ejes principales del retardador con respecto a un sistema de referencia del laboratorio como se ilustra en la figura 3.8.

El cambio rotatorio que pueda sufrir la fibra y el QWR es tomado en cuenta mediante la siguiente matriz

$$\Theta = \begin{bmatrix} e^{i\theta} & 0 \\ 0 & e^{-i\theta} \end{bmatrix}, \quad (3.19)$$

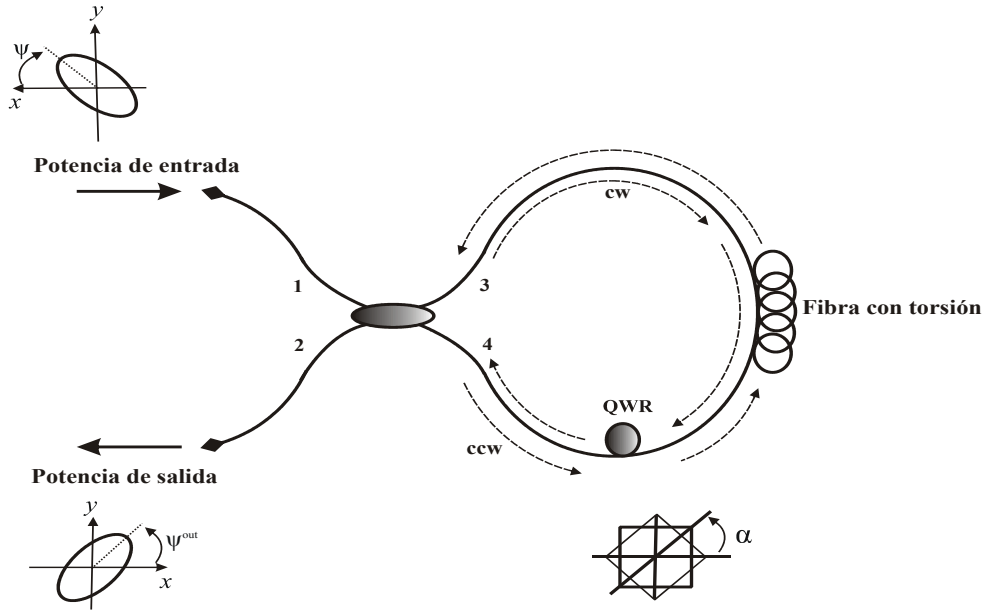


Figura 3.8. Esquema del NOLM analizado.

donde  $\theta = \tau L$  es la torsión total de la fibra. El vector de Jones en la entrada del NOLM puede ser expresado en la base circular como  $E_{in} = [U \exp(i\psi) + V \exp(-i\psi)]$ , donde  $U$  y  $V$  son variables reales positivas y cumplen la condición  $U^2 + V^2 = 1$ . El estado de polarización es completamente determinado por el parámetro de Stokes,  $A_s^{in} = U^2 - V^2$ , que define la forma de la elipse (incluyendo el sentido de la polarización, derecha o izquierda) y el ángulo  $\psi$  define la dirección de los ejes principales de la elipse. El vector de Jones del campo de salida lo obtenemos haciendo la suma de los campos  $cw$  y  $ccw$ , las cuales interfieren en la salida del NOLM y están dadas como,

$$E_{out}^{cw} = \frac{1}{2} QWR_{cw} \times \Theta \times F_{cw} \times E_{in}, \quad (3.20)$$

$$E_{out}^{ccw} = -\frac{1}{2} F_{ccw} \times \Theta \times QWR_{ccw} \times E_{in}. \quad (3.21)$$

Por lo tanto, sumando las ecuaciones anteriores, tenemos el campo de salida



$$E_{out} = E_{out}^{cw} + E_{out}^{ccw} = \begin{bmatrix} C_{+}^{out} \\ C_{-}^{out} \end{bmatrix}, \quad (3.22)$$

después de sumar y simplificar algebraicamente los campos que interfieren en la salida del NOLM, encontramos la expresión para la transmisión como

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = |C_{+}^{out}|^2 + |C_{-}^{out}|^2, \quad (3.23)$$

finalmente, encontramos que la transmisión es

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \left( b - 2\alpha - \frac{1}{4} A_s^{cw} P_{in} l \right) \cos \left( b - 2\alpha - \frac{1}{4} A_s^{ccw} P_{in} l \right), \quad (3.24)$$

donde  $A_s^{cw} = A_s^{in}$  y  $A_s^{ccw} = -\sqrt{1 - A_s^{cw2}} \sin 2(\alpha + \psi)$ ,  $b = \mu l + \theta$  y en el caso de alta torsión, tenemos que  $\mu = \sqrt{(g^2 + \pi^2)} \simeq g$ , así que  $b = gl + \theta = h\tau L/2n = \rho L$ , donde  $\rho$  es la potencia rotatoria (en *rad/m*). Por lo tanto,  $b$  puede ser interpretada como la actividad óptica total de la fibra.

### 3.3.2 Análisis de la transmisión del NOLM con polarización de entrada circular

En el caso de polarización circular derecha en la entrada del NOLM,  $A_s^{cw} = 1$  ( $U = 1$ ,  $V = 0$ ) y  $A_s^{ccw} = -1$  ( $U = 0$ ,  $V = 1$ ) en el caso de polarización circular izquierda. En ambas situaciones  $A_s^{ccw} = 0$  (el haz *ccw* es polarizado linealmente), por lo tanto la ecuación para la transmisión queda de la siguiente manera

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(b - 2\alpha) \cos \left( b - 2\alpha \mp \frac{1}{4} P_{in} l \right), \quad (3.25)$$

donde el signo del término no lineal es determinado por el sentido de la polarización circular. La transmisión es una función sinusoidal de  $P_{in}$  cuyo rango dinámico (valores de la

razón entre el valor máximo y mínimo) puede situarse para cualquier valor entre 1 e  $\infty$  a través del ajuste del ángulo  $\alpha$  del QWR. Cabe mencionar que  $\alpha$  también determina la fase de las características de transmisión no lineal y nos permite el ajuste de la transmisión a bajas potencias entre 0 y 0.5. Sin embargo, la potencia crítica (definida como la potencia en la cual la NPR alcanza una diferencia de fase de  $\pi$ ),  $P_\pi = 4\pi/l$  no depende de  $\alpha$ . En la figura 3.9, se presentan algunas curvas obtenidas de la ecuación (3.25) para diferentes valores de  $\alpha$  con  $l = 10$  y  $L_b \simeq 15$  [36].

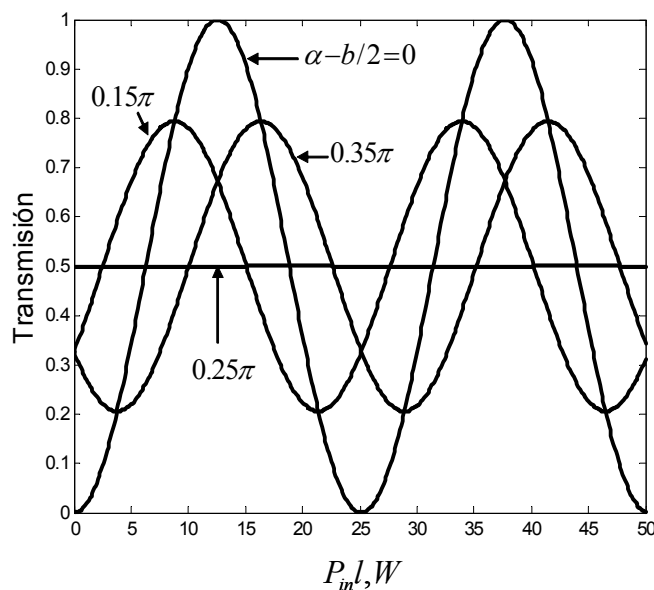


Figura 3.9. Transmisión del NOLM con polarización circular en la entrada y para diferentes valores de  $\alpha - b/2$  [71].

Cuando tenemos un ángulo  $\alpha$  de  $0.15\pi$  vemos que la transmisión no lineal tiene una potencia crítica de aproximadamente  $10 W$ , pero el rango dinámico es muy pequeño, el siguiente caso cuando el ángulo del QWR es de  $0.25\pi$  se tiene una transmisión no lineal constante de 0.5, para este ángulo podemos ver que la transmisión no depende de la potencia de entrada. Un rango dinámico infinito (transmisión mínima igual a cero a bajas potencias y transmisión máxima igual a 1 a una potencia aproximada de  $12.5 W$ ) es obtenido para  $\alpha = b/2 + a\pi/2$ , donde  $a$  es un entero. Finalmente, en el caso  $0.35\pi$  el

comportamiento de la transmisión no lineal es similar al del primer caso, con la diferencia que aquí la potencia crítica obtenida es mayor.

### 3.3.3 Análisis de la transmisión del NOLM con polarización de entrada lineal

Para el caso de polarización lineal en la entrada del NOLM,  $A_s^{cw} = 0$  ( $U = V = \sqrt{2}/2$ ) y  $A_s^{ccw} = -\sin 2(\alpha + \psi)$  con lo cual la ecuación (3.24) se reduce a

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(b - 2\alpha) \cos \left\{ (b - 2\alpha) + \frac{1}{4} P_{in} l \sin [2(\alpha + \psi)] \right\}, \quad (3.26)$$

aquí es notable que la potencia crítica  $P_\pi = 4\pi / [l \sin 2(\alpha + \psi)]$  depende tanto de  $\alpha$  como de la dirección de la polarización lineal de entrada  $\psi$ . Por lo tanto, ajustando  $\alpha$  no solo modificamos la potencia crítica sino también el rango dinámico. Pero un ajuste de la potencia crítica a través de la orientación de la polarización de entrada será más conveniente. El valor mínimo de la  $P_\pi$  es obtenido cuando  $\psi$  tiene un ángulo de  $\pi/4$  con los ejes principales del QWR, así el haz  $ccw$  es polarizado circularmente ( $A_s^{ccw} = \pm 1$ ). Este caso es similar a la sección anterior cuando tenemos polarización de entrada circular y los haces  $cw$  y  $ccw$  tienen polarización circular y lineal, respectivamente. El otro caso extremo ocurre cuando  $\psi = 0$  (la polarización de entrada es alineada con uno de los ejes del QWR) y los haces  $cw$  y  $ccw$  son polarizados linealmente. Por lo tanto, se tiene simetría tanto en potencia como en polarización y no aparecen efectos no lineales, así tenemos que la transmisión es constante (cero, solo si  $\alpha = b/2 + a\pi/2$ ) y la potencia crítica tiende a  $\infty$ . En la figura 3.10, se muestra la transmisión usando la ecuación (3.26) para diferentes valores de  $\psi$  y  $\alpha = b/2$  con  $l = 10$  y  $L_b \simeq 15$ .

Finalmente, podemos notar fácilmente que la transmisión de baja potencia es independiente del estado de polarización de entrada, así que ajustando  $\psi$  no modificamos el valor de la transmisión a baja potencia. En la figura 3.10, nos podemos dar cuenta que la transmisión es siempre cero cuando la  $P_{in} = 0$  y  $\alpha = b/2 + a\pi/2$ , sin importar la orientación de la polarización de entrada.

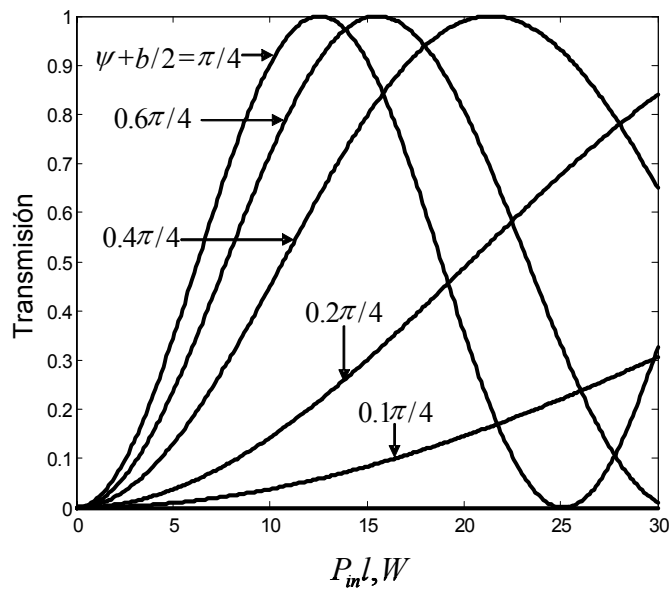


Figura 3.10. Transmisión del NOLM con polarización lineal en la entrada y para diferentes valores de  $\psi$  [71].

En esta sección se demostró numéricamente que al usar un NOLM con un acoplador asimétrico en donde el funcionamiento de la transmisión es basado en la SPM, es imposible tener simultáneamente un alto rango dinámico y potencia crítica baja, ya que conforme la constante de acoplamiento se acerca a 0.5 (acoplador simétrico) la transmisión mínima disminuye a cero (el rango dinámico aumenta) pero la potencia crítica aumenta. Sin embargo, demostramos de manera teórica que al usar en la configuración del NOLM un acoplador simétrico, fibra de baja birrefringencia altamente torcida y un QWR insertado en el lazo, es posible obtener conmutación a través de la NPR y simultáneamente tener baja potencia crítica y un alto rango dinámico. El análisis se llevo a cabo haciendo uso de la aproximación de la no linealidad débil, en donde mostramos con gran ventaja que la operación del NOLM puede ser descrita por medio de un modelo analítico sencillo de matrices. El análisis nos conduce a una expresión general de la transmisión del dispositivo, que es valida en el caso de alta torsión. Estos resultados muestran que la transmisión del NOLM es muy flexible a través del ajuste del ángulo del QWR y de la orientación de la

polarización de entrada. También se demostró de manera teórica que al rotar el QWR y ajustar la birrefringencia y torsión en los brazos de salida del acoplador es posible tener distintos comportamientos de la característica de transmisión a bajas potencias. Debido a las características antes mencionadas el dispositivo es muy atractivo para las aplicaciones como la supresión de pedestal o regulación de amplitud de señales óptica, conmutación óptica y en láseres de amarre de modos pasivo.

*Self-starting en un F8L de amarre de modos pasivo*

# Capítulo 4

## Estudio experimental del NOLM asimétrico en polarización y su imple- mentación en un láser de figura ocho

### 4.1 Introducción

En esta sección mostramos de manera experimental el funcionamiento del NOLM como un absorbedor saturable y la forma en que puede ser aplicado en un láser de figura ocho para obtener amarre de modos pasivo. Finalmente, mostramos que ajustando un solo parámetro (el ángulo del QWR) podemos obtener el autoencendido de un láser de fibra de amarre de modos pasivo.

## 4.2 Arreglo experimental del NOLM

El arreglo experimental es mostrado en la figura 4.1. El NOLM esta formado por un acoplador aproximadamente simétrico ( $C_1$ , razón de acoplamiento 51/49), cuyos puertos de salida son unidos con un lazo de fibra estandar SMF-28 de baja birrefringencia de 500  $m$  altamente torcida ( 7 vueltas/ $m$ ). En uno de los extremos del lazo la fibra es enrollada en un cilindro para formar una placa retardadora de un cuarto de onda (QWR1), la cual proporciona una polarización asimétrica en el lazo. El diámetro del cilindro fue determinado analíticamente y se encontró un diámetro de 38  $mm$ . Para verificar el retardo de la placa, introducimos luz polarizada circularmente, posteriormente medimos la elipticidad en la salida y encontramos una razón de  $P_{\min}/P_{\max} < 5 \times 10^{-3}$  [72].

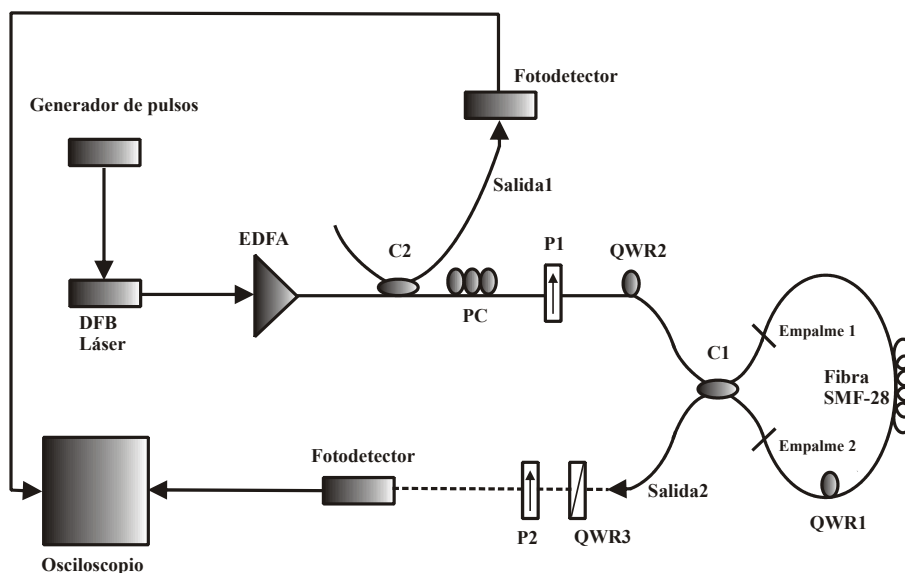


Figura 4.1. Arreglo experimental del NOLM para la medición de la transmisión tanto en la region lineal como en la no lineal.  $C_1,2$  son acopladores,  $P_1,2$  son polarizadores lineales,  $QWR_1,2,3$  son retardadores de un cuarto de onda y el PC es un controlador de polarización.

