

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Maestría en Ciencias
en Óptica
con orientación en Óptica Física**

**Sensores interferométricos y sistemas resonantes por luz
lenta/rápida por rejillas dinámicas con fibras dopadas con
iterbio**

Tesis
para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:

Emilio Aguilar Mendoza

Ensenada, Baja California, México

2020

Tesis defendida por

Emilio Aguilar Mendoza

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Serguei Stepanov

Director de tesis

Miembros del comité

Dr. César Cruz Hernández

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

Dr. Eliseo Hernández Hernández

Dr. Mikhail Shlyagin



Dr. Israel Rocha Mendoza

Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez

Directora de Estudios de Posgrado

Emilio Aguilar Mendoza © 2020

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de la tesis.

Resumen de la tesis que presenta **Emilio Aguilar Mendoza** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

Sensores interferométricos y sistemas resonantes por luz lenta/rápida por rejillas dinámicas con fibras dopadas con iterbio

Resumen aprobado por:

Dr. Serguei Stepanov
Director de tesis

Se presentan los resultados sobre la investigación de un sensor óptico interferométrico adaptativo de lazo cerrado de tipo Sagnac basado completamente en fibra óptica con un segmento de fibra dopada con iterbio, en donde se forma una rejilla dinámica, mayormente, de tipo de fase. Esto se logra por la propagación de dos haces coherentes, en direcciones opuestas, a una longitud de onda de 1064 nm generada por un láser de estado sólido de Nd:YAG. Se mostró la respuesta lineal del sensor para la detección de modulación de fase de tipo pasa alta con la frecuencia de corte alrededor de 0.3 kHz y una profundidad de modulación cercana al 100%. Se analiza la resolución del sensor con una configuración de la detección balanceada y se muestra la posibilidad de maximizarla hasta el nivel determinado por el ruido fotónico. También se evalúan las propiedades resonantes de la cavidad de fibra óptica de lazo cerrado de tipo Fabry – Perot incluyendo fibra dopada con iones de iterbio saturable. Se mostró experimentalmente que esta configuración presenta propiedad de biestabilidad óptica. A su vez, la formación de la rejilla dinámica resulta en una no reciprocidad de la cavidad, cuando la condición de resonancia se observa para diferentes longitudes ópticas se la cavidad para ondas propagándose en las direcciones opuestas.

Palabras clave: rejilla dinámica de población, mezclado de dos ondas, interferómetro de Sagnac, fibra dopada con iterbio

Abstract of the thesis presented by **Emilio Aguilar Mendoza** as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Optical Physics.

Interferometric sensors and resonance systems using slow/fast light via dynamic gratings with ytterbium doped fibers

Abstract approved by:

Dr. Serguei Stepanov
Thesis Director

The results of the research of a fiber-based closed-loop Sagnac-type adaptive interferometric optical sensor with a segment of ytterbium-doped fiber, where a dynamic grating, mostly, of phase type is formed, are presented. It is recorded by two coherent beams propagating in opposite directions at the wavelength of 1064 nm generated by a solid state Nd:YAG laser. The linear sensor response for phase modulation detection was shown to be of high-pass with the cut-off frequency around 0.3 kHz and a modulation depth close to 100%. The resolution of a sensor with a balanced detection configuration was analyzed and the possibility of maximizing it to the level determined by photonic noise was shown. The resonant properties of the Fabry – Perot closed loop fiber optic cavity with the segment of the saturable ytterbium doped fiber were also evaluated. It was experimentally demonstrated that this configuration shows property of optical bi-stability. In its turn, formation of the dynamic grid resulted in a non-reciprocity of the cavity, when the resonance condition is observed for different optical lengths the cavity for waves propagating in the opposite directions.

Keywords: dynamic gratings, two – wave mixing, Sagnac interferometer, ytterbium doped fiber

Dedicatoria

*Con mucho cariño
a mis padres, por su
comprensión y
haberme enseñado tanto,
ilustrando una buena forma de vivir*

Agradecimientos

A mis padres, Reyna y Esteban, por su apoyo incondicional e invaluable enseñanza. Junto con mis hermanos y sus familias, Juan Carlos y Dora, por su cariño y apoyo, mi familia.

Al Dr. Serguei Stepanov, por su paciencia, enseñanzas, gran apoyo y darme la oportunidad ser parte de su grupo de trabajo.

Al Dr. Eliseo Hernández, por su paciencia y apoyo en el desarrollo experimental de este trabajo.

Al comité de tesis; Dr. Dr. César Cruz Hernández, Dr. Roger Sean Cudney Bueno y Dr. Mikhail Shlyagin, por sus comentarios y asesoría en el desarrollo de este trabajo.

A mis amistades Joe, Josué, Chu, Pariente, Angela, Yisus, Sharon, Naye, Azael, Lambo y Juan . Por compartir este camino juntos, su apoyo y sus enseñanzas al haber hecho de esta maestría una aventura inolvidable.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) y al departamento de Óptica, por darme la oportunidad de realizar un posgrado y conocer el mundo de la ciencia.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría.

Tabla de contenido

| | Página |
|---|-----------|
| Resumen en español..... | ii |
| Resumen en inglés..... | iii |
| Dedicatorias..... | iv |
| Agradecimientos..... | v |
| Lista de figuras..... | viii |
| Lista de tablas..... | xii |
| | |
| Capítulo 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Antecedentes | 1 |
| 1.2. Objetivos..... | 6 |
| 1.3. Organización y Contenido de la tesis | 7 |
| | |
| Capítulo 2. Conceptos Básicos..... | 8 |
| 2.1. Fibras ópticas dopadas con tierras raras | 8 |
| 2.1.1. Fibras dopadas con erbio (FDE) | 9 |
| 2.1.2. Fibras dopadas con iterbio (FDY)..... | 10 |
| 2.2. Dinámica de la saturación de absorción en un sistema de dos niveles | 11 |
| 2.3. Rejillas dinámicas en fibras dopadas con tierras raras | 13 |
| 2.4. Luz lenta/rápida | 19 |
| 2.5. Configuración resonante con un medio dispersivo..... | 23 |
| | |
| Capítulo 3. Equipo, material y sistemas experimentales | 26 |
| 3.1. Equipo electrónico | 26 |
| 3.1.1. Fotodetectores | 26 |
| 3.1.2. Osciloscopio..... | 27 |
| 3.1.3. Generador de funciones..... | 27 |
| 3.1.4. Amplificador Lock – in | 28 |
| 3.1.5. Analizador de espectros electrónico | 28 |
| 3.2. Láser | 29 |
| 3.3. Elementos de fibra óptica..... | 32 |
| 3.3.1. Fibra óptica monomodo HI 1060..... | 32 |
| 3.3.2. Modulador de fase electro óptico | 33 |

| | | |
|--------------------------------|---|-----------|
| 3.3.3. | Otros dispositivos de fibra óptica | 34 |
| 3.3.4. | Conectores y empalmes | 34 |
| 3.4. | Muestra de fibra dopada con iterbio | 35 |
| | | |
| Capítulo 4. | Resultados sobre la investigación del sensor interferométrico adaptativo | 39 |
| 4.1. | Configuración del sensor adaptativo de tipo Sagnac | 39 |
| 4.2. | Mediciones de ruido en la configuración del sensor..... | 48 |
| | | |
| Capítulo 5. | Cavidades resonantes de fibra óptica con rejilla dinámica en FDY | 54 |
| 5.1. | Cavidad resonante con una fibra saturable sin rejilla dinámica..... | 55 |
| 5.2. | Cavidad resonante con fibra saturable y con rejilla dinámica..... | 62 |
| | | |
| Capítulo 6. | Resultados principales y conclusiones | 66 |
| 6.1 | Resultados principales y conclusiones | 66 |
| | | |
| Literatura Citada | | 68 |