La fuente óptica que utilizamos fue un diodo láser DFB (de retroalimentación distribuida) cuyo modelo es ML976H6F que emite a una longitud de onda de 1549  $nm$ . La fuente óptica fue alimentada por una corriente de 6.3  $mA$  modulada por un generador de



pulsos (marca SRS DG535) con una duración de los pulsos del orden de  $30 \text{ ns}$ . El diodo tiene una potencia máxima de  $5 \text{ mW}$ , pero la potencia máxima que se logró acoplar en la fibra fue de aproximadamente  $1.5 \text{ mW}$ . El pulso tiene un pico transitorio seguido de una parte plana (llamada plato). Cabe mencionar que los valores considerados en las mediciones fueron los valores del plato. Posteriormente, para obtener potencias más altas, los pulsos generados fueron amplificados por una fibra dopada con Erblio, donde se logra tener un pico máximo de  $90 \text{ W}$  y de  $45 \text{ W}$  en la región del plato. En el caso de onda continua la potencia máxima generada fue de aproximadamente  $20 \text{ mW}$ . El controlador de polarización (PC) fue ajustado hasta conseguir un máximo de transmisión a través del polarizador lineal (P1). En la primera serie de mediciones usamos una placa retardadora de un cuarto de onda (QWR2) para transformar el haz polarizado linealmente a un haz polarizado circularmente, que fue usado como señal de entrada del NOLM. Por lo tanto, como primer paso verificamos que la polarización en los brazos de salida del NOLM es polarización circular. Esto se realizó antes de empalmar los puertos de salida del acoplador C1 con la fibra SMF-28, como se ilustra en la figura 4.1.

Sabemos que después del polarizador lineal P1 siempre tenemos polarización lineal y por medio de los controladores podemos variar la amplitud de la polarización lineal hasta obtener un máximo. Para poder medir la polarización en los brazos de salida del NOLM utilizamos el arreglo que se muestra en la figura 4.2. En dicho arreglo utilizamos una base para fijar la fibra, dos polarizadores, un retardador de un cuarto de onda y un fotodetector Newport modelo 818-1G. Posteriormente, colocamos los polarizadores lineales (polarizador 2 y polarizador 3) e hicimos que sus ejes de transmisión estuvieran cruzados y se obtiene cuando la potencia detectada es mínima, después colocamos una placa de un cuarto de onda entre los dos polarizadores e hicimos que el eje de transmisión del polarizador 2 estuviera en paralelo con uno de los ejes de transmisión del retardador de un cuarto de onda cuando la potencia detectada fue mínima. Luego quitamos el polarizador 2, quedando únicamente el retardador de un cuarto de onda y el polarizador 3, colocando primeramente uno de los ejes de transmisión del retardador a  $45^\circ$  y posteriormente a  $-45^\circ$  con respecto al eje de transmisión del polarizador 3. En este punto seleccionamos en la salida  $C_+$  o

### Self-starting en un F8L de amarre de modos pasivo

$C_-$  y entonces, procedimos a rotar la placa de un cuarto de onda que se encuentra en la entrada del NOLM (QWR2) hasta detectar un máximo y un mínimo, respectivamente. Así se obtiene la razón entre  $P_{\min}/P_{\max} < 5 \times 10^{-3}$  [72], la cual nos asegura que tenemos un haz casi polarizado circularmente.

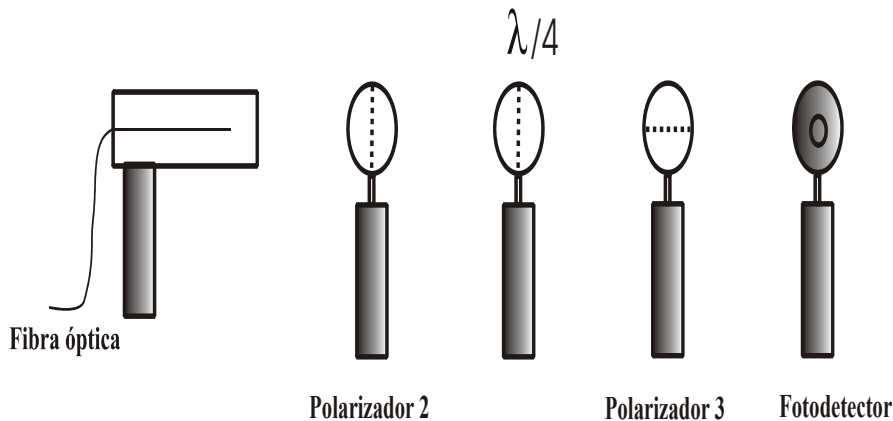


Figura 4.2. Arreglo experimental para medir la polarización circular en la salida del NOLM.

Para la segunda serie de mediciones quitamos el QWR2 para introducir polarización lineal al NOLM. En este caso la orientación de la polarización de entrada se fue variando por medio de la rotación del polarizador P1.

La señal de entrada fue monitoreada de manera indirecta colocando un acoplador ( $C_2$ ) con una razón de acoplamiento de 1/99, donde una pequeña fracción del 1% fue detectada por un fotodetector y monitoreada por un osciloscopio. Para el monitoreo de la señal de salida, se midieron los pulsos para diferentes estados de polarización (circular en el sentido de las manecillas del reloj, circular en el sentido contrario a las manecillas del reloj y lineal a diferentes ángulos), colocando un P2 y un QWR3 seguido de un fotodetector. Para la detección de la señal de entrada y salida se utilizaron dos fotodetectores de InGaAs con un ancho de banda de 1 GHz y las señales detectadas fueron monitoreadas en un osciloscopio (Tektronix TDS3052 de 500 MHz de ancho de banda).

En la primera serie de mediciones experimentales usamos polarización circular en la entrada del NOLM. De acuerdo a la teoría del capítulo 3, para bajas potencias el dispositivo convierte una polarización circular derecha ( $C_+$ ) en la entrada en una polarización circular izquierda ( $C_-$ ) en la salida y viceversa, es decir el NOLM se comporta como una placa de  $\lambda/2$ . Cuando el ángulo entre los ejes de P2 y QWR3 forman  $45^\circ$  se transmite  $C_-$  o  $C_+$  de la polarización de salida dependiendo del signo del ángulo. Posteriormente, medimos la transmisión no lineal para dos posiciones del par P2-QWR3: en transmisión mínima y posteriormente en transmisión máxima para bajas potencias de entrada. Cuando el par P2-QWR3 es ajustado para una transmisión máxima significa que medimos los pulsos de salida cuya polarización es ortogonal a la polarización de entrada y cuando el par P2-QWR3 es ajustado a transmisión mínima significa que medimos en la salida los pulsos cuya polarización es idéntica a la polarización de entrada.

La transmisión del NOLM a bajas intensidades tiene una dependencia periódica sobre el ángulo del QWR1 con un mínimo igual a cero y un máximo igual a 0.5 en el caso ideal donde la birrefringencia de los puertos de salida del acoplador son ignorados[56]. En la figura 4.3, mostramos la transmisión experimental contra el ángulo del QWR1 y la obtuvimos usando el diodo láser operando en modo de onda continua. Para nuestro experimento elegimos dos picos similares (puntos A y C) con transmisión máxima cercana a 0.5 y una transmisión mínima cercana a cero (punto B). Las pequeñas diferencias que se pueden observar entre los valores de máxima transmisión, la atribuimos a la presencia de birrefringencia residual en el acoplador (C1).

Las mediciones de la transmisión no lineal se hicieron cuando el ángulo del QWR1 se ajusto para máxima y mínima transmisión. Los valores de la transmisión máxima se mantuvieron estables y cambio de un día para otro solamente en el rango de 0.4-0.55.

La primera serie de mediciones de la transmisión dependiente de la potencia, la realizamos con polarización circular de entrada. En la figura 4.4, mostramos la dependencia de la transmisión sobre la potencia de entrada con la posición del QWR1 en el punto A de la figura 4.3 (máxima transmisión a bajas potencias). La línea marcada con cuadros corresponde al ajuste del par P2-QWR3 para medir polarización de salida ortogonal a la

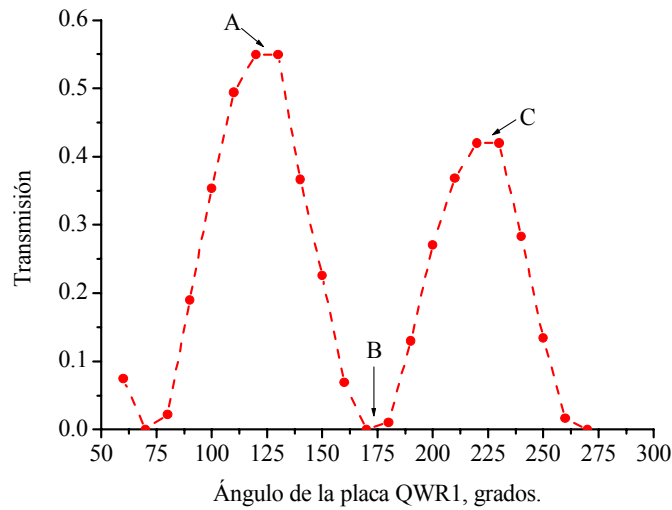


Figura 4.3. Dependencia experimental de la transmisión a bajas potencias del NOLM contra el ángulo del QWR1.

polarización de entrada. En este caso tenemos alta transmisión para bajas potencias de entrada (alta transmisión del NOLM y alta transmisión del par P2-QWR3). Por lo tanto, podemos ver que cuando la potencia de entrada incrementa la transmisión no lineal decrece. La línea marcada con círculos corresponde a transmisión mínima del par P2-QWR3 a bajas potencias, así en este caso la señal de salida tiene el mismo estado de polarización que el de la entrada. Para la componente paralela a la polarización de salida el inicio de la transmisión no lineal no depende de la posición del QWR1 en la característica de baja potencia, dicha transmisión siempre empezará de cero y para la componente ortogonal a la polarización de salida el inicio de la transmisión no lineal depende del punto en que coloquemos el QWR1 en la característica de baja potencia.

Las mediciones fueron restringidas por la sensibilidad del sistema de detección para medir los pulsos a bajas potencias en condiciones cuando la transmisión teóricamente debe ser igual a cero. El primer punto se obtiene para  $5 W$ , el cual corresponde a la menor potencia de entrada que condujo a una potencia de salida detectada cuando el láser DFB fue modulado por el generador de pulsos. Los efectos no lineales aparecen en esta potencia

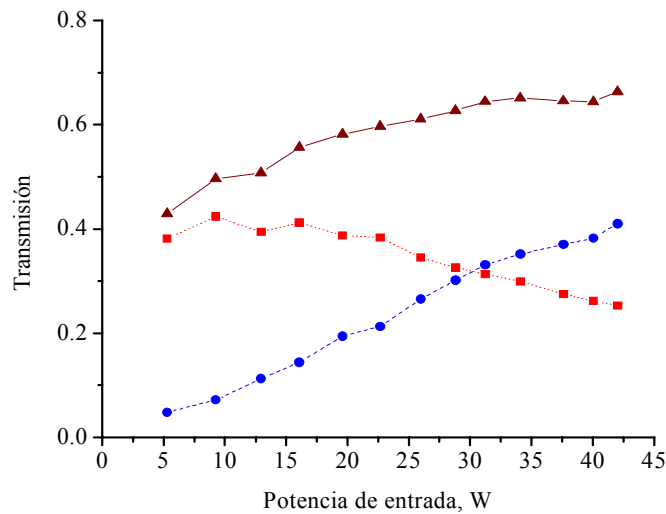


Figura 4.4. Resultados experimentales de la transmisión del NOLM con dependencia de la polarización circular de entrada y posición del QWR1 en el punto A. La línea marcada con cuadros corresponde a la polarización de salida ortogonal a la polarización de entrada, la línea marcada con círculos corresponde a la polarización de salida paralela a la polarización de entrada y la transmisión total del sistema es representada por la línea marcada con triángulos.

y la transmisión es diferente de cero. La transmisión total del sistema es representada por la línea marcada con triángulos, según la teoría esta transmisión es constante con la potencia de entrada para el caso ideal del NOLM, cuando el QWR1 está ajustado en un máximo de transmisión lineal. Sin embargo, en los resultados experimentales observamos que la transmisión no lineal total muestra un pequeño incremento. Esto se debe a una pequeña desalineación del NOLM, es decir que el máximo de la transmisión de la figura 4.3 no es exactamente 0.5, debido a la birrefringencia residual en los brazos del acoplador.

En la figura 4.5, se muestran los resultados obtenidos cuando el retardador QWR1 se ajusto para un mínimo de transmisión en bajas potencias (punto B en la figura 4.3). En este caso ambas dependencias, tanto la polarización de salida ortogonal a la de entrada como la polarización de salida idéntica a la de entrada, tienen un comportamiento similar. La transmisión para ambas componentes crece conforme aumenta la potencia de entrada de cero a 0.4 aproximadamente. La potencia crítica que observamos fue de aproximadamente 35

$W$  en donde obtuvimos la correspondiente transmisión total máxima de 0.7. En comparación con la figura 4.4, observamos que la potencia crítica en el ángulo B de la posición del QWR1 es más baja que la potencia crítica en el ángulo A.

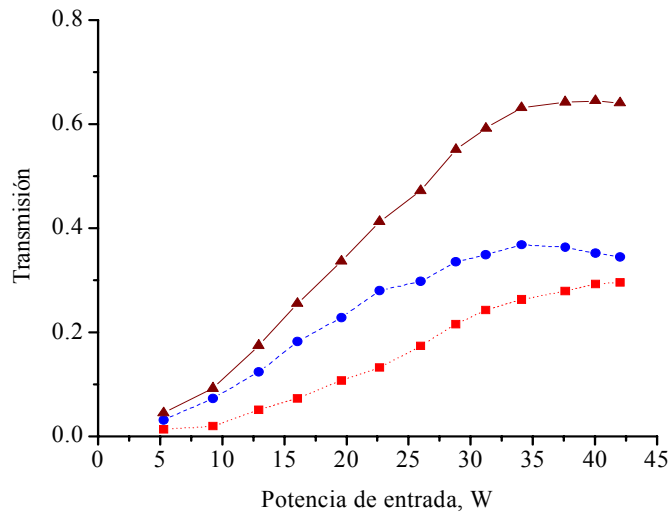


Figura 4.5. Resultados experimentales de la transmisión del NOLM con dependencia de la polarización circular de entrada y posición del QWR1 en el punto B. La línea marcada con cuadros corresponde a la polarización de salida ortogonal a la polarización de entrada, la línea marcada con círculos corresponde a la polarización de salida paralela a la polarización de entrada y la transmisión total del sistema es representada por la línea marcada con triángulos.

En la segunda serie de mediciones quitamos el retardador QWR2 y la orientación de la polarización lineal de entrada la cambiamos al rotar el polarizador P1. Para llevar a cabo estas mediciones también quitamos el retardador QWR3 para detectar la polarización lineal en la salida del NOLM como se esquematiza en la figura 4.6. Para este caso de pulsos de entrada linealmente polarizados, medimos la dependencia de la transmisión no lineal ajustando el QWR1 en el punto B. Por lo tanto, el haz que se propaga en el sentido de las manecillas del reloj (*cw*) en el lazo se mantiene lineal para cualquier orientación de la polarización de entrada, mientras que la polarización en el sentido contrario (*ccw*) depende

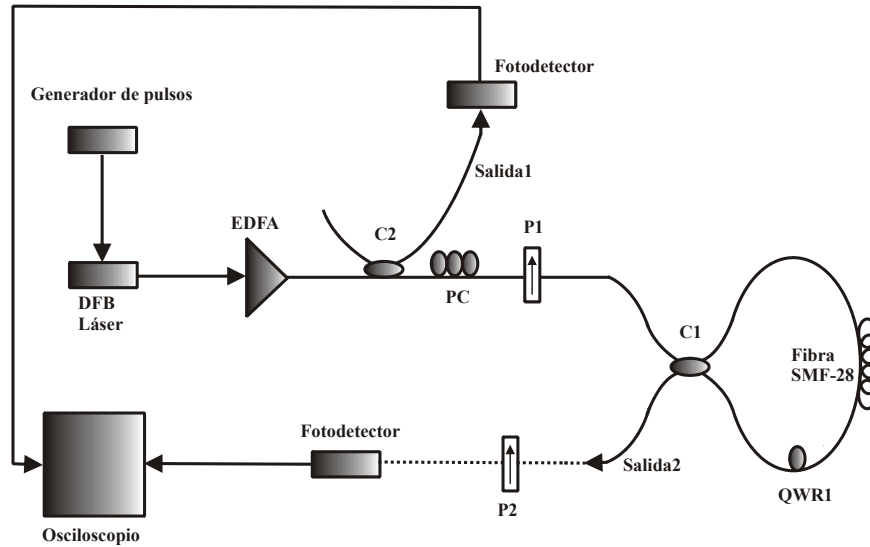


Figura 4.6. Arreglo experimental del NOLM para medir la transmisión no lineal con polarización lineal en la entrada.

del ángulo  $\psi$ , que es el ángulo que forma la polarización de entrada y uno de los ejes principales del QWR1.