Lista de figuras

- Figura 1.** a) Configuración de sensor interferométrico en fibra óptica de tipo Mach-Zehnder y b) respuesta en los detectores en función de la variación de fase (Kirkendall, 2004). 2
- Figura 2.** Sistemas de estabilización de punto operacional de interferómetro: a) en un sensor de fibra óptica interferométrico con una retroalimentación (Jackson, 1980) y b) en una configuración interferométrica para detección desplazamientos de superficies rápidas con una rejilla dinámica en un cristal fotorrefractivo (Stepanov, 1994). 3
- Figura 3.** Grabado de una rejilla de población por dos haces coherentes que se propagan en direcciones opuestas en una fibra óptica dopada de una tierra rara (a) y los tres niveles de energía en los iones de una tierra rara (b). El recuadro en (a) muestra el patrón de interferencia y su correspondiente perfil normalizado de la absorción óptica en la rejilla grabada (Stepanov, 2008). 5
- Figura 4.** Configuración de tipo Sagnac de un interferómetro adaptativo con una rejilla dinámica en fibra óptica dopada con erbio (López, 2013). 5
- Figura 5.** El perfil transversal típico de fibra óptica dopada con erbio (FDE). El perfil Gaussiano muestra la distribución de intensidad de luz en el modo fundamental de propagación y 2a indica el diámetro del núcleo de la fibra (Stepanov, 2008). 9
- Figura 6.** a) Sistema de energía de tres niveles para el Er^{3+} , y b) perfil espectral de su sección transversal de absorción/emisión (Digonnet, 2002). 10
- Figura 7.** a) Sistema de energía de tres niveles para el Yb^{3+} , y b) perfil espectral de su sección transversal de absorción/emisión (Digonnet, 2002). 11
- Figura 8.** Sistema energético simplificado de dos niveles y procesos que pueden suceder aquí: absorción, emisión espontánea y la emisión estimulada (de izquierda a derecha). 12
- Figura 9.** a) Rejilla dinámica formada en una fibra óptica dopada y b) patrón de interferencia (línea continua) y patrón de absorción (línea punteada) en la fibra óptica dopada. 15
- Figura 10.** Arreglo interferométrico de fibra óptica para el grabado de una rejilla dinámica en configuración de lazo cerrado (Stepanov, 2008). 15
- Figura 11.** a) Perfil de la señal de modulación de onda rectangular, b) respuesta del mezclado de dos ondas (MDO) transitorio de rejilla compuesta, c) de la rejilla de amplitud, y d) de la rejilla de fase (Stepanov, 2008). 17
- Figura 12.** Las curvas teóricas de cambios de componente imaginaria χ'' de la susceptibilidad (la absorción óptica) – b y de componente real χ' (índice de refracción) – a bajo influencia de potencia de bombeo de 980 nm (Desurvire, 1990). 18

| | |
|---|----|
| Figura 13. Dependencias espectrales experimental de cambios fotoinducido de índice de refracción de FDE bajo el bombeo óptico con 980 nm (Barmenkov, 2004) | 18 |
| Figura 14. Representación de un pulso óptico en términos de sus componentes espectrales. (Boyd, 2002). | 20 |
| Figura 15. Representación de la propagación de un pulso en un medio a diferentes valores de la velocidad de grupo (Boyd, 2001)..... | 21 |
| Figura 16. Retraso fraccional como función de la frecuencia de corte $\Delta\Omega/2\pi$ obtenida a diferentes potencias de saturación (Gómez, 2013)..... | 22 |
| Figura 17. a) Configuración de resonador en fibra óptica y b) respuesta de dicho resonador (Stokes, 1982)..... | 24 |
| Figura 18. Cavidad resonante de fibra óptica con un medio dispersivo y la respuesta típica dependiendo de la frecuencia (Shlyagina, 2014). | 25 |
| Figura 19. a) Curva de responsividad del fotodetector DET10 y b) circuito interno del mismo fotodetector | 27 |
| Figura 20. Láser de Nd:YAG de 1064 nm con su fuente de alimentación | 29 |
| Figura 21. Arreglo para la medición de ruido del láser de Nd:YAG con longitud de onda de 1064 nm | 30 |
| Figura 22. En forma de cuadros, el ruido efectivo en función de la potencia total detectada para las señales en A o B y en forma de círculos, el ruido en el modo A-B. Línea azul representa la dependencia lineal y la línea roja la dependencia teórica del ruido fotónico. | 32 |
| Figura 23. Densidad óptica no saturable como función de la longitud de onda..... | 36 |
| Figura 24. Arreglo para la medición de la transmitancia no lineal de la FDY, donde P_{Dc} permite controlar la potencia óptica incidente. | 37 |
| Figura 25. Transmitancia no lineal de la FDY en ambas direcciones a) y b)..... | 37 |
| Figura 26. a) Espectro de salida en la FDY y b) intensidad de fluorescencia en función de la potencia incidente en la FDY. | 38 |
| Figura 27. Interferómetro adaptativo de tipo Sagnac..... | 39 |
| Figura 28. Dependencias teóricas de coeficientes de la transmitancia T y de la reflectancia R de la razón de división de acoplador en el interferómetro Sagnac..... | 40 |