Para observar como se ve afectada la transmisión del NOLM, se muestran los resultados de la transmisión para los ángulos:  $\psi_1 = 0^\circ$ ,  $\psi_2 = 10^\circ$ ,  $\psi_3 = 20^\circ$ ,  $\psi_4 = 40^\circ$ ,  $\psi_5 = 50^\circ$  del polarizador lineal P1. Por lo tanto, en la figura 4.7 se muestran los resultados experimentales de la transmisión del NOLM cuando el polarizador lineal P2 se ajusto a una transmisión mínima a bajas potencias. Si el ángulo del polarizador P1 es orientado de tal forma que la dirección de la polarización coincida con uno de los ejes principales del QWR1, entonces ambos haces *cw* y *ccw* realizaran el recorrido en el lazo con polarización lineal. Para este ángulo la transmisión del NOLM es idealmente cero e independiente de la potencia.

La potencia crítica en donde se obtuvo la transmisión máxima fue en el ángulo  $\psi_4$  de la polarización lineal de entrada. Cuando se incrementa el ángulo a un valor superior a  $45^\circ$  se genera un decremento en la transmisión del NOLM. De acuerdo con la teoría, la potencia crítica mínima se obtiene para un ángulo de  $45^\circ$  entre la polarización lineal de entrada y

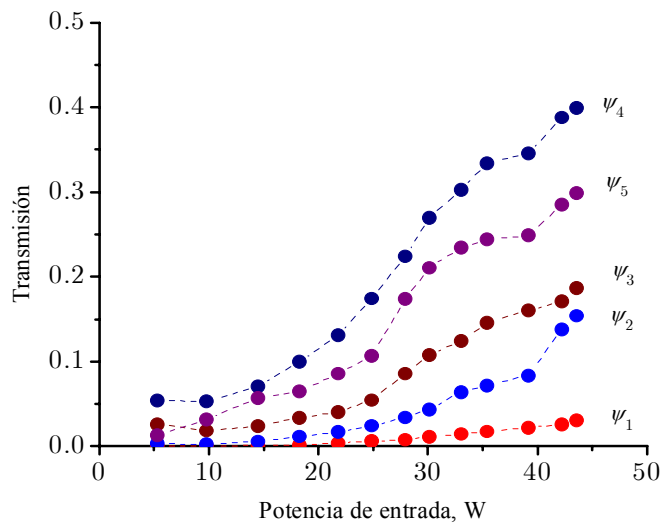


Figura 4.7. Resultados experimentales de la transmisión del NOLM con dependencia de la polarización lineal de entrada y posición del QWR1 en el punto B. Con P2 en mínima transmisión.  $\psi_1 = 0^\circ$ ,  $\psi_2 = 10^\circ$ ,  $\psi_3 = 20^\circ$ ,  $\psi_4 = 40^\circ$ ,  $\psi_5 = 50^\circ$ .

uno de los ejes principales del QWR1. Nosotros medimos experimentalmente un ángulo de  $40^\circ$ , donde la pequeña diferencia de estos valores puede deberse a que la posición del QWR1 para un mínimo de transmisión se encuentre ligeramente desviado y a que el ángulo de referencia  $\psi_1 = 0^\circ$  se determinó de forma indirecta.

En la figura 4.8, se muestran los resultados experimentales de la transmisión en función de la potencia y orientación del ángulo del polarizador P1. Las condiciones son las mismas que utilizamos en la figura 4.7, pero con el polarizador P2 ajustado a una transmisión máxima a bajas potencias. Podemos observar que el valor de la potencia crítica en donde obtenemos la transmisión máxima es de aproximadamente  $35\text{ W}$ , valor inferior al que obtuvimos en las gráficas de la figura 4.7.

Los resultados de la transmisión total para el caso de polarización lineal de entrada, se muestra en la figura 4.9, obtenida al sumar las componentes presentadas en las figuras 4.7 y 4.8, se obtiene una transmisión total máxima de aproximadamente 0.8.



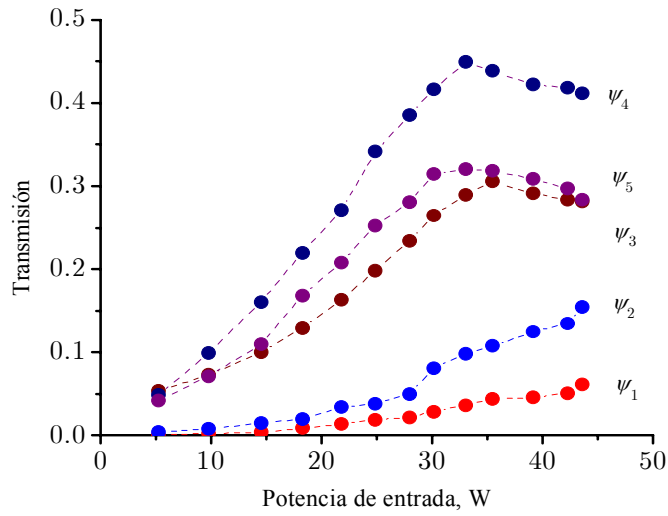


Figura 4.8. Resultados experimentales de la transmisión del NOLM con dependencia de la polarización lineal de entrada y posición del QWR1 en el punto B. Con P2 en máxima transmisión.  $\psi_1 = 0^\circ$ ,  $\psi_2 = 10^\circ$ ,  $\psi_3 = 20^\circ$ ,  $\psi_4 = 40^\circ$ ,  $\psi_5 = 50^\circ$ .

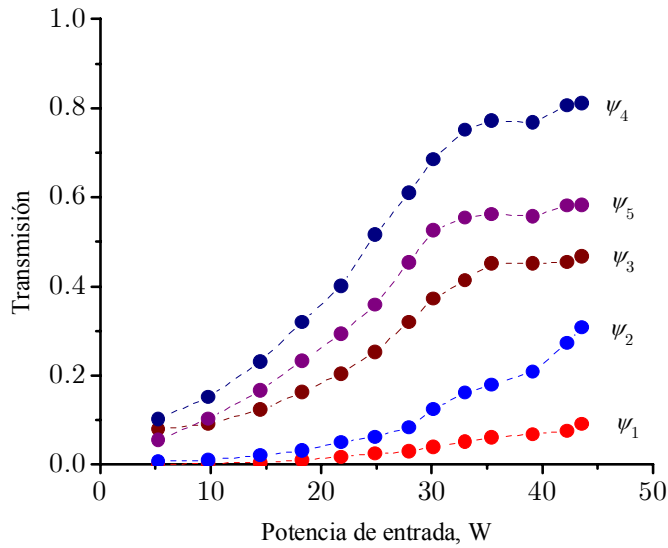


Figura 4.9. Resultados experimentales de la transmisión total del NOLM con dependencia de la polarización lineal de entrada y posición del QWR1 en el punto B.  $\psi_1 = 0^\circ$ ,  $\psi_2 = 10^\circ$ ,  $\psi_3 = 20^\circ$ ,  $\psi_4 = 40^\circ$ ,  $\psi_5 = 50^\circ$ .

De las figuras presentadas anteriormente, observamos que la transmisión del NOLM crece más lentamente cuando la polarización de entrada es similar a la polarización de salida, que es el caso cuando P2 está ajustado en un mínimo (figura 4.7), dependencia que es útil para aplicaciones de supresión de pedestal. Sin embargo, esta transmisión puede cambiar rápidamente cuando tenemos que la polarización de salida es ortogonal a la polarización de entrada (figura 4.8), dependencia que puede ser útil para aplicaciones de amarre de modos. La gráfica de la figura 4.5, especialmente la componente ortogonal a la polarización de entrada muestra también buenas características para aplicaciones de amarre de modos, ya que el inicio de la transmisión no lineal depende de la posición del QWR1 en la característica de baja potencia. Por lo tanto, esta dependencia es la que utilizaremos como absorbedor saturable en nuestra configuración del láser de figura ocho para obtener amarre de modos pasivo.

### **4.3 Láser de fibra de figura ocho**

El nombre de este tipo de láseres se deriva de la apariencia que presentan de figura 8. Estos láseres están formados básicamente por un NOLM como absorbedor saturable y como parte complementaria un láser de anillo. El NOLM que se implementó en nuestro arreglo experimental es el que hemos venido estudiando en capítulos anteriores, modificando la longitud del lazo a  $220\text{ m}$  y la torsión a  $18\text{ rad/m}$  [73]. La parte complementaria que es el láser de anillo se representa en la parte izquierda de la figura 4.10 y se puede implementar con una etapa de amplificación utilizando fibra dopada con Erblio, un controlador de polarización, un polarizador y un acoplador para el monitoreo de la salida.

El controlador de polarizador (PC) es utilizado para tener máxima transmisión a través del polarizador (P1) al mismo tiempo P1 evita la inestabilidad del sistema por reflexiones dado que actúa como aislador y polarizador al mismo tiempo. Para el bombeo del EDFA puede usarse una señal de  $980\text{ nm}$  o de  $1480\text{ nm}$  e introducirla a través de un WDM. En nuestro caso utilizamos un diodo semiconductor encapsulado que emite a una longitud de  $980\text{ nm}$  y que es controlado automáticamente por un driver de control (LCD-3900), con

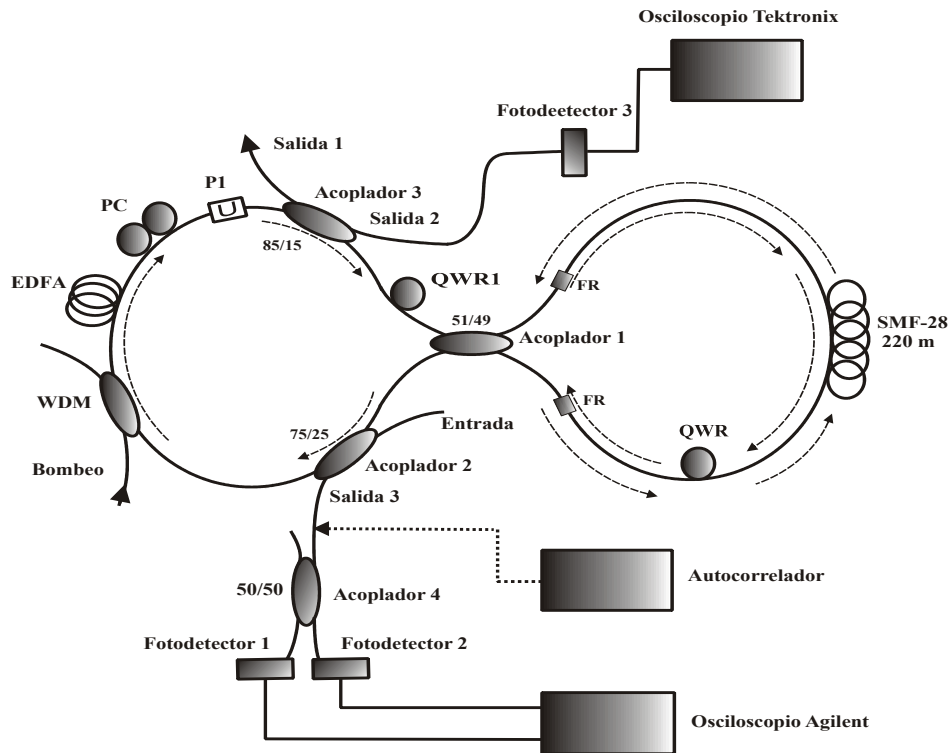


Figura 4.10. Esquema del arreglo experimental del láser de figura ocho de amarre de modos pasivo.

el cual es posible controlar la temperatura y la potencia de la fuente. La fibra dopada con Erblio que utilizamos tiene una concentración de 1000 ppm con una longitud de 10 m. El QWR1 es usado para introducir polarización circular al NOLM, los acopladores 2 y 3 se usaron para monitorear la potencia del láser y analizar los pulsos generados. Por último, se tiene un Rotador de Fibra modelo MDT718-125 (*Fiber Rotator*, FR), colocado en cada uno de los puertos de salida del acoplador 1, para poder variar la transmisión a bajas potencias del NOLM ajustando la birrefringencia a través de la torsión y presión en los puertos de salida de dicho acoplador.

En la teoría de amarre de modos pasivo, un láser de este tipo no necesita una señal para iniciar la oscilación, ya que la emisión espontanea del medio amplificador es suficiente para iniciar el proceso de oscilación. Por lo tanto, la señal de ruido debido a la emisión espontanea es amplificada y retroalimentada y crecerá cada vez más en cada ciclo por la

### *Self-starting en un F8L de amarre de modos pasivo*

ganancia de pequeña señal, este proceso continua hasta que se produce una señal óptica interna que satura el amplificador. Para lograrlo, se deben satisfacer dos condiciones: la ganancia de pequeña señal del amplificador debe ser más grande que las pérdidas en el sistema de retroalimentación, de tal manera que se pueda incurrir en una ganancia neta en el lapso de un ciclo a través del lazo de retroalimentación y que la fase total cambie en el lapso de un ciclo en múltiplos enteros de  $2\pi$ , de manera que la fase de la señal después de cada ciclo iguale a la fase original. La función del NOLM como absorbedor saturable, se puede entender considerando un pulso óptico que atraviesa el dispositivo, éste será dividido por el acoplador en dos pulsos con la misma amplitud y a través de la asimetría de polarización creada por el QWR se puede obtener una diferencia de fase no lineal entre los pulsos contra-propagándose en lazo de fibra para posteriormente encontrarse en la salida donde interferirán constructiva o destructivamente. Por lo tanto, para el pulso óptico que se propaga a través del absorbedor, los costados experimentan más pérdidas que la parte central que es lo bastante intensa para saturar el absorbedor, de tal manera que el pulso después de pasar por el NOLM es más estrecho que el pulso de entrada.

En la configuración que se representa en la figura 4.10 no fue posible observar el autoencendido del amarre de modos por ningún método, por lo que fue necesario provocar sobre el lazo de fibra una perturbación por medio de una intervención externa (mediante un golpe). Esta acción puede generar dentro del sistema una señal de ruido con una amplitud suficiente para empezar a propagarse en la cavidad y durante ciclos sucesivos amplificarse de manera coherente a través del paso por el EDFA y después de múltiples ciclos en la cavidad se forme un pulso intenso capaz de saturar el amplificador. Después de ciclos posteriores la duración del pulso continuará reduciéndose hasta llegar el momento que sea tan corto que el ancho espectral sea comparable a su ancho de ganancia.

En la figura 4.10, muestra el arreglo para el monitoreo de la señal de salida del láser de figura ocho. En la salida del acoplador 2 medimos la autocorrelación a través de un autocorrelador de escaneo rápido FR-103X1, el monitoreo del tren de pulsos fue a través de un acoplador simétrico (acoplador 4) colocando en la salida un fotodetector (marca THORLABS modelo D400FC InGaAs) seguido de un osciloscopio marca Agilent de 20

$GHz$  de ancho de banda. El objetivo de colocar un acoplador más en la salida es que utilizamos uno de los puertos como disparo para el monitoreo. En el acoplador 3 también fue posible monitorear el tren de pulsos a través de un osciloscopio marca Tektronix de  $100 MHz$  de ancho de banda.

La configuración implementada fue capaz de generar pulsos con una frecuencia de repetición de  $0.8 MHz$  que corresponde a la frecuencia fundamental de la cavidad láser, como se puede ver en la figura 4.11.

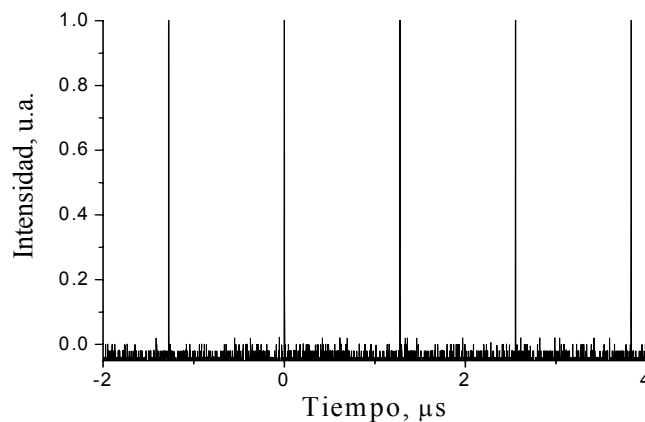


Figura 4.11. Tren de pulsos con una razón de repetición de  $0.8 MHz$ , con un bombeo de aproximadamente  $100 mW$ .

Los resultados fueron obtenidos con una transmisión a bajas potencias en donde tenemos dos picos con diferente amplitud (el de mayor amplitud de  $80\%$  y el de menor amplitud del  $20\%$ ). El amarre de modos se logró con una potencia de bombeo de  $100 mW$  pero una vez generados los pulsos provocados por tal intervención externa estos eran capaces de mantenerse bajando la potencia de bombeo a  $35 mW$ . En la figura 4.12, mostramos la autocorrelación que fue medida en la salida del acoplador 2 para una ventana de  $300 ps$  aproximadamente, en la que podemos observar que la función de autocorrelación tiene un Ancho Total a la Mitad del Máximo (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) de  $\Delta\tau = 0.8 ps$ .

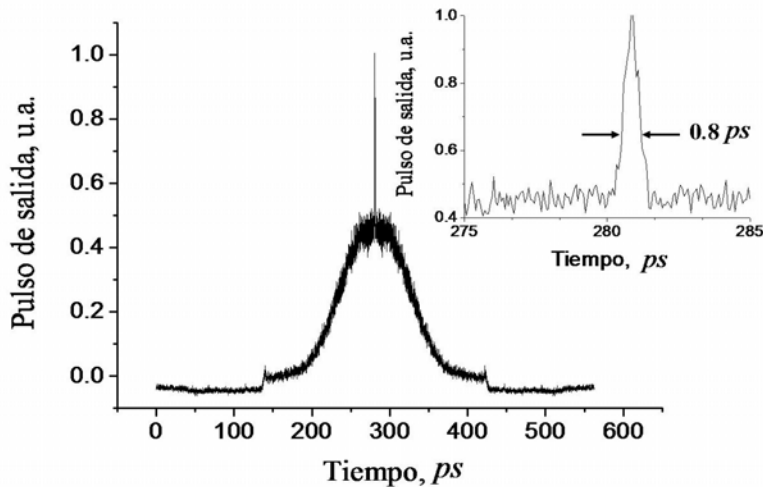


Figura 4.12. Autocorrelación del pulso de salida.

El ancho espectral del pulso se muestra en la figura 4.13, el cual fue medido en la salida del acoplador 3 mediante un monocromador con una resolución de  $0.5 \text{ nm}$ . La curva con la línea sólida muestra el espectro del pulso en el régimen de amarre de modos, resultando un FWHM de  $\Delta\lambda = 14 \text{ nm}$  dando  $\Delta\nu\Delta\tau = 1.26$  donde  $\Delta\nu$  es el FWHM del espectro de frecuencia. El espectro de láser de onda continua se representa a través de la curva con la línea segmentada. El máximo del espectro del láser en el régimen de amarre de modos es ligeramente desplazado del máximo del espectro de láser de onda continua.

#### 4.4 Láser de fibra de figura ocho con una rejilla de Bragg

Para tratar de mejorar el esquema anterior y buscar la forma de no depender de una intervención externa para obtener amarre de modos incluimos en la configuración del láser de amarre de modos de figura ocho una rejilla de Bragg de fibra a través de un circulador como filtro del sistema, como se muestra en la figura 4.14 [74]. La rejilla de Bragg tiene una longitud de onda central de  $1548 \text{ nm}$  con una reflexión del 100% y un ancho espectral de reflexión de  $0.5 \text{ nm}$ .

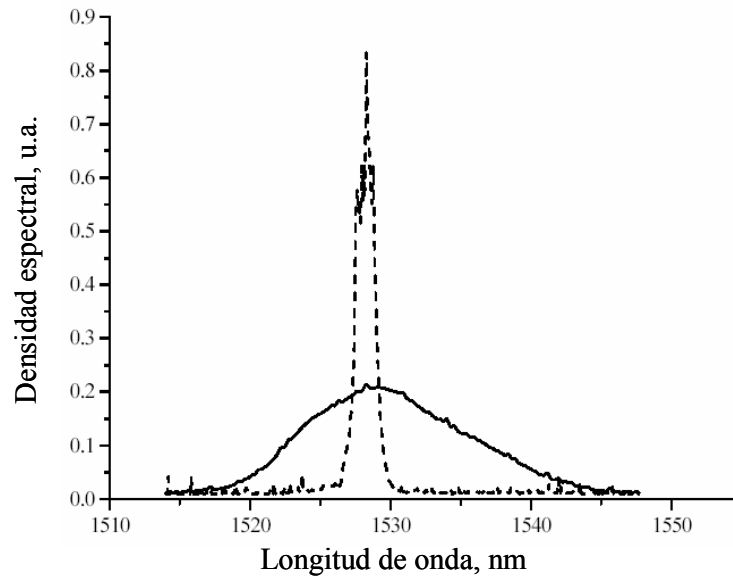


Figura 4.13. Espectro de frecuencia del pulso de salida sin rejilla de Bragg. La curva marcada con la línea sólida muestra el espectro del pulso en la régimen de amarre de modos y la línea segmentada muestra el espectro de onda continua.

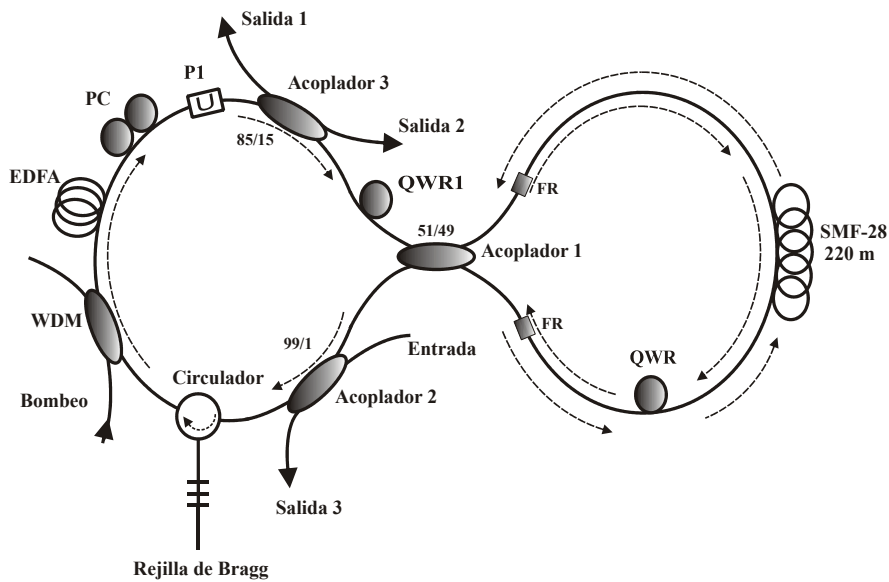


Figura 4.14. Esquema del arreglo del láser de figura ocho de amarre de modos utilizando una rejilla de Bragg como filtro del sistema.

Posteriormente, procedimos a caracterizar la transmisión del NOLM a bajas potencias. Para tal caso, se utilizaron dos medidores de potencia de la marca Tektronix modelo Tektop200. En la figura 4.15, se muestra el procedimiento que llevamos acabo para medir la transmisión a bajas potencias. La potencia  $P_2 = 0.15P_1$  es la que detectamos en el medidor de potencia, la potencia  $P_3 = 0.85P_1$  es la que entra en el NOLM, para que quede en función de la potencia  $P_2$  que detectamos,  $P_3 = 5.66P_2$ . La potencia  $P_5 = 0.01P_4$  es la que medimos en la salida del acoplador 99/1 pero a nosotros nos interesa la potencia en la salida del NOLM. Por lo tanto, la podemos encontrar despejando de la relación anterior y queda de la siguiente manera  $P_4 = 100P_5$ . Ahora podemos encontrar la forma de transmisión del NOLM a bajas potencias, como  $T = (5.66P_2)/(100P_5) = 0.0566P_2/P_5$  rotando el QWR cada cinco grados.

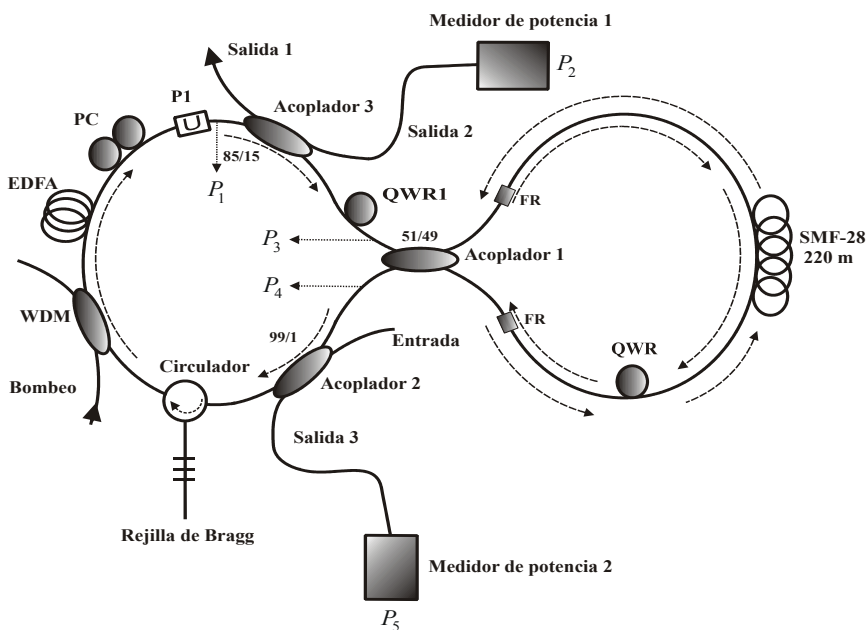


Figura 4.15. Esquema para la caracterización de la transmisión del NOLM a bajas potencias.

En la figura 4.16, se muestra el comportamiento de la transmisión a bajas potencias contra el ángulo de rotación del retardador de un cuarto de onda en la que se observan dos picos en un período de  $\pi$  radianes con diferentes amplitudes de transmisión. El primer pico



con una amplitud de aproximadamente del 80% y el pico de menor amplitud del 20%. Este resultado es similar a las características de transmisión simuladas en el capítulo anterior (ver figura 3.6) cuando tenemos igual torsión pero diferente birrefringencia en los brazos de salida del NOLM (esto se logra experimentalmente proporcionando presión y torsión en los brazos del acoplador 1 utilizando los rotadores de fibra). La pequeña diferencia que se observa entre la parte experimental y simulación puede deberse a que experimentalmente la rotación del QWR no fue exactamente cada cinco grados.

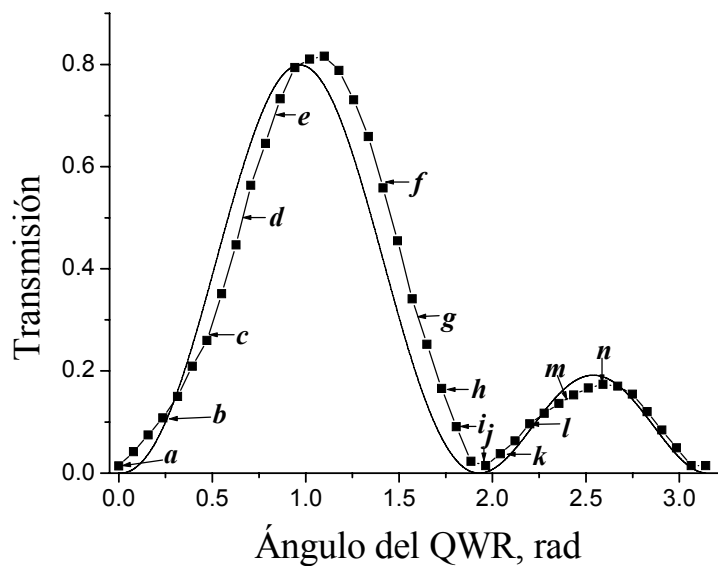


Figura 4.16. Transmisión del NOLM a bajas potencias cuando tenemos diferente birrefringencia y torsión en los brazos del NOLM. La curva marcada con la línea con cuadros muestra la parte experimental y la curva marcada con la línea sólida muestra la simulación.

Después de caracterizar la transmisión a bajas potencias, aumentamos la potencia de bombeo y mediante la rotación del QWR1 buscamos en que posición de dicha placa obteníamos amarre de modos. El único punto donde obtuvimos el autoencendido del amarre de modos fue el punto *b* con una potencia de bombeo de aproximadamente 70 *mW* para la transmisión que se muestra en la figura 4.16.

#### **4.4.1 Simulaciones numéricas del NOLM**

Como los resultados teóricos tienen buena aproximación con los resultados experimentales, se realizaron algunas simulaciones numéricas para ver cual es el comportamiento no lineal del NOLM, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de  $\pi$  radianes para los diferentes puntos que se encuentran en la transmisión a bajas potencias sobre el pico de mayor amplitud (ver figura 4.16, puntos, *a*, *b*, *c*, *d* y *e* ).

De la figura 4.17, podemos observar que la curva marcada con la letra *b*, tiene una característica adecuada para ser utilizada en láseres de amarre de modos pasivo. Tenemos en este caso una transmisión diferente de cero a bajas potencias, de tal manera que un pequeño ruido inicial en el sistema láser se puede amplificar en cada ciclo. Además, la característica presenta un crecimiento importante cuando la potencia crece, lo que favorecerá la oscilación de pulsos, es decir el régimen de amarre de modos, en contraste con la característica *e*, por ejemplo, que tiende a decrecer con la potencia, favoreciendo la oscilación en régimen continuo. Por lo tanto, esto explica el porque tenemos amarre de modos en la posición *b* y para las otras posiciones del QWR no se llega a tener la curva que caracteriza al NOLM para comportarse como un absorbedor saturable. El procedimiento para obtener el amarre modos fue de la siguiente manera: primero colocamos el QWR en el punto *b* de la transmisión a bajas potencias y al aumentar la potencia de bombeo a  $70\text{ mW}$  generamos el autoencendido del amarre de modos y el sistema láser resultó estable, si esta potencia se reduce los pulsos se logran mantener con una potencia de bombeo de aproximadamente  $20\text{ mW}$ . La potencia promedio de los pulsos están en el orden de  $1\text{ mW}$  con una potencia de bombeo de  $70\text{ mW}$ , dando una potencia promedio en la entrada del NOLM de  $5.66\text{ mW}$ .

En la figura 4.18, mostramos otras formas del comportamiento no lineal simuladas para diferentes puntos marcados en la transmisión a bajas potencias para el primer pico de mayor amplitud (ver figura 4.16, puntos *f*, *g*, *h*, *i* y *j*). En cada caso, la transmisión del NOLM decrece a cero mientras la potencia aumenta en la cavidad, lo cual explica que no podemos tener amarre de modos en dichos puntos. Para el punto *j*, vemos que la transmisión va creciendo conforme se aumenta la potencia, pero el crecimiento es muy

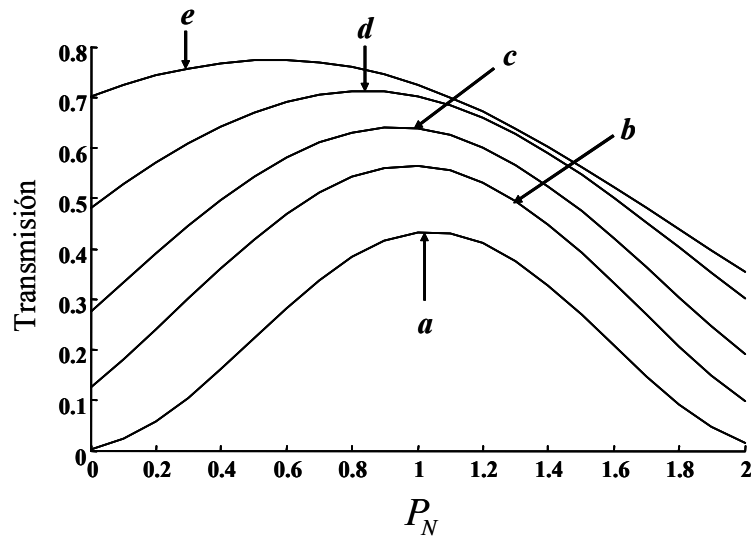


Figura 4.17. Comportamiento no lineal del NOLM para 5 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de  $\pi$  rad en la característica de baja potencia. Para el pico con mayor amplitud.

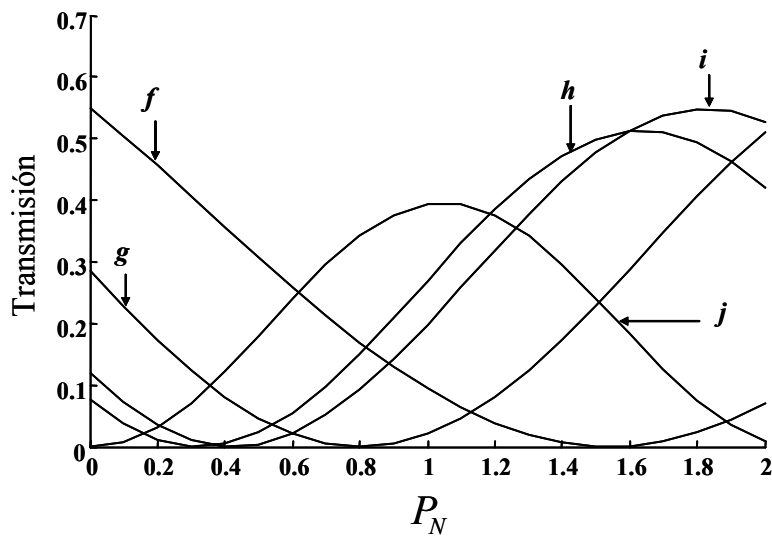


Figura 4.18. Comportamiento no lineal del NOLM para 5 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de  $\pi$  rad en la característica de baja potencia. Para el pico con mayor amplitud.

lento, lo que hace que no tengamos amarre de modos o que necesitemos mayor potencia de bombeo. Además la característica empieza en cero.