| | |
|--|----|
| Figura 29. Arreglo experimental para la caracterización de la rejilla dinámica formada en la FDY. | 41 |
| Figura 30. Respuesta observada en el osciloscopio a la salida del circulador <i>PD1</i> . | 42 |
| Figura 31. Componentes par e impar de la respuesta MDO obtenida a la salida del circulador. | 42 |
| Figura 32. Respuesta de la rejilla dinámica en función del voltaje de modulación a) rejilla de fase, b) rejilla de amplitud. | 43 |
| Figura 33. Respuesta de la rejilla dinámica en función de la potencia óptica de la a) rejilla de fase y b) rejilla de amplitud. | 44 |
| Figura 34. Respuesta del tiempo de formación de la rejilla dinámica en función de la potencia óptica de la a) rejilla de fase y b) rejilla de amplitud. | 45 |
| Figura 35. Forma típica de la respuesta de MDO para modulación de fase senoidal. La Frecuencia de modulación es de 1 kHz y la amplitud de voltaje de modulación es de 2 Vpp . | 46 |
| Figura 36. Respuesta MDO para modulación sinusoidal con a) primer armónico y b) segundo armónico. | 46 |
| Figura 37. Función de transferencia para la respuesta MDO impar medida para una potencia de 12.3 mW y una amplitud de modulación senoidal de 3 Vpp . | 48 |
| Figura 38. Arreglo para el análisis de ruido en el interferómetro adaptativo. | 49 |
| Figura 39. Ruido en el interferómetro sin FDY (para frecuencia de medición 1 kHz y ancho de banda 1 Hz). | 50 |
| Figura 40. Respuesta en frecuencia del ruido en el interferómetro Sagnac a) sin FDY y b) con FDY dentro del lazo cerrado. | 51 |
| Figura 41. Niveles de ruido con dependencia de la frecuencia. | 52 |
| Figura 42. Medición de ruidos en configuración Sagnac sin FDY en función de la potencia en los detectores para frecuencia 40 kHz . | 52 |
| Figura 43. Medición de ruido en configuración Sagnac con FDY dependiendo de la potencia en los detectores para frecuencias de a) 40 kHz y b) 80 kHz . | 53 |
| Figura 44. Configuración de resonador de lazo cerrado, b) respuesta del resonador similar a una cavidad de tipo Fabry – Perot (Shlyagina, 2014). | 54 |
| Figura 45. Configuración para la cavidad resonante de lazo cerrado con un medio saturable. | 55 |

- Figura 46.** Voltaje triangular de modulación para cambiar la longitud óptica de la cavidad y la curva de intensidad transmitida (línea roja). 56
- Figura 47.** Señal salida de la cavidad resonante con una potencia óptica incidente de 10 mW, frecuencia de 10 Hz y amplitud de modulación triangular de a) 5 Vpp y b) 10 Vpp. ... 56
- Figura 48.** Gráfica que muestra los parámetros necesarios para el cálculo de la fineza y profundidad de los picos resonantes. 57
- Figura 49.** (a, c) Gráfica de la fineza y del índice de modulación de los picos resonantes con una pendiente positiva de la modulación triangular y (b, d) para una amplitud de modulación de 10 Vpp y 5 Vpp, respectivamente. 58
- Figura 50.** Visualización de la biestabilidad óptica para un voltaje de modulación de a) 10 Vpp y b) 5 Vpp. A una potencia incidente de 10 mW y una frecuencia de 10 Hz. 59
- Figura 51.** Gráfica de la a) fineza y b) índice de modulación para 10 Vpp, con una pendiente negativa. 60
- Figura 52.** Curva de histéresis (las flechas indican la dirección de la pendiente de la señal triangular de modulación). 60
- Figura 53.** Visualización de la biestabilidad óptica para una frecuencia de 10 Hz, a una potencia de a) 1 mW y b) 9 mW. 61
- Figura 54.** Visualización de la biestabilidad óptica para una potencia de 9 mW, a una frecuencia de a) 5 Hz y b) 500 Hz. 61
- Figura 55.** Diagrama experimental para la cavidad de tipo Fabry – Perot de lazo cerrado con formación de una rejilla dinámica. 62
- Figura 56.** Respuesta de la cavidad resonante con la formación de una rejilla dinámica a una potencia de 10 mW y una frecuencia de 5 Hz en la señal de modulación. 63
- Figura 57.** Variación de la respuesta de la cavidad resonante con una potencia de 9 mW, para una frecuencia de modulación triangular: a) 5 Hz y b) 500 Hz. 64
- Figura 58.** Señales a la salida de cavidad resonante con una razón de división en el acoplador de a) 70:30 y b) 90:10. 65

Lista de tablas

| | |
|---|----|
| Tabla 1. Características del láser Nd:YAG Crystalaser CL-1064-300-SO | 29 |
| Tabla 2. Características de la fibra óptica HI 1060 | 33 |
| Tabla 3. Características de la fibra óptica Liekki Yb – 1200 – 4/125 | 35 |

Capítulo 1. Introducción

En la actualidad existen diversas aplicaciones en el área de óptica, desde las primeras implementaciones del láser (Maiman, 1960), hasta el uso de fibras ópticas como medio de propagación de la luz (Kapany, 1967) en los sistemas de comunicaciones ópticas. (Agrawal, 1997), los cuales han tenido un impacto exponencial en múltiples áreas de ciencia y tecnología, al igual que en la vida cotidiana de la sociedad.

Por otro lado, existen instrumentos que hacen uso de las tecnologías antes mencionadas, como son los sensores basados en fibra óptica (Udd, 1991), los cuales permiten la medición de perturbaciones físicas como vibraciones, temperatura, humedad, etc., dependiendo de su naturaleza. Debido a sus diversas aplicaciones, poseen un gran interés de investigación para lograr novedosas maneras de detectar alguna perturbación en un medio con buen rendimiento y alta sensibilidad (Kirkendall, 2004). Tal es el caso en la detección de ondas gravitacionales en el Observatorio de Ondas Gravitacionales – LIGO (Abbott, 2016), en donde a partir de sistemas resonantes con cavidades de tipo Fabry Perot rellenos con un medio dispersivo artificial con propagación de luz lenta/rápida, se puede lograr una mejoría considerable en el punto de operación con amplio ancho de banda y alta sensibilidad (Salit, 2007 y Pati, 2007).

Uno de ellos está basado en la formación de rejillas dinámicas en fibras dopadas con tierras raras (Stepanov, 2008). Los cuales presentan las características antes mencionadas y se han estado estudiando en varias aplicaciones como sensores de alta sensibilidad o un acelerómetro adaptativo (López, 2013).

1.1. Antecedentes

En la actualidad existen diversos tipos de diseños o arreglos ópticos para aplicaciones con sensores interferométricos con el uso de fibras ópticas, debido a que poseen una gran variedad de ventajas como bajas pérdidas por atenuación, amplio ancho de banda, inmunidad a la interferencia electromagnética, se puede utilizar en ambientes explosivos y sencillo manejo. En el caso de las fibras ópticas se tiene otra gran ventaja, ya que pueden someterse a entornos industriales o de diversos tipos, en comparación con la óptica de espacio libre, la cual se desempeña muy bien en espacios controlados y resulta muy complicado implementarla bajo condiciones industriales (Kamshilin, 2009). Cabe mencionar que los sensores basados en interferometría óptica presentan un problema considerable, ya que existen demasiados factores ambientales (presión, temperatura, humedad, vibraciones mecánicas, etc.), los cuales afectan directamente su rendimiento y punto operacional al tratarse de un fenómeno interferométrico.

Un arreglo convencional de un sensor interferométrico basado en fibra óptica (Kirkendall, 2004) se presenta en la figura 1a, en donde se tiene una fuente luminosa de tipo láser con un acoplador que se encarga de dividir a la luz en dos caminos ópticos diferentes. En este caso se tiene un brazo o camino de referencia (L_R) el cual no se encuentra afectado por el fenómeno a medir. Por otro lado, el otro brazo o camino (L_S) es el que se someterá a censar el fenómeno (presión, temperatura, humedad, vibraciones mecánicas, etc.) y se debe considerar que la longitud de coherencia (L_c) del láser es mucho mayor que la diferencia de caminos ópticos ($L_c \gg n(L_R - L_S)$). Los sensores de este tipo donde la onda de señal y la de la referencia tienen la misma frecuencia óptica promedio se les llama homodinos.