Mostramos otras simulaciones del comportamiento no lineal en la región del pico de menor amplitud de la transmisión a bajas potencias de la figura 4.16 (puntos  $k$ ,  $l$ ,  $m$  y  $n$ ). Para las curvas  $k$  y  $l$  mostradas en la figura 4.19, el comportamiento no lineal tiene una forma similar a la obtenida en el punto  $b$  de la figura 4.17, sin embargo aunque se tiene una potencia crítica más baja, se necesita mayor potencia de bombeo para tener amarre de modos, ya que el máximo de transmisión es reducido respecto al caso anterior. Ahí no se observó autoencendido para las curvas marcadas con  $m$  y  $n$ , el comportamiento de la transmisión no lineal no es favorable para tener amarre de modos debido a que la transmisión no lineal decrece conforme se incrementa la potencia de bombeo.

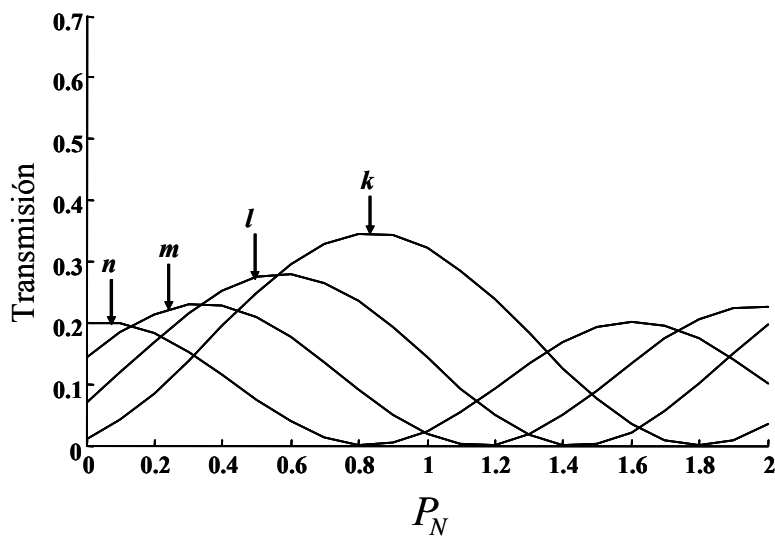


Figura 4.19. Comportamiento no lineal del NOLM para 4 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de  $\pi$  rad en la característica de baja potencia. Para el pico de menor amplitud.

Posteriormente, cambiamos la forma de la transmisión a bajas potencias, para el caso cuando tenemos dos picos con la misma amplitud de aproximadamente 50% de la transmisión en un periodo de  $\pi$  radianes, como se muestra en la figura 4.20. Este resultado

es similar a las características de transmisión simuladas en el capítulo anterior (ver figura 3.5), cuando la torsión y la birrefringencia son iguales en los brazos de salida del acoplador 1. Experimentalmente se logra proporcionando la misma torsión en los brazos de dicho acoplador por medio de los rotadores y al mismo tiempo aplicar presión para eliminar la birrefringencia residual hasta obtener la transmisión deseada.

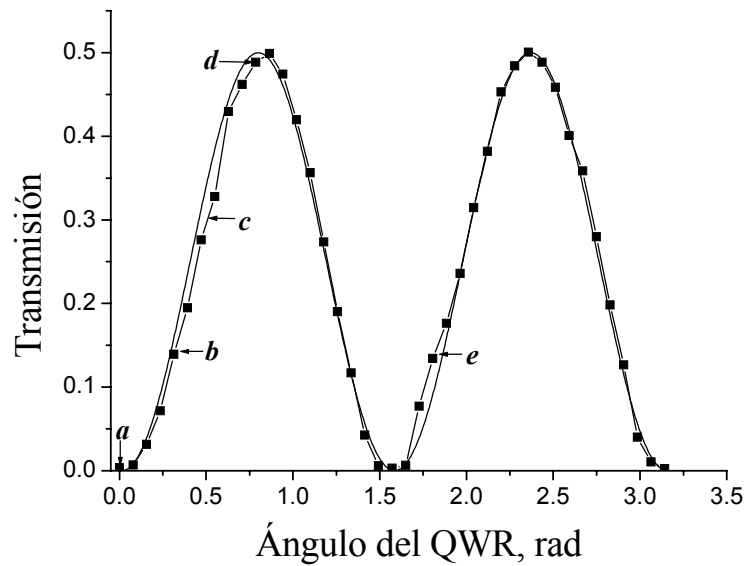


Figura 4.20. Transmisión a bajas potencias cuando tenemos igual torsión y la misma birrefringencia en los brazos del NOLM. La curva marcada con la línea con cuadros muestra la parte experimental y la curva marcada con la línea sólida muestra la simulación.

Se hicieron también simulaciones numéricas para analizar el comportamiento no lineal, cuando tenemos dos picos con la misma magnitud en un periodo  $\pi$  de radianes para los diferentes puntos que se muestran marcados en la transmisión a bajas potencias (ver figura 4.20, puntos *a*, *b*, *c*, *d* y *e*). Para esta forma de transmisión experimentalmente obtuvimos el autoencendido del amarre de modos únicamente en los puntos *b* y *e* con una potencia de bombeo de aproximadamente 90 *mW*. El procedimiento para obtener el amarre de modos fue directo, colocamos el QWR en el punto *b* o *e* de la transmisión a bajas

potencias y al aumentar la potencia de bombeo a  $90\text{ mW}$  generamos el autoencendido del amarre de modos, los pulsos resultaron estables y cuando la potencia de bombeo se reducía se lograban mantener los pulsos con una potencia aproximada de  $20\text{ mW}$ . La potencia promedio de los pulsos están en el orden de  $1.5\text{ mW}$  con una potencia de bombeo de  $90\text{ mW}$ , dando una potencia promedio en la entrada del NOLM de  $8.49\text{ mW}$ .

De la figura 4.21, podemos observar que en la curva marcada con *a* la característica empieza de cero, aunque la transmisión no lineal crece conforme aumenta la potencia de entrada, no se llega a tener una amplificación neta mayor a cero a bajas potencias que se necesita desde el inicio para que se amplifique y de esta manera obtener el autocendido del amarre de modos. Para la curva que corresponde a *b* y *e* se tiene el mismo comportamiento no lineal, la característica presenta un crecimiento importante cuando la potencia crece, lo que favorecerá el régimen de amarre de modos. Las curvas marcadas con *c* y *d* no muestran un comportamiento no lineal que caracteriza al NOLM como absorbedor saturable, ambas curvas crecen con la potencia de entrada, pero rápidamente conmutan y decrecen conforme la potencia de entrada se aumenta.

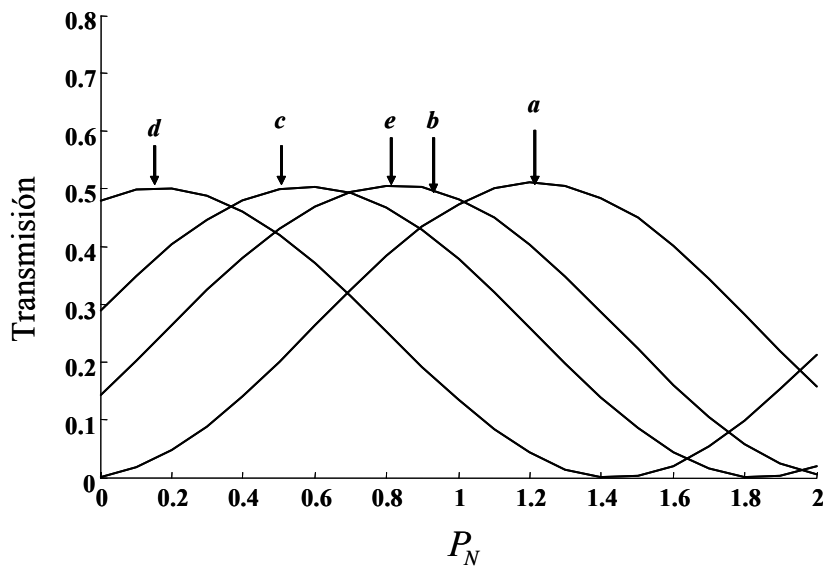


Figura 4.21. Comportamiento no lineal del NOLM para 5 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos con la misma magnitud en un periodo de  $\pi$  rad en la característica de baja potencia.

Cabe aclarar que en el primer caso cuando tenemos una transmisión a bajas potencias con dos picos con diferente amplitud en un periodo de  $\pi$  radianes, los pulsos resultaron más estables comparado al segundo caso cuando tenemos una transmisión a bajas potencias con dos picos de igual magnitud en un periodo de  $\pi$  radianes. Además la potencia de bombeo que necesitamos para obtener el autoencendido del amarre de modos fue menor que en el segundo caso. Por lo tanto, las mediciones que se muestran más adelante son basadas en la característica de transmisión a bajas potencias obtenida en el primer caso.

#### 4.4.2 Resultados experimentales del sistema láser

La función de autocorrelación de los pulsos de salida la medimos a través de un autocorrelador FR-103XL y se muestra en la figura 4.22. El FWHM de la función de autocorrelación es aproximadamente 30 ps que corresponde a un pulso de duración de  $\Delta\tau = 21.2$  ps (si asumimos que el perfil es gaussiano).

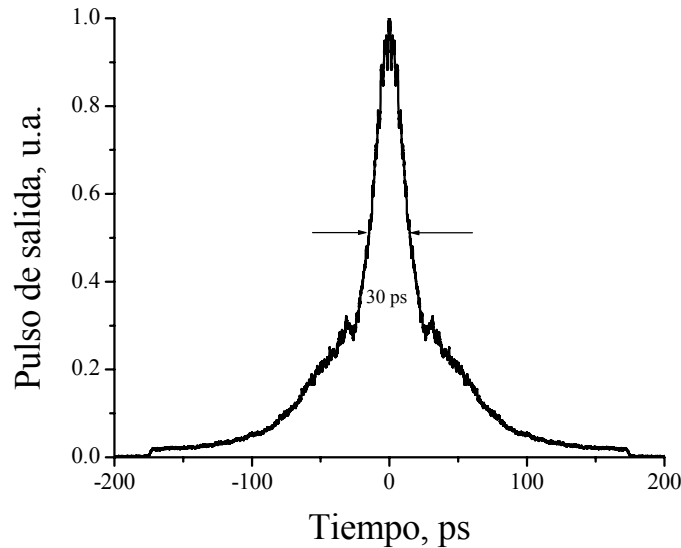


Figura 4.22. Autocorrelación del pulso de salida.

Debido a que tenemos la misma longitud en la cavidad del láser, la frecuencia de repetición de los pulsos es la misma que la que obtuvimos en la configuración sin rejilla de Bragg. En la figura 4.23, observamos la frecuencia de los pulsos que fue detectada por un fotodetector de InGaAs con un ancho de banda de  $1\text{ GHz}$  y monitoreada por un osciloscopio de  $100\text{ MHz}$  marca Tektronix.

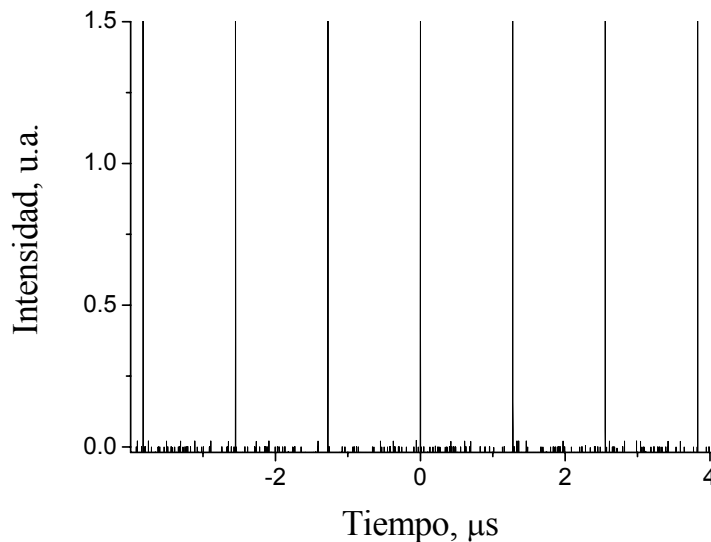


Figura 4.23. Tren de pulsos con una razón de repetición de  $0.8\text{ MHz}$ , con un bombeo de  $70\text{ mW}$ .

En la figura 4.24, mostramos la forma temporal de los pulsos de salida que fue medida por un detector rápido de  $10\text{ GHz}$  y monitoreada por un osciloscopio de  $20\text{ GHz}$ . Podemos observar que el pulso está acompañado de una cola que tiene buena parte de la energía del pulso que probablemente sea la responsable del pedestal que se observa en la función de autocorrelación.

El ancho espectral del pulso se muestra en la figura 4.25, el cual fue medido en la salida del acoplador 3 mediante un analizador de espectros de Fabry-Perot. La curva con la línea sólida muestra el espectro del pulso en el régimen de amarre de modos, resultando un FWHM de  $\Delta\lambda = 0.19\text{ nm}$  dando  $\Delta\nu\Delta\tau = 0.504$  donde  $\Delta\nu$  es el FWHM del espec-



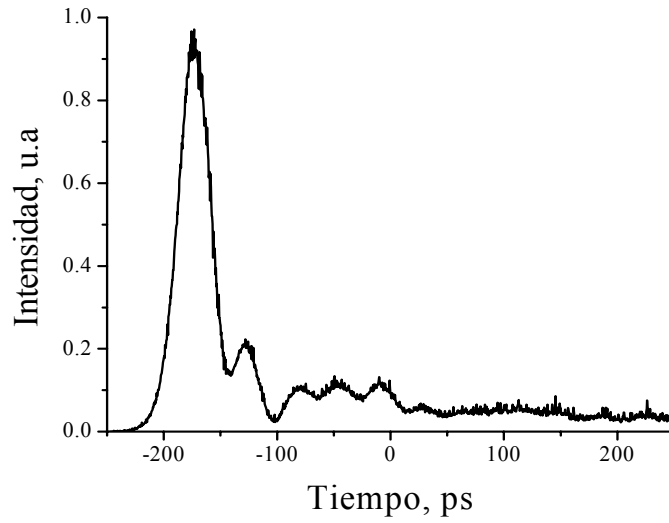


Figura 4.24. Forma temporal del pulso monitoreado por un fotodetector rápido de 10 GHz.

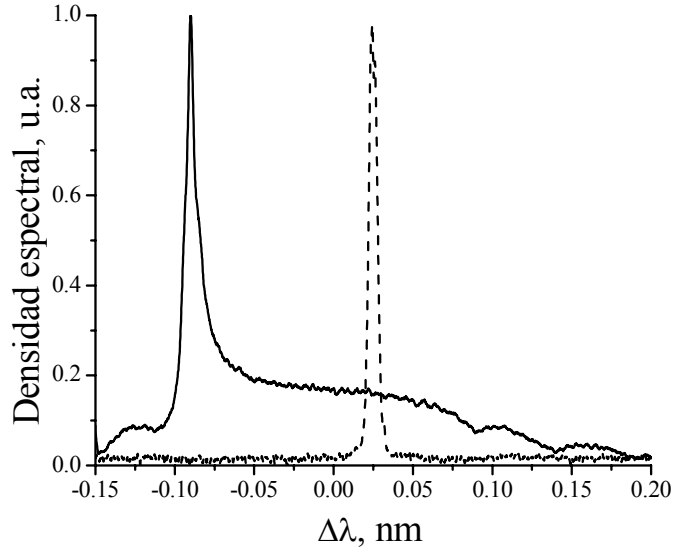


Figura 4.25. Espectro de frecuencia del pulso de salida con rejilla de Bragg. La curva marcada con la línea sólida muestra el espectro del pulso en el régimen de amarre de modos y la curva con la línea segmentada muestra el espectro de onda continua.

tro de frecuencia. La curva con la línea segmentada corresponde al espectro de laseo de onda continua. Esta figura presenta un pico pronunciado a lo largo del ancho espectral en el régimen de amarre de modos. El pico pronunciado se encuentra a frecuencias específicas, independiente del ángulo del QWR. La presencia del pico pronunciado que contiene una banda reducida de frecuencia, en nuestro caso es más probablemente debido a las oscilaciones de onda continua y a la cola que se observa a lo largo del pulso, que contiene una parte sustancial de la energía del pulso, como puede observarse en la figura 4.24. El espectro de onda continua no es estable y fluctúa alrededor del máximo del espectro de amarre de modos.

En la figura 4.26 incluimos un controlador de polarización PC1 entre el circulador y la rejilla de Bragg, con la finalidad de ajustar la dependencia de polarización a través de la rejilla. Ajustando este controlador pudimos eliminar el pequeño pedestal que presenta la autocorrelación mostrada en la figura 4.22.

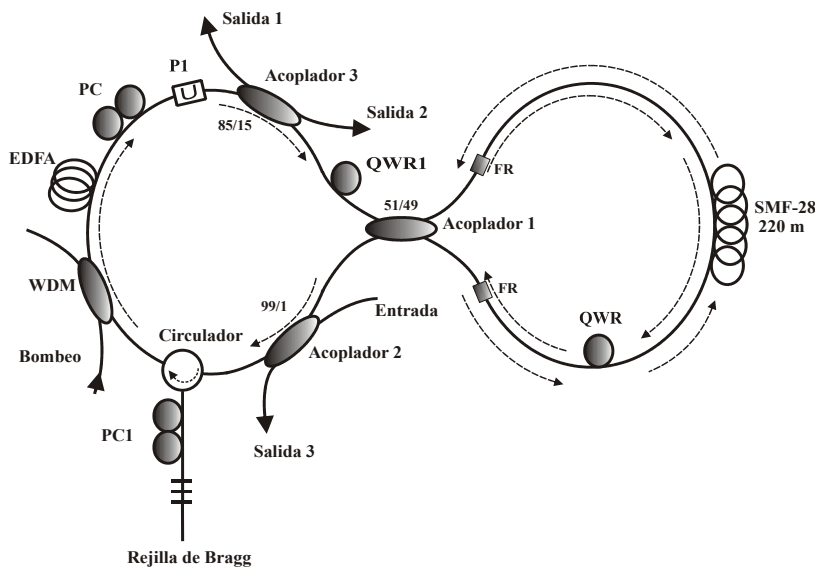


Figura 4.26. Esquema experimental del láser de fibra de amarre de modos pasivo de figura ocho con un controlador de polarización entre el circulador y la rejilla de Bragg.

En la figura 4.27, mostramos la frecuencia de los pulsos monitoreada por un osciloscopio de  $20\text{ GHz}$  de ancho de banda y podemos observar un paquete de pulsos los cuales están separados a  $1.5\text{ ns}$  aproximadamente. La frecuencia de los paquetes de pulsos es de  $0.8\text{ MHz}$ .

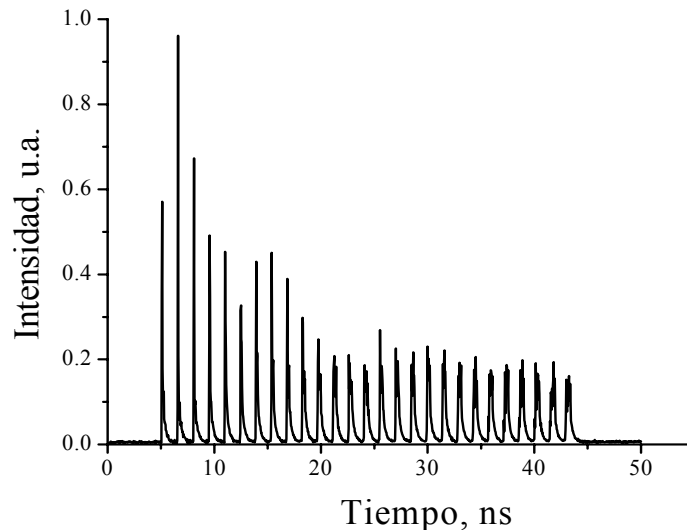


Figura 4.27. Paquete de pulsos separados a  $1.5\text{ ns}$  aproximadamente. La frecuencia de repetición de los paquetes es de  $0.8\text{ MHz}$ , con un bombeo de  $70\text{ mW}$ .

En la figura 4.28, mostramos la forma temporal del pulso monitoreada por un osciloscopio de  $20\text{ GHz}$  de ancho de banda y observamos que también presenta una cola, pero no tan pronunciada como en la que obtuvimos en la figura 4.24.

En la figura 4.29, mostramos la forma que tiene el espectro óptico del pulso de salida en la región de amarre de modos medida por un Fabry-Perot. Podemos observar que el pico pronunciado es reducido con respecto al espectro de la figura 4.25.

La función de autocorrelación de los pulsos de salida se muestra en la figura 4.30. El FWHM de la función de autocorrelación es aproximadamente  $30\text{ ps}$  que corresponde a un pulso de duración de  $\Delta\tau = 21.2\text{ ps}$  (si asumimos que el perfil es gaussiano), como

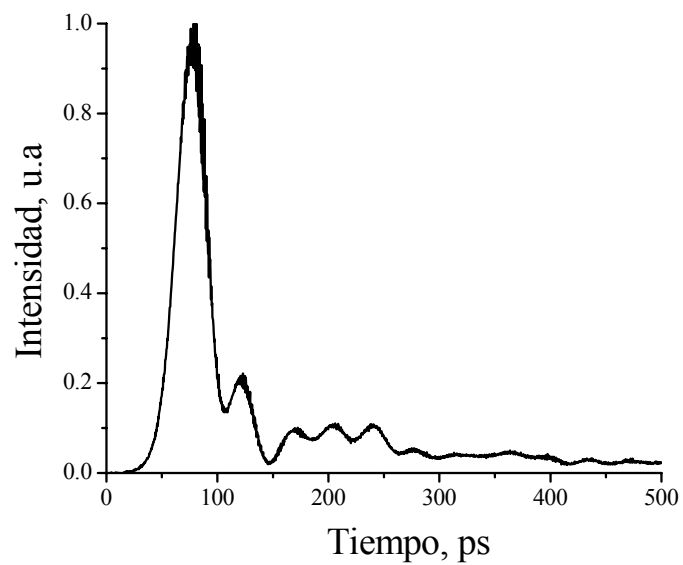


Figura 4.28. Forma temporal del pulso monitoreado por un fotodetector rápido de 10 GHz.

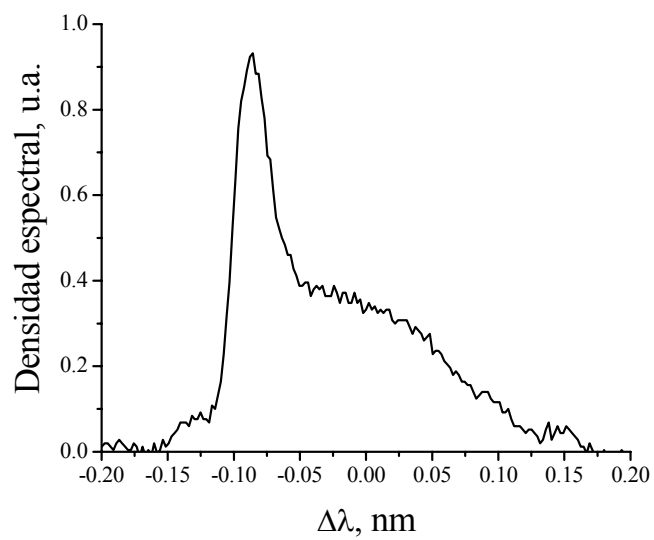


Figura 4.29. Espectro de frecuencia del pulso de salida, con un controlador de polarización PC1 colocado entre el circulador y la rejilla de Bragg.

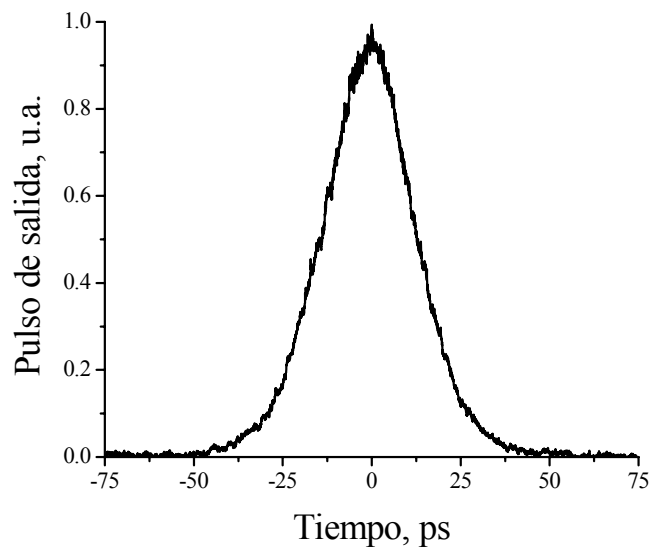


Figura 4.30. Medición de la autocorrelación del pulso de salida, con un controlador de polarización PC1 colocado entre el circulador y la rejilla de Bragg.

podemos observar tiene las mismas características que el de la figura 4.22 con la diferencia que aquí tenemos la autocorrelación libre de pedestal.

En este capítulo podemos concluir que cuando usamos la configuración del láser sin rejilla de Bragg no logramos obtener el autoencendido del amarre de modos, se tenía que recurrir a una perturbación externa, como un golpe en el lazo de fibra para obtener el amarre de modos y los pulsos generados resultaron poco estables.

Cuando usamos la configuración del láser en donde incluimos una rejilla de Bragg no recurrimos a ninguna acción externa para obtener el amarre de modos. El procedimiento para obtener el autoencendido del amarre de modos es directo, ajustando únicamente el QWR y en el espectro óptico de la figura 4.25 se observa la presencia de un Autocorrimiento de Frecuencias (*Self-Frequency Shift*, SFS) del régimen continuo al régimen pulsado, permitiendo la generación de los pulsos. La rejilla de Bragg nos permite almacenar el ruido de ASE en una pequeña región cerca de la longitud de onda de reflexión de dicha rejilla, así la amplificación en la cavidad láser es más uniforme y eficiente de tal manera

que nos ayuda a obtener el autoencendido de los pulsos. Debido al ancho espectral de la rejilla los pulsos que se obtienen son más anchos que en el caso cuando no se usa dicha rejilla. Cuando colocamos un controlador de polarización entre el circulador y la rejilla de Bragg logramos ajustar la dependencia de polarización a través de la rejilla y de esta manera obtuvimos la autocorrelación del pulso libre de pedestal.

Los pulsos generados tienen una frecuencia de repetición de  $0.8 \text{ MHz}$  que corresponde a la frecuencia fundamental de la cavidad láser y es inversamente proporcional a la longitud del lazo de la cavidad. La potencia promedio de salida de los pulsos es del orden de  $1 \text{ mW}$  con una potencia de bombeo de aproximadamente  $70 \text{ mW}$ , dando una potencia promedio en la entrada del NOLM de  $5.66 \text{ mW}$ .

En la figura 4.12, mostramos la función de autocorrelación que tiene un FWHM de  $\Delta\tau = 0.8 \text{ ps}$ . Aunque el pulso es más corto comparado al de la figura 4.22, aparece acompañado de un gran pedestal. En la figura 4.30, mostramos la función de autocorrelación, en donde pudimos eliminar significativamente ese problema del pedestal aunque el pulso resultó como 30 veces más ancho.

El amarre de modos se obtiene por la rotación no lineal de la polarización en el NOLM, es decir dicho dispositivo se comporta como un absorbedor saturable dejando pasar únicamente las altas potencias, de tal manera que el pulso después de pasar por el NOLM es más estrecho que el pulso de entrada.

Finalmente, los resultados teóricos presentados en el capítulo 3 en donde propusimos el NOLM con un acoplador simétrico, fibra de baja birrefringencia altamente torcida y un QWR colocado asimétricamente en lazo puede ser utilizado como absorbedor saturable en láseres de fibra de figura ocho, lo pudimos confirmar en este capítulo en donde demostramos de manera experimental que el NOLM es muy útil para tal caso.

# Capítulo 5

## Conclusiones

Demostramos numéricamente que al utilizar un NOLM con un acoplador asimétrico en donde el funcionamiento de la transmisión esta basado por la SPM, es imposible tener simultáneamente un alto rango dinámico y potencia crítica baja.

En la configuración del NOLM que proponemos con un acoplador simétrico, fibra de baja birrefringencia altamente torcida y un retardador de un cuarto de onda en el lazo demostramos tanto de manera teórica como experimental que es posible obtener simultáneamente un alto rango dinámico, baja potencia crítica y bajas pérdidas en el dispositivo. La placa de un cuarto de onda genera una asimetría en polarización la cual origina que los haces que se contra-propagan en el lazo de fibra tengan una diferencia de fase como consecuencia de la XPM y de esta manera permitir una conmutación. La fuerte torsión que se aplica a la fibra sirve para reducir la birrefringencia lineal, la cual no es controlada y puede variar con las condiciones del medio ambiente, con esto logramos un dispositivo robusto a las perturbaciones del medio ambiente. El análisis teórico se llevó acabo haciendo uso de la aproximación de la no linealidad debil, en donde mostramos con gran ventaja que la operación del NOLM puede ser descrita por medio de un modelo analítico sencillo de matrices.

También demostramos de manera teórica y experimental que la transmisión a bajas potencias (en el régimen lineal) dependiente de la rotación del retardador de un cuarto de onda se puede ajustar de una manera versátil, variando la birrefringencia y torsión en los brazos del acoplador simétrico.

El NOLM con las características antes mencionadas en el régimen no lineal, particularmente cuando seleccionamos en la salida del NOLM la componente de polarización ortogonal a la polarización de entrada, permite obtener una transmisión no lineal cuyo valor de inicio depende de la posición del QWR en la característica de baja potencia. Tal dependencia es la que usamos para que el NOLM funcione como un absorbedor saturable y obtener el autoencendido del amarre de modos. Este ajuste se realiza mediante el PC, y la posición óptima se alcanza cuando se mide la máxima transmisión a través del polarizador a bajas potencias.

Observamos que cuando usamos la configuración del láser sin rejilla de Bragg no logramos obtener el autoencendido del amarre de modos, teníamos que recurrir a una intervención externa, mediante un golpe en el lazo de fibra para poder obtener el amarre de modos y los pulsos generados resultaron poco estables. Sin embargo, cuando usamos la configuración del láser en donde incluimos una rejilla de Bragg observamos que para obtener el autoencendido del amarre de modos, únicamente tenemos que ajustar un solo elemento, el QWR en el NOLM y como consecuencia en el espectro óptico de la figura 4.25 se observa la presencia de un SFS del régimen continuo al régimen pulsado, permitiendo la generación de los pulsos. Además la rejilla de Bragg nos permite almacenar el ruido de ASE en una pequeña región cerca de la longitud de onda de reflexión de dicha rejilla, así la amplificación en la cavidad láser es más uniforme y eficiente de tal manera



que también nos ayuda a obtener el autoencendido de los pulsos. Debido al ancho espectral de la rejilla los pulsos que se obtienen son más anchos que en el caso cuando no se usa dicha rejilla. Cuando colocamos un controlador de polarización entre el circulador y la rejilla de Bragg logramos ajustar la dependencia de polarización a través de la rejilla y de esta manera obtuvimos la autocorrelación del pulso libre de pedestal.

Finalmente, logramos establecer un procedimiento claro, preciso y repetible para obtener el autoencendido del amarre de modos. El procedimiento de ajuste es directo, el QWR debe estar alrededor del punto  $b$  de la figura 4.16 o de igual manera en el punto  $b$  y  $e$  de la figura 4.20. Posteriormente, solo tenemos que incrementar la potencia de bombeo arriba de  $70 \text{ mW}$  para obtener el autoencendido del amarre de modos. El dispositivo genera pulsos estables con una frecuencia de repetición de  $0.8 \text{ MHz}$  y el FWHM de la función de autocorrelación es de  $30 \text{ ps}$  con una potencia de salida promedio de miliwatts.

# Apéndices

## A. Acoplador direccional de fibra monomodo de cuatro puertos

Para fabricar un acoplador por transmisión se utilizan dos fibras, en una pequeña porción de la fibra se retira el recubrimiento (plástico primario) y se ponen en contacto las dos porciones de fibra. Posteriormente, se calienta la zona de contacto y se estiran las fibras. El calentamiento tiene como objetivo fundir simultáneamente las dos cubiertas de las dos fibras y hacerlas cónicas a través de la tracción ejercida. Como las fibras son cónicas, una parte de la luz que viene de una de las fibras ya no responde a las condiciones de la reflexión total interna en la frontera entre el núcleo y la cubierta. La luz penetra en la cubierta común de las dos fibras y después entra en el núcleo de la segunda fibra, así una parte de la luz de una de las fibras pasa hacia la otra, como se muestra en la figura A.1.

Todos los acopladores direccionales de fibra monomodo de cuatro puertos tienen la propiedad de que si introducimos un modo en el puerto 1, ese modo lleva asociado un campo eléctrico con una fase  $\phi$ , el campo que sale del puerto 3 tendrá la misma fase que el campo de entrada en dicho puerto. Por otro lado, el campo que sale en el puerto 4 tendrá una diferencia de fase de  $\pi/2$  con respecto al campo eléctrico de entrada. La función de transferencia que describe el comportamiento de los campos de entrada y salida del acoplador es la siguiente [15, 75]:

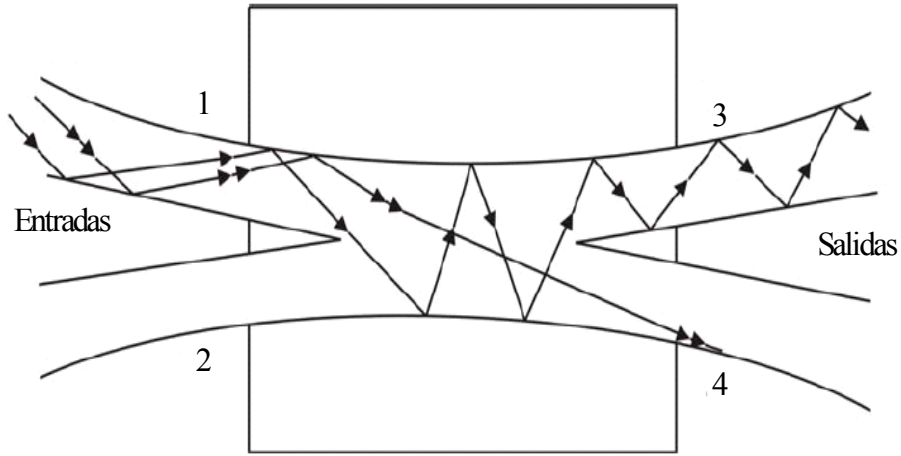


Figura A.1. Acoplador por transmisión. Ciertos modos de propagación se acoplan hacia la salida 2, otros hacia la salida 4 según sus ángulos de entrada en el acoplador.

$$E_3 = r^{1/2} E_1 + i(1 - r)^{1/2} E_2, \quad (\text{A.1})$$

$$E_4 = i(1 - r)^{1/2} E_1 + r^{1/2} E_2, \quad (\text{A.2})$$

donde  $E_1$  y  $E_2$  son las amplitudes de los campos de entrada al puerto 1 y 2, respectivamente;  $E_3$  y  $E_4$  son las amplitudes de los campos de salida de los puertos 3 y 4, respectivamente.