Es importante mencionar que existen variaciones naturales (vibraciones, temperatura, humedad, etc.) dependiendo del entorno en el que se encuentren, los cuales se pueden reflejar en un corrimiento de fase lento en las señales en los detectores, junto con la variación de fase resultado del censado (figura 1b). En este caso, cuando se tiene una variación de fase entre los brazos en múltiplos impares de $\Delta\phi = \pm\pi/2$, se dice que el interferómetro está en cuadratura y se tiene una respuesta lineal sobre la influencia de la señal bajo monitoreo. Por otro lado, cuando se tiene una variación de fase en múltiplos de $\Delta\phi = \pm\pi$, se observa una atenuación en la amplitud acompañada con la presencia del segundo armónico de la señal detectado. Por esta razón, los sensores basados en los principios de interferometría óptica presentan un problema considerable, ya que existen demasiados factores ambientales (presión, temperatura, humedad, vibraciones mecánicas, etc.), los cuales afectan directamente su punto operacional.

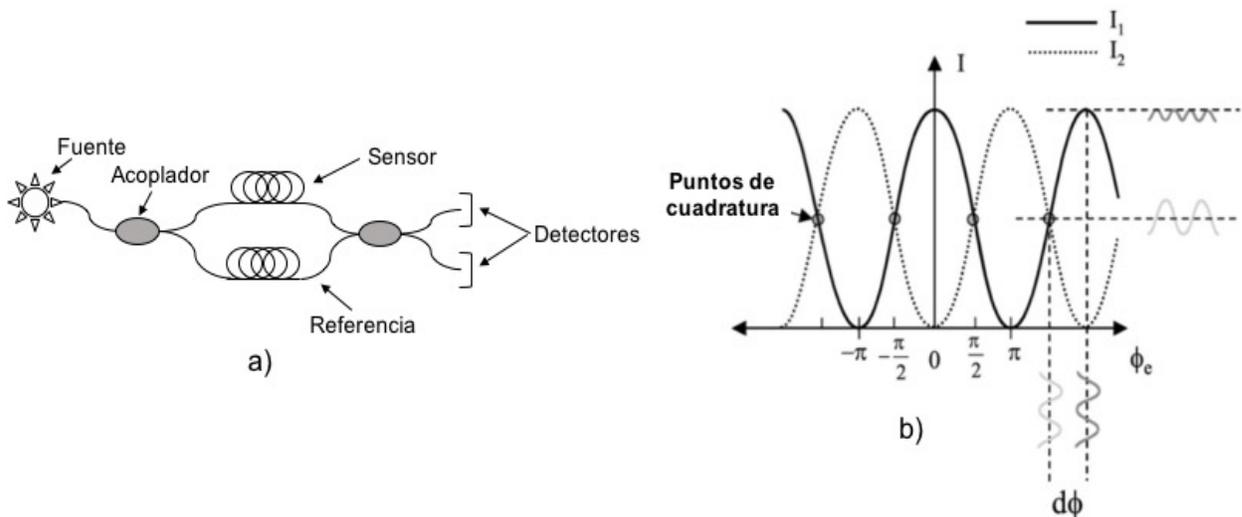


Figura 1. a) Configuración de sensor interferométrico en fibra óptica de tipo Mach-Zehnder y b) respuesta en los detectores en función de la variación de fase (Kirkendall, 2004).

Para ajustar o equilibrar el punto operacional del interferómetro, se han presentado soluciones con arreglos con retroalimentación (Jackson, 1980) – ver la figura 2a - o por el medio de detección heterodina (Dandridge, 1982). En esta última, donde las ondas de señal y de la referencia tienen diferentes frecuencias ópticas, no hay problema con el punto operacional, pero esta técnica sufre por la presencia de un ruido adicional. A su vez, resolver dicho problema con un sistema de retroalimentación resulta complicado y costoso en ciertos casos, específicamente en un arreglo (antena) de muchos sensores.

Sin embargo, existen soluciones como técnicas de holografía dinámica, resultando en un interferómetro adaptativo (Stepanov, 1994) – ver la figura 2b. En este caso, el holograma (una rejilla de Bragg) dinámico se comporta como un divisor inteligente, con el cual se puede estabilizar el punto operacional del interferómetro y mantenerlo en sus puntos de cuadratura. Usualmente, esto se logra en cristales fotorrefractivos, los cuales presentan baja velocidad de formación de la rejilla (fase, amplitud o compuesta), y baja sensibilidad. Tampoco esta configuración de óptica de volumen se puede incorporar de manera idónea en los sensores de fibra óptica.

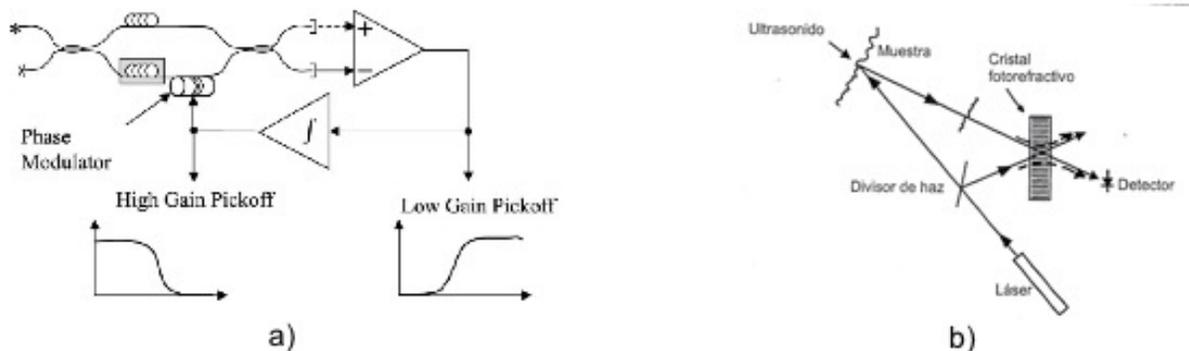


Figura 2. Sistemas de estabilización de punto operacional de interferómetro: a) en un sensor de fibra óptica interferométrico con una retroalimentación (Jackson, 1980) y b) en una configuración interferométrica para detección desplazamientos de superficies rápidas con una rejilla dinámica en un cristal fotorrefractivo (Stepanov, 1994).

Una solución, probablemente, más efectiva para los sensores de fibra óptica, es el diseño de interferómetros adaptativos basados en rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras (Stepanov y Plata, 2004; Stepanov, 2008). Las cuales fueron desarrolladas inicialmente en fibras ópticas dopadas con erbio (Friskén, 1992). A partir de ahí, han tenido aplicaciones importantes como filtros ópticos sintonizables de banda angosta (Fischer, 1993), generación láser de fibra óptica de una sola frecuencia (Horowitz, 1994 y Paschotta, 1997), interferómetros adaptativos para la detección de vibraciones mecánicas (Stepanov, 2009), entre otros. Por otro lado, en el Grupo de “Rejillas Dinámicas” del CICESE se han desarrollado diversas investigaciones en sistemas adaptativos de detección interferométrica.

En el artículo de revisión (Stepanov, 2008) se explica con detalle la formación de las rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras, por medio de la saturación local de absorción/ganancia óptica, junto con otros resultados que destacan sus principales características como eficiencia de difracción de la rejilla dinámica, tipo de rejilla (amplitud, fase o compuesta), tiempo de formación de la misma, su índice de modulación o fuerza, entre otras características. Además, se han presentado diversos resultados sobre múltiples aplicaciones de las rejillas dinámicas en fibras dopadas (principalmente con erbio o iterbio) como un interferómetro adaptativo, para la detección de ondas ultrasónicas, en láseres de fibra óptica, filtros sintonizables, etc.

Las fibras ópticas se fabrican con sílice, y se pueden dopar o contaminar con ciertos materiales, los cuales pueden modificar ciertas características. Actualmente tienen diversas aplicaciones en el área de comunicaciones ópticas como láseres, amplificadores, filtros, etc. (Becker, 1999). Especialmente se contaminan o dopan con tierras raras (Yb, Er, Er + Yb, Nd, Sm, etc.), es decir, elementos que pertenecen al grupo de los lantánidos (Digonet, 2002), al igual que existe una amplia variedad de componentes y dispositivos ópticos que permiten diseñar e implementar ideas innovadoras.

Las rejillas dinámicas son formadas por dos ondas láser continuas, de la misma polarización y coherentes que se propagan en direcciones opuestas dentro de una fibra monomodo dopada (ver figura 3a), es decir, un patrón de interferencia y una saturación local de absorción en la fibra en las franjas brillantes. La longitud de onda seleccionada debe ser en la región espectral de absorción (o emisión en caso de bombeo óptico) del erbio o iterbio, para lograr la saturación local con la potencia óptica ideal. En realidad, lo que sucede es que, en el proceso de grabado, aparece una saturación espacialmente selectiva de las transiciones ópticas entre el estado basal $|0\rangle$ y el estado metaestable $|1\rangle$ – ver figura 3b. Debido a lo anterior, el tiempo de relajación entre dichos estados energéticos es de suma importancia, porque determina la velocidad de formación de la rejilla.

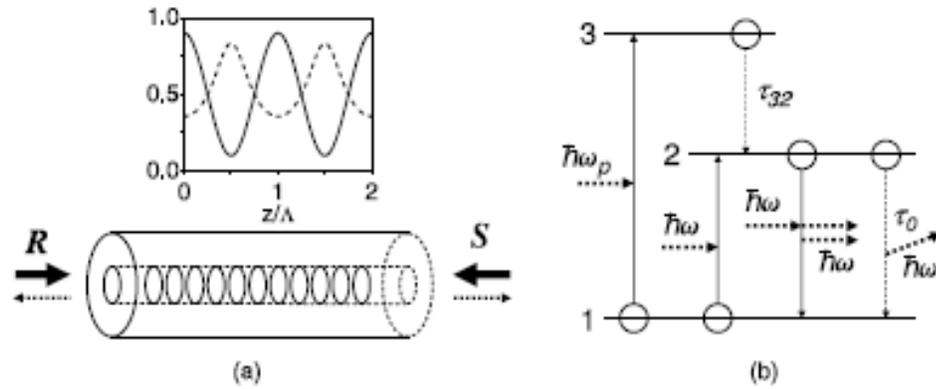


Figura 3. Grabado de una rejilla de población por dos haces coherentes que se propagan en direcciones opuestas en una fibra óptica dopada de una tierra rara (a) y los tres niveles de energía en los iones de una tierra rara (b). El recuadro en (a) muestra el patrón de interferencia y su correspondiente perfil normalizado de la absorción óptica en la rejilla grabada (Stepanov, 2008).

De hecho, la rejilla grabada en esta forma cumple automáticamente con la condición de Bragg de difracción para los mismos haces de grabado. Por esta razón, durante el proceso de formación de las rejillas dos ondas de grabado se difractan una a otro cambiando sus intensidades y fases en tiempo real, es decir, por el efecto óptico no lineal, denominado Mezclado de dos ondas (MDO).

En particular, el sensor adaptativo en la configuración de interferómetro de Sagnac y con rejilla dinámica grabada en fibra dopada con erbio (FDE) fue propuesta e investigada en (López, 2013) – ver figura 4. Recientemente la posibilidad de obtener un nivel de resolución de este sensor limitado por el ruido fotónico fue demostrado en (Stepanov, 2007). La aplicación práctica está limitada por la ausencia de una fuente laser de bajo ruido con longitud de onda 1480 – 1500 nm donde en FDE se forman de manera efectiva rejillas dinámicas de fase.

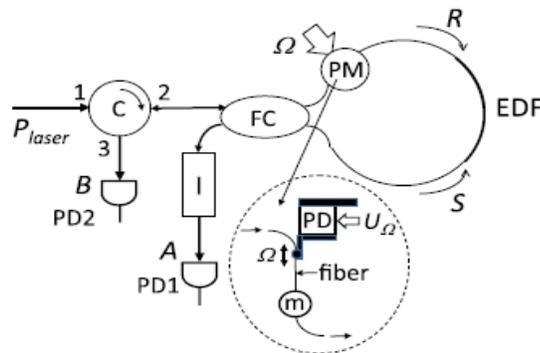


Figura 4. Configuración de tipo Sagnac de un interferómetro adaptativo con una rejilla dinámica en fibra óptica dopada con erbio (López, 2013).

Por otro lado, el estudio de la luz lenta/rápida (Boyd, 2002), ha aumentado mucho en los últimos años, debido a las diversas aplicaciones que se han presentado y el impacto que han tenido dichas aplicaciones. Esto se debe a que experimentalmente se ha podido controlar el índice de refracción efectivo de diversos materiales, mediante la interacción de haces láser de diferentes frecuencias. Como resultado, se han logrado crear materiales en donde la velocidad de grupo (o de envolvente de pulso) sea menor que la velocidad de la luz en el espacio libre o el caso contrario que dicha velocidad sea mayor. Estos efectos ya han sido observados recientemente por el efecto MDO en las fibras dopadas con erbio (Stepanov y Plata 2006) y también en las fibras con iterbio (Gómez, 2013).

Se ha comprobado tanto teórica como experimentalmente (Salit, 2007y Pati, 2007) que, al colocar un medio de luz lenta en una cavidad, se puede reducir el ancho de banda y que, al cambiar la longitud de la cavidad, la frecuencia de resonancia cambie ligeramente. El otro caso es cuando se coloca un medio de luz rápida en una cavidad, la cual ensancha el ancho de banda, esto puede permitir (Salit, 2007) un ajuste de la sensibilidad y frecuencias detectables en el interferómetro LIGO. Además de que ofrece otro tipo de aplicaciones como aumentar la sensibilidad en giroscopios ópticos, en donde una variación de la cavidad equivale a un efecto de rotación.