Para una sola entrada con polarización arbitraria del haz de luz en el puerto 1, es decir  $E_2 = 0$ , los campos de salida pueden ser representados como

$$E_3 = r^{1/2} E_1, \quad (\text{A.3})$$

$$E_4 = i(1 - r)^{1/2} E_1. \quad (\text{A.4})$$

Los campos de salida  $E_3$  y  $E_4$  después de propagarse en el sentido de las manecillas del reloj y en contra del sentido de las manecillas del reloj, respectivamente, a través del lazo de fibra de longitud  $L$ , son dados en ausencia de pérdidas por

$$E'_3 = r^{1/2} E_1 e^{i[\phi_{L,3-4}]}, \quad (\text{A.5})$$

$$E'_4 = i(1 - r)^{1/2} E_1 e^{i[\phi_{L,4-3}]}, \quad (\text{A.6})$$

donde  $\phi_{L,3-4}$  y  $\phi_{L,4-3}$  son los cambios de fase lineal que existen dentro del lazo de fibra del puerto 3 al puerto 4 y del puerto 4 al puerto 3, respectivamente. Estos cambios de fase lineal están dados por las siguientes relaciones [15].

$$\phi_{L,3-4} = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) L n_{3-4}, \quad (\text{A.7})$$

$$\phi_{L,4-3} = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) L n_{4-3}, \quad (\text{A.8})$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda del haz de luz incidente;  $n_{3-4}$  y  $n_{4-3}$  son los índices de refracción de los haces que se propagan en el lazo de fibra del puerto 3 al puerto 4 y del puerto 4 al puerto 3, respectivamente.

Para obtener el campo reflejado tenemos que sumar los dos campos que salen del puerto 1, estos campos los obtenemos considerando las ecuaciones (A.1) y (A.2), pero ahora en vez de considerar a los campos de entrada como  $E_1$  y  $E_2$  nuestros campos de entrada serán el campo que entra en el puerto 3 (que es  $E'_4$  de la ecuación (A.6)) y el campo que entra en el puerto 4 (que es  $E'_3$  de la ecuación (A.5)). Por lo tanto, tenemos que el campo reflejado es

$$E_r = r^{1/2}E'_4 + i(1-r)^{1/2}E'_3, \quad (\text{A.9})$$

sustituyendo  $E'_4$  y  $E'_3$ ,

$$E_r = r^{1/2}i(1-r)^{1/2}E_1e^{i[\phi_{L,4-3}]} + i(1-r)^{1/2}r^{1/2}E_1e^{i[\phi_{L,3-4}]}, \quad (\text{A.10})$$

de manera semejante obtenemos el campo transmitido, sumando los campos de salida en el puerto 2, es decir

$$E_t = i(1-r)^{1/2}E'_4 + r^{1/2}E'_3, \quad (\text{A.11})$$

sustituyendo  $E'_4$  y  $E'_3$ ,

$$E_t = i(1-r)^{1/2}i(1-r)^{1/2}E_1e^{i[\phi_{L,4-3}]} + r^{1/2}r^{1/2}E_1e^{i[\phi_{L,3-4}]}. \quad (\text{A.12})$$

Como la intensidad es  $I = K |E|^2$ , donde  $K$  es una constante que depende de las unidades que se estén utilizando, entonces las intensidades reflejada y transmitida son

$$I_r = K \left| ir^{1/2}(1-r)^{1/2}E_1 \{ e^{i[\phi_{L,4-3}]} + e^{i[\phi_{L,3-4}]} \} \right|^2, \quad (\text{A.13})$$

*Self-starting en un F8L de amarre de modos pasivo*

$$I_t = K |E_1 \{ r (e^{i[\phi_{L,4-3}]} + e^{i[\phi_{L,3-4}]} ) - e^{i[\phi_{L,4-3}]} \}|^2. \quad (\text{A.14})$$

Si  $\phi_{L,4-3} = \phi_{L,3-4}$  y considerando que  $|e^{i\theta}|^2 = 1$ , entonces las ecuaciones (A.13) y (A.14) se reducen a

$$I_r = 4r(1 - r)K |E_1|^2, \quad (\text{A.15})$$

$$I_t = (2r - 1)^2 K |E_1|^2 = (K |E_1|^2 - I_r). \quad (\text{A.16})$$

Como  $I_i = K |E_1|^2$ , entonces las ecuaciones (A.15) y (A.16) se transforman en

$$I_r = 4r(1 - r)I_i, \quad (\text{A.17})$$

$$I_t = (I_i - I_r). \quad (\text{A.18})$$

Por lo tanto, la reflexión  $R = I_r/I_i$  y la transmisión  $T = I_t/I_i$  estan dadas por

$$R = 4r(1 - r), \quad (\text{A.19})$$

$$T = (2r - 1)^2. \quad (\text{A.20})$$

La figura A.2 presenta el comportamiento de la reflexión y la transmisión conforme la constante de acoplamiento  $r$  varía de 0 a 1.

Podemos observar que cuando la constante de acoplamiento tiene un valor de 0.5 se alcanza una máxima reflectancia y una mínima transmitancia.

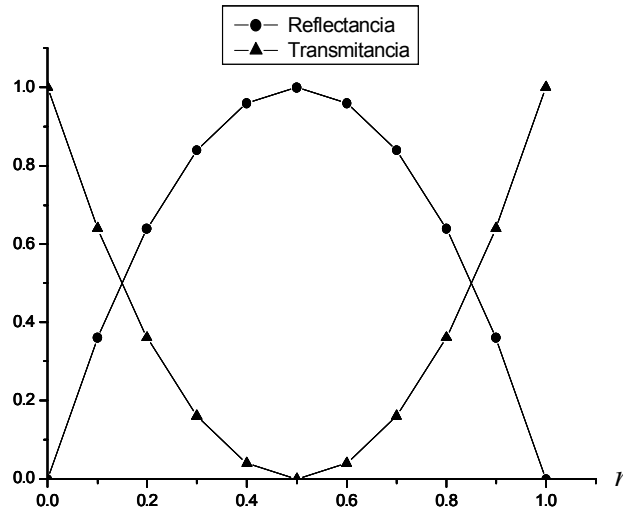


Figura A.2. Reflexión y Transmisión del Sagnac en la región lineal.

## A.1 Interferómetro de Sagnac de fibra en el régimen no lineal

La respuesta de un dieléctrico a la luz llega a ser no lineal para campos electromagnéticos intensos (ver apéndice B). Bajo ciertas condiciones las fibras ópticas pueden presentar un índice de refracción que varía con la intensidad de entrada y por lo tanto tener el comportamiento del interferómetro de Sagnac en el régimen no lineal. Para analizar la operación no lineal de dicho interferómetro las ecuaciones (A.5) y (A.6) se transforman en

$$E'_3 = r^{1/2} E_1 e^{i[\phi_{L,3-4} + r\phi_{NL}]}, \quad (\text{A.21})$$

$$E'_4 = i(1 - r)^{1/2} E_1 e^{i[\phi_{L,4-3} + (1-r)\phi_{NL}]}, \quad (\text{A.22})$$

donde  $\phi_{NL} = (2\pi/\lambda)n_2LP/A_{eff}$ ,  $P$  es la potencia del haz,  $n_2$  es el coeficiente Kerr óptico ( $n_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  para fibras de silicio) y  $A_{eff}$  es el área de efectiva ( $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$  para fibras de silicio estándar). Se observa que la  $\phi_{NL}$  esta multiplicada por  $r$  en  $E'_3$  y

por  $(1 - r)$  en  $E'_4$ . Esto se debe a que la intensidad de entrada del puerto 3 a la fibra es  $rI_i$  y en el puerto 4 la intensidad de entrada es  $(1 - r)I_i$ .

Siguiendo el mismo procedimiento que en el caso lineal, podemos encontrar tanto la intensidad reflejada como la intensidad transmitida en el caso no lineal como

$$I_r = K \left| i r^{1/2} (1 - r)^{1/2} E_1 \left\{ e^{i[\phi_{L,4-3} + (1-r)\phi_{NL}]} + e^{i[\phi_{L,3-4} + r\phi_{NL}]} \right\} \right|^2, \quad (\text{A.23})$$

$$I_t = K \left| E_1 \left\{ r \left( e^{i[\phi_{L,4-3} + (1-r)\phi_{NL}]} + e^{i[\phi_{L,3-4} + r\phi_{NL}]} \right) - e^{i[\phi_{L,4-3} + (1-r)\phi_{NL}]} \right\} \right|^2, \quad (\text{A.24})$$

si hacemos que  $\theta_1 = \phi_{L,4-3} + (1 - r)\phi_{NL}$ ,  $\theta_2 = \phi_{L,3-4} + r\phi_{NL}$  y si  $\phi_{L,4-3} = \phi_{L,3-4}$ , tenemos que la intensidad reflejada y transmitida quedan como

$$I_r = K \left| i r^{1/2} (1 - r)^{1/2} E_1 \left\{ e^{i\theta_1} + e^{i\theta_2} \right\} \right|^2, \quad (\text{A.25})$$

$$I_t = K \left| E_1 \left\{ e^{i\theta_1} (r - 1) + r e^{i\theta_2} \right\} \right|^2. \quad (\text{A.26})$$

Como  $|ie^{i\theta}|^2 = 1$  y utilizando  $|e^{i\theta_1} + e^{i\theta_2}|^2 = 2 + 2 \cos(\theta_1 - \theta_2)$  en la ecuación (A.25) y utilizando  $|(r - 1)e^{i\theta_1} + r e^{i\theta_2}|^2 = (r - 1)^2 + 2r(r - 1) \cos(\theta_1 - \theta_2) + r^2$  en la ecuación (A.26) se transforman en

$$I_r = 2r(1 - r) \{1 + \cos[(1 - 2r)\phi_{NL}]\} K I_i, \quad (\text{A.27})$$

$$I_t = K I_i \left\{ (r - 1)^2 + r^2 + 2r(r - 1) \cos[(1 - 2r)\phi_{NL}] \right\}. \quad (\text{A.28})$$



## B. Óptica no lineal

Es conveniente hablar de la óptica no lineal, de los fenómenos que la forman y la manera en que se manifiestan. La óptica no lineal abarca aquellos fenómenos para los cuales las intensidades de los campos eléctrico y magnético son muy grandes; por lo tanto, ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un material en presencia de luz. Como ejemplo se puede mencionar que la luz láser es suficientemente intensa para modificar las propiedades ópticas de un material. Los fenómenos de la óptica no lineal son no lineales en el sentido de que estos ocurren cuando la respuesta del material a un campo aplicado depende de una manera no lineal de la intensidad del campo óptico. Por ejemplo, la generación del segundo armónico ocurre como resultado de la respuesta atómica que depende cuadráticamente de la amplitud del campo óptico aplicado. La intensidad de la luz generada por la frecuencia del segundo armónico tiende a incrementarse como el cuadrado de la intensidad de la luz láser aplicada [22].

Las fibras ópticas son un caso particular de este fenómeno, el origen de la respuesta no lineal se describe en principio por el movimiento no armónico de enlaces de electrones bajo la influencia de un campo aplicado. Para conocer mejor que se entiende por no linealidad óptica, consideramos el fenómeno dipolar por unidad de volumen, también llamado polarización, al cual denotaremos por  $\vec{P}$ . La polarización de un material depende de la amplitud del campo óptico aplicado  $\vec{E}$ . Por lo tanto, la polarización se puede escribir de la siguiente manera [18],

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right), \quad (\text{B.1})$$

donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad del medio y  $\chi^{(1)}$ ,  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$  son las susceptibilidades ópticas no lineales de primer, segundo y tercer orden, respectivamente. La susceptibilidad lineal  $\chi^{(1)}$  representa la contribución dominante de  $\vec{P}$ , las interacciones ópticas no lineales de segundo orden  $\chi^{(2)}$  ocurren solamente en cristales no centrosimétricos (es decir, cristales

que no despliegan simetría de inversión) y es la responsable de la generación del segundo armónico y la generación de la suma de frecuencias. Sin embargo, los líquidos, gases, sólidos amorfos (tales como vidrios) despliegan simetría de inversión, para tales medios  $\chi^{(2)}$  se considera nula y por lo tanto no se pueden producir interacciones ópticas no lineales de segundo orden. Por otro lado las interacciones ópticas no lineales de tercer orden  $\chi^{(3)}$  pueden ocurrir para medios centrosimétricos y no centrosimétricos.

## Refracción no lineal

Los efectos no lineales de menor orden en fibras ópticas son originados por la susceptibilidad de tercer orden  $\chi^{(3)}$  la cual es responsable de los fenómenos tales como la generación del tercer armónico, mezcla de cuatro ondas y la refracción no lineal. La mayoría de los efectos no lineales en fibras ópticas son originadas de la refracción no lineal, que es un fenómeno que se refiere a la dependencia de intensidad del índice de refracción como consecuencia de la contribución de  $\chi^{(3)}$ . El índice de refracción de la fibra llega a ser de la siguiente forma

$$\bar{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (\text{B.2})$$

donde  $n(\omega)$  es el índice de refracción lineal,  $|E|^2$  es la intensidad óptica incidente en la fibra y  $n_2$  es el índice de coeficiente no lineal que describe a  $\chi^{(3)}$  dada por la siguiente relación

$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^{(3)}. \quad (\text{B.3})$$

La naturaleza tensorial de  $\chi^{(3)}$  puede afectar las propiedades de polarización de un haz óptico a través de la birrefringencia no lineal. Esta dependencia conducen a un gran número de efectos no lineales de interés, donde los dos más estudiados son la SPM y la

XPM. La SPM se refiere al cambio de fase autoinducido experimentado por un campo óptico durante su propagación en fibras ópticas. La magnitud puede ser obtenida notando que la fase de un campo óptico cambia por

$$\phi = \bar{n} k_0 L = (n(\omega) + n_2 |E|^2) k_0 L, \quad (\text{B.4})$$

donde  $k_0 = 2\pi/\lambda$  y  $L$  es la longitud de la fibra. El cambio de fase no lineal dependiente de la intensidad que se debe a la SPM es  $\phi_{NL} = n_2 k_0 L |E|^2$ . Sin embargo, la SPM es la responsable del ensanchamiento espectral de pulsos ultracortos y de la existencia de solitones ópticos en el régimen de dispersión negativa de fibras.

La XPM se refiere al cambio de fase no lineal de un campo óptico inducido por un campo que se propaga con una longitud de onda diferente. Su origen se puede entender notando que el campo eléctrico  $E$  en la ecuación (B.1) esta dada por

$$E = \frac{1}{2} \hat{x} [E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) + c.c.], \quad (\text{B.5})$$

donde dos campos ópticos a frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$  son polarizados a lo largo del eje  $x$  se propagan simultáneamente incidiendo en la fibra. El cambio de fase no lineal en  $\omega_1$  es entonces dada por

$$\phi_{NL} = n_2 k_0 L (|E_1|^2 + 2|E_2|^2), \quad (\text{B.6})$$

los dos términos en el lado derecho de la ecuación anterior se deben a la SPM y a la XPM, respectivamente. Una importante característica de la XPM es que para campos ópticos con igual intensidad, la contribución de la XPM al cambio de fase no lineal es dos veces comparada con la de la SPM. La XPM es la responsable del ensanchamiento espectral asimétrico en la propagación de los pulsos ópticos.

Por otro lado, en la region no lineal del interferómetro de Sagnac convencional, si las dos señales son suficientemente intensas para entrar en la no linealidad de la fibra ocurrirá la

### *Self-starting en un F8L de amarre de modos pasivo*

SPM. La cual provoca un cambio en la fase de la señal debido a que el índice de refracción de la fibra cuenta con un parámetro no lineal. Aquí se tiene una longitud del lazo  $L$ , entonces la fase de cada una de las señales que viajan a través del NOLM adquieren un desplazamiento debido a la SPM dado como

$$\phi_{NL} = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) L n_2 \left( \frac{P_i}{A_{eff}} \right), \quad (\text{B.7})$$

donde  $P_i$  es la potencia de entrada y  $A_{eff}$  es el área de modo efectiva.

## C. Publicaciones

► B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, O. Pottiez, J. W. Haus, F. Gutierrez-Zainos, **R. Grajales-Coutiño**, and P. Zaca-Moran, “*Fiber optical loop mirror with a symmetrical coupler and a quarter-wave retarder plate in the loop*”, Optics Communications, Vol. 242, pp. 191-197, 2004.

► B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, P. Zaca-Morán, **R. Grajales-Coutiño**, F. Mendez-Martinez, “*Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias*”, Optics Express, Vol. 13, pp. 10760-10767, 2005.