Se han utilizado diferentes materiales para generar luz rápida/lenta en cavidades ópticas y, en particular, cristales fotorrefractivos (Yum, 2008). Pero unos de los problemas que se tiene es que dichos materiales (por una rapidez de formación de la rejilla muy baja) poseen un ancho de banda muy bajo y lo necesario es de algunos kHz. Como mencionamos arriba, se ha mostrado que las fibras dopadas de erbio e iterbio son materiales prometedores para el estudio de la propagación de la luz lenta/rápida. También parece que por medio de rejillas dinámicas de amplitud en caso de erbio y de fase en el caso de iterbio, se pueden conseguir resultados interesantes para diseñar sistemas resonantes ópticos por luz lenta/rápida.

1.2. Objetivos

El propósito de este trabajo de tesis es realizar e investigar con detalles una configuración óptica resonante de lazo cerrado (de tipo de cavidad Fabry Perot) basado completamente en fibra óptica con un segmento de fibra óptica dopada con iterbio, en donde se forma una rejilla de fase dinámica por dos haces coherentes de 1064 nm (de láser de onda continua de Nd: YAG) contra – propagándose en lazo cerrado. En particular, se planea investigar como esta configuración funciona como un sensor interferométrico

adaptativo y cuál es su razón de la señal a ruido máximo (SNR) y sus propiedades resonantes de esta cavidad rellena con un medio artificial de alta dispersión (propagación de luz lenta/rápida).

El objetivo general de este trabajo es la generación de nuevos conocimientos sobre la propagación e interacción de las ondas coherentes con frecuencia resonante en fibras dopadas con tierras raras en las rejillas dinámicas formadas en las mismas fibras.

Los objetivos particulares son los siguientes:

- Investigación experimental de procesos de formación de las rejillas dinámicas de amplitud y de fase en las fibras dopadas con iterbio (FDY) con longitud de onda 1064 *nm*.
- Investigación del sensor interferométrico adaptativo de fibra óptica en configuración de Sagnac con rejilla dinámica en FDY y evaluación de sus parámetros principales (linealidad de respuesta, sensibilidad, etc.).
- Desarrollo de una configuración experimental de interferómetro de fibra óptica relleno de un medio con una dispersión artificial (rejilla dinámica en FDY) e investigación de sus propiedades resonantes.

1.3. Organización y Contenido de la tesis

El presente trabajo de tesis está organizado en los siguientes capítulos posteriores a este:

En el capítulo 2 se presentan los conceptos teóricos fundamentales relacionados con el trabajo realizado en esta tesis. En particular se incluye información sobre las fibras ópticas dopadas con tierras raras, la saturación óptica en un sistema de dos niveles (ecuaciones de razón), el mezclado de dos ondas, el proceso de formación de una rejilla dinámica y la propagación de luz lenta/rápida en medios dispersivos.

En el capítulo 3 se presentan las principales características de los componentes utilizados en el diseño de interferómetros desarrollados experimentalmente. En especial la muestra de fibra dopada con iterbio.

En el capítulo 4 se presentan los experimentos realizados en el desarrollo de esta tesis. Estos son: configuración de interferómetro de Sagnac junto con los parámetros de la rejilla dinámica, mediciones de ruido con el método de detección balanceada y la cavidad resonante de lazo cerrado con un medio dispersivo (propagación de luz lenta/rápida).

Finalmente, en el capítulo 5 se presentan los resultados principales de este trabajo de tesis, junto con la conclusión general y el posible trabajo a futuro.

Capítulo 2. Conceptos Básicos

En este capítulo se presentan los fundamentos teóricos y los resultados experimentales recientes necesarios para explicar, los experimentos y resultados que se presentan en este trabajo de tesis. Es decir, se comienza con el tema de fibras dopadas con tierras raras. Posteriormente, se explica a detalle la formación de una rejilla dinámica en un medio con absorción saturable por medio de la creación de huecos espaciales. Se continúa con la descripción de la propagación de luz lenta/rápida en medios con dispersión artificial y como se puede integrar lo anterior en un sensor interferométrico adaptativo de tipo Sagnac y en una cavidad resonante de lazo cerrado.

2.1. Fibras ópticas dopadas con tierras raras

Uno de los grandes avances que se ha tenido en siglo pasado, fue la invención de un dispositivo que permitiera guiar la luz para poder experimentar e investigar las diversas propiedades y beneficios que tiene. Dicha solución fue la invención de las fibras ópticas (Kapany, 1967), se trata de una guía de onda dieléctrica de geometría cilíndrica óptica que posee muy bajas pérdidas de propagación, alto confinamiento y actualmente es el sustento de las comunicaciones a muy largas distancias (en términos de miles kilómetros) (Agrawal, 1997).

Las fibras ópticas convencionales son fabricadas con sílice, el cual es un material dieléctrico, cuyo principio de funcionamiento consiste en el fenómeno de reflexión total interna. Es decir, están conformadas por un núcleo, con un índice de refracción mayor, y un revestimiento con índice de refracción menor ($n_{core} > n_{clad}$). Dentro de la fibra óptica, la luz se propaga en forma de modos transversales y mantienen un perfil de distribución del campo electromagnético a lo largo de su propagación (Hecht, 2002). En las fibras ópticas, se pueden propagar uno o más modos dependiendo del tamaño del núcleo de la fibra, diferencias en los índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento, y la longitud de onda de luz que se propaga. Hoy en día, existe una gran variedad de fibras ópticas como son: monomodo, multimodo, birrefringentes, fotónicas, doble núcleo, etc.), que ofrecen una gran variedad de aplicaciones como en sistemas de comunicaciones ópticas complejos (Agrawal, 2002)

Algunas de estas fibras especiales, son las fibras ópticas dopadas con tierras raras. Las tierras raras están conformadas por elementos que pertenecen al grupo de los lantánidos (erbio, iterbio, holmio, neodimio, etc.). Dicho dopaje se introduce debido a que estos materiales cambian las características espectrales que

se propagan a lo largo de la fibra. Los métodos de fabricación son variados, pero tradicionalmente se emplea el método de depósito químico de vapores modificado (Poole, 1985), o recientemente el depósito directo de nanopartículas (Hotoleanu, 2002). En los cuales se puede variar la concentración del dopante o contaminante en partes por millón (ppm), o combinación de más de un dopante. Un perfil común de una fibra óptica dopada se puede ver en la figura 5. En la actualidad existen una gran variedad de fibras ópticas dopadas (monomodo, multimodo, mantenedoras de polarización, etc.). Además de que tienen varias aplicaciones (amplificadores, láseres, sensores, etc.).

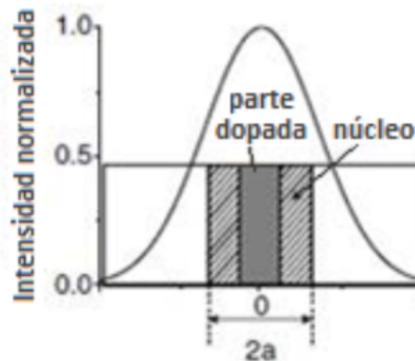


Figura 5. El perfil transversal típico de fibra óptica dopada con erbio (FDE). El perfil Gaussiano muestra la distribución de intensidad de luz en el modo fundamental de propagación y $2a$ indica el diámetro del núcleo de la fibra (Stepanov, 2008).

2.1.1. Fibras dopadas con erbio (FDE)

Una de las características o distinciones por la cual es interesante del uso del erbio como dopante en fibras ópticas, es que se puede representar por medio de 3 niveles energéticos. Los cuales se pueden usar como un medio activo en aplicaciones como láseres o amplificadores ópticos en las longitudes de onda utilizadas en comunicaciones ópticas alrededor de 1550 nm (Agrawal, 1997). En la figura 6a se muestran los tres niveles de energía para el caso del Er^{3+} en sílice: estado base, metaestable y excitado (Digonnet, 2002).

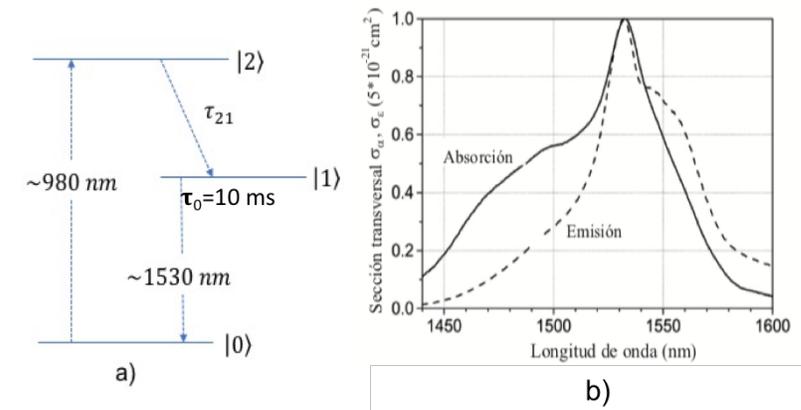


Figura 6. a) Sistema de energía de tres niveles para el Er³⁺, y b) perfil espectral de su sección transversal de absorción/emisión (Digonnet, 2002).

En esta estructura de niveles, cuando no hay excitación alguna, los iones de Er⁺³ se encuentran en su estado basal ($|0\rangle$). Al aplicar un bombeo óptico, en este caso de $\sim 980 \text{ nm}$, los iones absorben dicha energía y alcanzan el estado excitado ($|2\rangle$), para después decaer rápidamente al estado metaestable ($|1\rangle$) con un tiempo característico de relajación de $\sim 10 \mu\text{s}$ (Digonnet, 2002). En el estado metaestable, los iones se pueden liberar fotones con longitudes de onda en el rango de $1450 - 1600 \text{ nm}$ de manera espontánea y aleatoria por el fenómeno llamado fluorescencia (Siegman, 1986). Sin embargo, puede aparecer también una emisión estimulada (Siegman, 1986) por parte de un fotón externo y en el mismo rango espectral. En este caso se puede llegar a tener una inversión de población entre el estado basal y el estado metaestable, es decir, un medio activo o con ganancia. También es importante mencionar que el tiempo característico de decaimiento espontáneo entre estos niveles es de $\tau_0 = 10 \text{ ms}$ (Digonnet, 2002). El cual es de suma importancia en el caso de rejillas dinámicas.

2.1.2. Fibras dopadas con iterbio (FDY)

El iterbio en forma de ion trivalente (Yb^{3+}) es un caso muy similar al erbio, ya que de igual manera se puede modelar por medio de un sistema efectivo energético de tres niveles (figura 7).

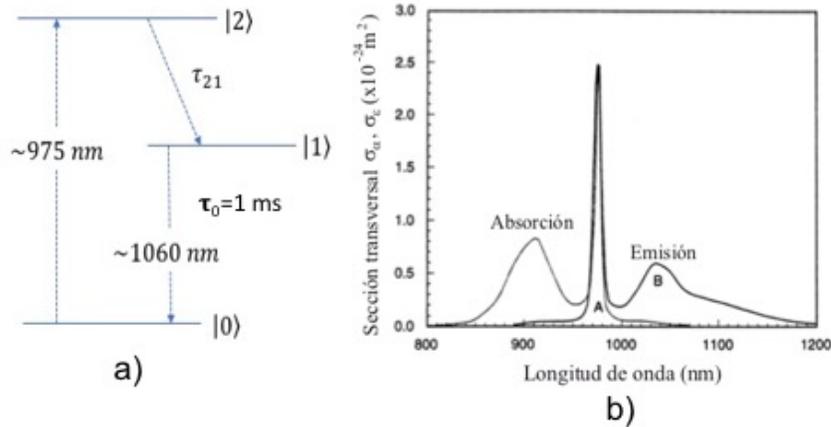


Figura 7. a) Sistema de energía de tres niveles para el Yb^{3+} , y b) perfil espectral de su sección transversal de absorción/emisión (Digonnet, 2002).

En este caso, la dinámica es similar al erbio, es decir, la excitación y decaimiento entre los tres niveles. Solo que la longitud de onda de bombeo es de $\sim 975 \text{ nm}$. Con una región efectiva de fluorescencia (operación como láser) de $1 - 1.2 \mu\text{m}$. Además de un tiempo característico de relajación espontánea del estado metaestable $\tau_0 \approx 1 \text{ ms}$ (Digonnet, 2002) el cual es menor que en el caso con erbio.

En la realización de este trabajo de tesis se utilizaron fibras dopadas con iterbio para grabar rejillas dinámicas con longitud de onda de 1064 nm y realizar una comparación entre el sensor adaptativo basado en las rejillas grabadas en FDE, que se ha desarrollado anteriormente. Además, la FDY se toma como un medio con absorción óptica saturable, así que se puede manejar como un sistema de dos niveles: basal y metaestable. En el caso de saturación óptica por ganancia, es necesario agregar el bombeo óptico (975 nm) y manejarlo como un sistema de tres niveles. Se pueden tener mayores datos interesantes sobre estas y otras fibras ópticas dopadas con tierras raras de (Digonnet, 2002), (Becker, 1999) y (Miniscalco, 2001).

2.2. Dinámica de la saturación de absorción en un sistema de dos niveles

Como se mencionó anteriormente, las fibras ópticas dopadas con erbio o iterbio, también se pueden utilizar como medios con saturación de absorción óptica y esto se puede modelar mediante un sistema de dos niveles energéticos (basal y metaestable). Las ecuaciones de razón, utilizadas ampliamente en física de láseres, (Siegman, 1986) nos permiten modelar las transiciones en el sistema de dos niveles (figura 8).

La densidad de población en el nivel metaestable N_2 con una intensidad I de luz de grabado, está dada por:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = (N_0 - N_2)\sigma_a \frac{I}{h\nu} - N_2\sigma_e \frac{I}{h\nu} - \frac{N_2}{\tau_0}. \quad (1)$$

En donde N_0 es la concentración total de iones activos ($N_1 + N_2$), $h\nu$ es la energía del fotón, σ_a y σ_e la sección transversal efectiva de absorción y emisión respectivamente. La ecuación anterior indica la variación de población temporal de que un fotón incidente se absorba, se emita de manera espontánea con un tiempo característico $\tau_0 \approx 1 \text{ ms}$ para el caso del iterbio o que exista una emisión estimulada.