► **R. Grajales-Coutiño**, B. Ibarra-Escamilla, E.A. Kuzin, O. Pottiez, P. Zaca-Morán, J. Gutiérrez-Gutiérrez, “*Láser de fibra de amarre de modos de figura ocho basado en un espejo de lazo óptico no lineal simétrico*”, Revista Mexicana de Física, aceptado el 21 de agosto de 2007.

► B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E.A. Kuzin, J.W. Haus, **R. Grajales-Coutiño**, and P. Zaca-Moran, “*Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM*”, Optics Communications, aceptado el 29 de octubre de 2007.

► J. Gutiérrez-Gutiérrez, E.A. Kuzin, R. Rojas-Laguna, B. Ibarra-Escamilla, J.M. Estudillo-Ayala, **R. Grajales-Coutiño**, “*Influencia de la inestabilidad modulacional en la generación de un espectro continuo en fibras ópticas con pulsos de nanosegundos*”, Revista Mexicana de Física, aceptado.

## **D. Participación en congresos**

► Baldemar Ibarra-Escamilla, Francisco Gutierrez-Zainos, **Rubén Grajales-Coutiño**, Evgueni A. Kuzin, Joseph W. Haus, and Olivier Pottiez, “*Nonlinear optical loop mirror with a symmetrical coupler and a quarter-wave retarder in the loop*”, OSA04 Frontiers in Optics, Rochester, NY, USA, (2004) FWH14.

► J. Gutiérrez-Gutiérrez, E. A. Kuzin, B. Ibarra Escamilla, S. Mendoza Vázquez, J. Camas Anzuelo, **R. Grajales Coutiño**, “*Efecto Raman en Fibras Ópticas Utilizando Longitudes de Pulsos de ns como Bombeo*”, XLVII Congreso Nacional SMF, Hermosillo, Sonora, (36-OPTICA2004-1 a 36-OPTICA2004-4), Octubre 2004.

► B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, P. Zaca-Morán, **R. Grajales-Coutiño**, F. Mendez-Martinez, O. Pottiez, J. W. Haus, and R. Rojas-Laguna, “*Polarization properties of nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias in the loop*”, Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Material, Devices, and Applications V, Proc. of SPIE Vol. 6103, (2006) 61030F-1/61030F-10.

► B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, J. W. Haus, R. Rojas-Laguna, P. Zaca-Moran, and **R. Grajales-Coutiño**, “*Nonlinear Optical Loop Mirror with a Twisted Fiber and Birefringence Bias*”, 32nd European Conference on Optical Communication, Proc. Vol. 3, (2006) 133-134.

► J. Gutiérrez-Gutiérrez, R. Rojas-Laguna, E. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, E. Alvarado-Méndez, S. Mendoza-Vázquez, **R. Grajales-Coutiño**, “*Influencia del Ensanchamiento Espectral en la Amplificación Raman en Fibras Ópticas Utilizando un Láser DFB Modulado directamente*”, XLIX Congreso Nacional SMF, San Luis, Potosí, Octubre de 2006.

► B. Ibarra-Escamilla, **R. Grajales-Coutiño**, P. Zaca-Moran, E. A. Kuzin, J. W. Haus, O. Pottiez, and R. Rojas-Laguna, “*Figure-Eight Fiber Laser with a Symmetrical*

*NOLM and a Fiber Bragg Grating*”, OSA06 Frontiers in Optics, Rochester, NY, USA, (2006) FThD5.

► B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, **R. Grajales-Coutiño**, J. W. Haus, and R. Rojas-Laguna, “*Experimental investigation of a figure-eight fiber laser with a symmetrical NOLM and highly twisted fiber in the loop*”, Fiber Lasers IV: Technology, Systems, and Applications, Proc. of SPIE Vol. 6453, (2007) 645323.

► B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, **R. Grajales-Coutiño**, O. Pottiez, and J. W. Haus, “*Self-starting passive mode-locked figure-eight laser using a symmetrical coupler in the loop*”, CLOE/EUROPE-IQEC 2007, Munich, Germany, (2007).

► B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, **R. Grajales-Coutiño**, O. Pottiez, and J. W. Haus, “*Experimental investigation of a passively mode-locked fiber laser based on a symmetrical NOLM with highly twisted los-birefringence fiber*”, 16th International Laser Physics Workshop (LPHYS’07), Leon, Gto, MEX, (2007) 274.

► **R. Grajales-Coutiño**, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, O. Pottiez, and J. W. Haus, “*Experimental Investigation of Self-starting in a Passively Mode-Locked Fiber Laser on a Symmetrical NOLM*”, OSA’07 Frontiers in Optics/Laser Science, San Jose, CA, USA, (2007) FTuR2.

# Referencias

- [1] R. Giles and E. Desurvire, “*Modeling erbium-doped fiber amplifier*”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, pp. 271-283, 1991.
- [2] S. Reichel and R. Zengerle. “*Effects of Nonlinear Dispersion in EDFA’s on Communication System*”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 17, pp. 1152-1157, 1999.
- [3] E. Snitzer. “*OPTICAL MASER ACTION OF  $Nd^{+3}$  IN A BARIUM CROWN GLASS*”, Physical Review Letters, Vol. 7, pp. 444-446, 1961.
- [4] R. J. Mears *et al.*, “*NEODYMIUM-DOPED SILICA SINGLE-MODE FIBRE LASERS*”, Electronics Letters, Vol. 21, pp. 738-740, 1985.
- [5] Laurence Reekie *et al.*, “*Tunable Single-Mode Fiber Lasers*”, Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, pp. 956-960, 1986.
- [6] Sergei A. Akhmannov, Victor A. Vysloukh, Anatoly S. Chirkin, *OPTICS OF FEMTOSECOND LASER PULSES*, American Institute of Physics, 1992.
- [7] Topics in Applied Physics. *ULTRASHORT LASER PULSES AND APLICATIONS*, E-ditor: Kaiser, Vol. 60.
- [8] C. Rulliere, *FEMTOSECOND LASER PULSES*, Ed. Springer Science, 1998.
- [9] T.O. Tsun *et al.*, “*High-energy femtosecond figure-eight fiber laser*”, Optics Communication, Vol. 141, pp. 65-68, 1997.
- [10] A. B. Grudinin and S. Gray, “*Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers*”, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 14, pp. 144-154, 1997.



- [11] Irl N. Duling III, “*All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror*”, Optics Letters, Vol. 16, pp. 539-541, 1991.
- [12] Julian D. Jones, “*Engineering application of optical fiber interferometers*”, Spie, Vol. 2341, pp. 222-238, 1994.
- [13] H. Kawaguchi, “*Proposal for a new all-optical waveguide functional device*”, Optics Letters, Vol. 10, pp. 411, 1985.
- [14] N. J. Doran and D. Wood, “*Soliton-processing element for all-optical switching and logic*”, Journal of the Optical Society of America., Vol. 4, pp. 1843-1846, 1987.
- [15] N. J. Doran and David Wood, “*Nonlinear-optical loop mirror*”, Optics Letters, Vol. 13, pp. 56-58, 1988.
- [16] David B. Mortimore, “*Fiber Loop Reflectors*”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, pp. 1217-1224, 1988.
- [17] N. J. Doran *et al.*, “*Experimental investigation of all-optical switching in fibre loop mirror divices*”, Electronics Letters, Vol. 25, pp. 267-269, 1989.
- [18] G. P. Agrawal, *NONLINEAR FIBER OPTICS*, Edit. Academic Press. Inc., 1989.
- [19] K. J. Blow *et al.*, “*Two-wavelength operation of the nonlinear fiber loop mirror*”, Optics Letters, Vol. 15, pp. 248-250, 1990.
- [20] K. Smith *et al.*, “*Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror*”, Optics Letters, Vol. 15, pp. 1294-1296, 1990.
- [21] J. D. Moores *et al.*, “*Optical switching using fiber ring reflector*”, Optics Letters, Vol. 8, pp. 594-601, 1991.
- [22] B. K. Nayar *et al.*, “*All-optical switching in nonlinear fibre loop devices*”, Optical Computing and Processing, Vo. 1, pp. 81-89, 1991.

- [23] A. G. Bulushev *et al.*, “*Passive mode locking of a laser with a nonlinear fiber reflector*”, Optics Letters, Vol. 15, pp. 968-970, 1990.
- [24] V. J. Matsas *et al.*, “*Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarization rotation*”, Electronics Letters, Vol. 28, pp. 1391-1393, 1992.
- [25] S. F. Feldman *et al.*, “*Polarization instability in a twisted birefringent optical fiber*”, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 10, pp. 1191-1201, 1993.
- [26] D. Abraham *et al.*, “*Self-starting low-noise fiber soliton laser*”, Optics Letters, Vol. 18, pp. 1508-1510, 1993.
- [27] A. J. Stentz and R. W. Boyd, “*Polarization effects and nonlinear switching in fiber figure-eight laser*”, Optics Letters, Vol. 19, pp. 1462-1464, 1994.
- [28] C. J. Chen *et al.*, “*Self-starting of passively mode-locked lasers with fast saturable absorbers*”, Optics Letters, Vol. 20, pp. 350-352, 1995.
- [29] W. Margulis *et al.*, “*High-power figure-of-eight laser soliton transmission experiments*”, Electronics Letters, Vol. 31, pp. 645-647, 1995.
- [30] S. Gray and A. B. Grudinin, “*Passive Harmonically Modelocked Fiber Soliton Laser with Repetition Rate above 2 GHz*”, Optical Fiber Technology, Vol. 2, pp 241-248, 1996.
- [31] J. Theimer and J. W. Haus, “*Dispersión balanced figure-eight laser*”, Optics Communications, Vol. 134, pp. 161-164, 1997.
- [32] M. Horowitz *et al.*, “*Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from erbium-doped fiber laser*”, Optics Letters, Vol. 22, pp. 799-801, 1997.
- [33] E. A. Kuzin *et al.*, “*Nonlinear optical loop mirror using the nonlinear polarization rotation effect*”, Optics Communications, Vol. 144, pp. 60-64, 1997.
- [34] E. A. Kuzin *et al.*, “*Polarización independent nonlinear fiber sagnac interferometer*”, Optics Communications, Vol. 183, pp. 389-393, 2000.
- [35] E. A. Kuzin *et al.*, “*Theory of nonlinear loop mirrors with twisted low-birefringence fiber*”, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 18, pp. 919-925, 2001.
- [36] E. A. Kuzin *et al.*, “*Fiber laser mode locked by a Sagnac interferometer with nonlinear polarization rotation*”, Optics Letters, Vol. 26, pp. 1559-1561, 2001.

- [37] B. Ibarra Escamilla *et al.*, “*A mode-locked fibre laser using a Sagnac interferometer and nonlinear polarization rotation*”, *Journal of Optics A*, Vol. 5, pp. S225-S230, 2003.
- [38] G. A. Ball *et al.*, “*Single-and multipoin fiber-laser sensors*”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, pp. 267-270, 1993.
- [39] A. T. Alavie *et al.*, “*A multiplexed Bragg grating fiber laser sensor system*”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, pp. 1112-1114, 1993.
- [40] J. Azaña *et al.*, “*Fiber Bragg Grating Period Reconstruction Using Time-Frequency Signal Analysis and Application to Distributed Sensing*”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 19, pp. 646, 2001.
- [41] Pieter Geer Kik, “*Energy transfe in erbium doped optical waveguides based on silicon*”, *Institute for atomic and molecular phisycs*, 1098 SJ Amsterdam, Netherlands, 18, 2000.
- [42] Y. D. Gong *et al.*, “*Regimes of operation states in passively mode-locked fiber soliton ring laser*”, *Optics and laser Technology*, Vol. 36, pp. 299-307, 2004.
- [43] P. W. Milonni and Joseph H. Eberly, *LASERS*, John Wiley and Sons, 1998.
- [44] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *FUNDAMENTALS OF PHOTONICS*, John Wiley and Sons, 1991.
- [45] *Topics in Applied Physics, ULTRASHORT LIGHT PULSES*, Editor: S. L. Shapiro, Vol. 18, 1977.
- [46] Amnon Yariv, *QUANTUM ELECTRONICS*, John Wiley and Sons, 1989.
- [47] D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, “*FM and AM mode locking of the homogeneous laser part I: Theory*”, *Quantum Electronics*, Vol. 6, pp. 694-708, 1970.
- [48] C. V. Shank and E. P. Ippen, “*Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked CW dye laser*”, *Applied Physics Letters*, Vol. 24, pp. 373-375, 1974.
- [49] P. F. Curley *et al.*, *Operation of a femtosecond Ti: sapphire solitary laser in the vicinity of zero group-delay dispersion*, *Optics Letters*, Vol. 18, pp. 54-56, 1993.
- [50] E. P. Ippen *et al.*, “*Passive mode locking of the CW dye laser*”, *Applied Physics Letters*, Vol. 21, pp. 348-350, 1972.

- [51] H. Vanherzeele *et al.*, “*Colliding pulse mode locking of a Nd:YAG laser with an antiresonant ring structure*”, *Applied Optics*, Vol. 20, pp. 3484-3486, 1981.
- [52] E. P. Ippen, D. J. Eilenberger, R. W. Dixon, *PICOSECOND PHENOMENA II*, Editor: W. Kaiser, Vol. 14, 1980.
- [53] V. J. Matsas *et al.*, “*Self-starting passively mode-locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarization switching*”, *Optics Communications*, Vol. 92, pp. 61-66, 1992.
- [54] D. U. Noske *et al.*, “*Source of spectral and temporal instability in soliton fiber lasers*”, *Optics Letters*, Vol. 17, pp. 1515-1517, 1992.
- [55] K. Tamura *et al.*, “*Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser*”, *Electronics Letters*, Vol. 28, pp. 2226-2228, 1992.
- [56] B. Ibarra-Escamilla, *et al.*, “*Fiber Optical loop mirror with a symmetrical coupler and a quarter-wave retarder plate in the loop*”, *Optics Communications*, Vol. 242, pp. 191-197, 2004.
- [57] Charles Tsao, *OPTICAL FIBER WAVEGUIDE ANALYSIS*, Oxford University Press, New York, 1992.
- [58] P. McIntyre and A. W. Snyder, “*Light propagation in twisted anisotropic media: Application to photoreceptors*”, *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 68, pp.149-157, 1978.
- [59] B. Daino *et al.*, “*New all-optical devices based on third-order nonlinearity of birefringent fibers*”, *Optics Letters*, Vol. 11, pp. 42-44, 1986.
- [60] Herbert G. Winful, “*Polarization instabilities in birefringent nonlinear media: application to fiber-optics devices*”, *Optics Letters*, Vol. 11, pp. 33-35, 1986.
- [61] R. H. Stolen *et al.*, “*Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers*” *Optics Letters*, Vol. 7, pp. 512-514, 1982.
- [62] N. J. Halas and D. Grischkowsky, “*Simultaneous optical pulse compression and wing reduction*”, *Applied Physics Letters*, Vol. 48, pp. 823-825, 1986.
- [63] B. Nikolaus *et al.*, “*Optical pulse reshaping based on the nonlinear birefringence of single-mode optical fibers*”, *Optics Letters*, Vol. 8, pp. 189-191, 1983.
- [64] K. I. Kitayama *et al.*, “*Fiber-optic logic gate*”, *Applied Physics Letters*, Vol. 46, pp. 317-319, 1985.

- [65] R. Ulrich and A. Simon, “*Polarization optics of twisted single-moded fibers*”, Applied Optics, Vol. 18, pp. 2241-2251, 1979.
- [66] Herbert G. Winful and A. Hu, “*Intensity discrimination with twisted birefringent optical fibers*”, Optics Letter, Vol. 11, pp. 668-670, 1986.
- [67] F. Matera and S. Wabniz, “*Nonlinear polarization evolution and instability in a twisted birefringent fiber*”, Optics Letters, Vol. 11, pp. 467-469, 1986.
- [68] C. R. Menyuk, “*Stability of solitons in birefringent optical fibers. II Arbitrary amplitudes*”, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 5, pp. 392-402, 1988.
- [69] K. J. Blow *et al.*, “*Polarization instabilities for solitons in birefringent fibers*”, Optics Letters, Vol. 12, pp. 202-204, 1987.
- [70] P. D. Maker *et al.*, “*Intensity-Dependent Changes in the Refractive Index of Liquids*”, Physical Review Letters, Vol. 12, pp. 507-509, 1964.
- [71] O. Pottiez *et al.*, “*Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a  $\lambda/4$  birefringence bias*”, Optics Communication, vol. 254, pp. 152-167, 2005.
- [72] Baldemar Ibarra-Escamilla, *et al.*, “*Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias*”, Optics Express, Vol. 13, pp. 10760-1067, 2005.
- [73] R. Grajales-Coutiño, *et al.*, “*Láser de fibra de amarre de modos de figura ocho basado en un espejo de lazo óptico no lineal simétrico*”, Revista Mexicana de Física, aceptado el 21 de agosto de 2007.
- [74] Baldemar Ibarra-Escamilla, *et al.*, “*Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM*”, Optics Communication, aceptado el 29 de Octubre de 2007.
- [75] L. F. Stokes *et al.*, “*All-single-mode fiber resonator*”, Optics Letters, Vol. 7, pp. 208-290, 1982.