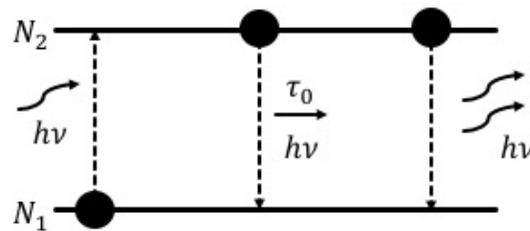


Figura 8. Sistema energético simplificado de dos niveles y procesos que pueden suceder aquí: absorción, emisión espontánea y la emisión estimulada (de izquierda a derecha).

La ecuación (1), se puede simplificar de la siguiente manera:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} \left(N_2 - \frac{N_0}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat}} \right), \quad (2)$$

con el tiempo característico τ de relajación:

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} (1 + I/I_{sat}), \quad (3)$$

y la intensidad de saturación característica:

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{\tau_0(\sigma_a + \sigma_e)}. \quad (4)$$

A su vez, el coeficiente de absorción óptica está dado por:

$$\alpha_{st} = N_1\sigma_a - N_2\sigma_e = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_{sat}}. \quad (5)$$

Donde α_{st} , es la absorción de saturación y en este caso, la absorción óptica no saturada es $\alpha_0 = N_0\sigma_a$.

De la ecuación (5) se puede notar el sentido físico de la intensidad de saturación: es la intensidad incidente la cual reduce la absorción inicial de un medio hasta la mitad de su valor inicial. A su vez, el tiempo de relajación (3), es dos veces más corto con esta intensidad de la luz incidente.

Las ecuaciones y términos utilizados anteriormente, son importantes para entender la formación de las rejillas dinámicas en un medio con absorción/ganancia saturable. También es importante mencionar que, en las fibras ópticas con un área modal fija, la intensidad de saturación (I_{sat}), se puede expresar en términos de la potencia de saturación:

$$P_{sat} = \frac{\pi}{4} D_M^2 I_{sat}, \quad (6)$$

en donde D_M es el diámetro modal de la fibra óptica. En este caso la razón de intensidades (incidente y de la saturación) se puede cambiar por la razón de potencias respectivas.

Además, la potencia de saturación es un parámetro importante de cada fibra para la formación de rejillas dinámicas. Y se puede obtener experimentalmente de varias maneras, en particular, con la medición de la transmitancia no lineal de cada fibra óptica ($T = \frac{P_{out}}{P_{in}}$) o de una dependencia de fluorescencia (proporcional a la población de nivel metaestable) de potencia de luz incidente.

2.3. Rejillas dinámicas en fibras dopadas con tierras raras

Una rejilla de Bragg, se define como la sección o estructura resonante en donde el índice de refracción o la absorción óptica varía periódicamente a lo largo de su longitud, la cual puede ser permanente o dinámica. Se pueden clasificar de dos maneras: cuando hay una variación en la absorción se le llama rejilla de amplitud, y cuando hay una variación en el índice de refracción se le llama rejilla de fase.

De manera general, las rejillas de Bragg permanentes se pueden fabricar mediante la foto inscripción de una micro estructura periódica sobre una fibra óptica (Kashyap, 1999). Esto es, se genera una iluminación transversal a la fibra óptica (típicamente dopadas con germanio) con una longitud de onda de alta energía (generalmente ultra violeta), y se coloca una mascarilla que crea un patrón de interferencia permanente el cual crea un cambio que consiste en una modulación periódica del índice de refracción de la fibra. Cabe mencionar que las rejillas de Bragg grabadas en las fibras ópticas son las rejillas fijas o permanentes, grabadas una vez existen en la fibra durante un tiempo grande.

Esto se comporta como una sección resonante y puede actuar como un espejo o filtro selectivo dependiendo de la longitud de onda incidente. Longitud de onda de Bragg λ_B (cual se refleja de la rejilla en una forma más efectiva) está relacionada con el periodo espacial $\Lambda = \lambda_B/2n$. Con este tipo de estructuras se han podido fabricar diferentes dispositivos ópticos basados en fibra óptica (Agrawal, 1997), con aplicaciones especialmente en el área de comunicaciones ópticas. Por ejemplo: multiplexores, filtros selectivos, sensores, etc.

Por otro lado, una rejilla de Bragg dinámica es usualmente formada por dos ondas láser continuas, de la misma polarización y mutuamente coherentes que se propagan en direcciones opuestas dentro de una fibra óptica monomodo dopada (medio con absorción/ganancia óptica saturable) como se puede observar en la figura 3. La longitud de onda seleccionada debe ser en la región espectral de absorción (o emisión en caso de saturación de ganancia por bombeo óptico) del erbio o iterbio, para lograr la saturación local con la potencia óptica ideal. En realidad, lo que sucede es que, en el proceso de grabado, la saturación es espacialmente selectiva (creación de huecos espaciales en las franjas brillantes del patrón de interferencia) de las transiciones ópticas entre el estado basal $|0\rangle$ y el estado metaestable $|1\rangle$. Debido a lo anterior, el tiempo de relajación entre dichos estados energéticos es de suma importancia ya que indica el tiempo de formación de la rejilla y de su desvanecimiento cuando la luz de grabado desaparece, por esta razón se les llama rejillas dinámicas, pues solo existen en presencia de radiación láser. Las rejillas dinámicas pueden ser de dos tipos: de amplitud (cambio de la absorción del material) y de fase (cambio del índice de refracción del material).

El proceso de formación de una rejilla dinámica se puede ver en la figura 9a, en donde un haz R y otro haz S, se propagan en direcciones opuestas formando un patrón de interferencia en un medio con absorción saturable y a su vez generando una rejilla dinámica de amplitud por medio del fenómeno "*spatial hole burning*" (Siegman, 1986), en donde el patrón de interferencia y el patrón de absorción son inversos (figura 9b). Es decir, donde exista un máximo o una franja brillante en el patrón de interferencia, se tendrá un mínimo en el patrón de absorción y viceversa.

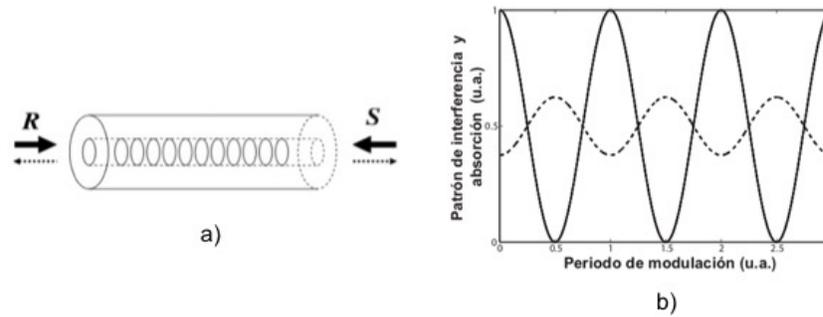


Figura 9. a) Rejilla dinámica formada en una fibra óptica dopada y b) patrón de interferencia (línea continua) y patrón de absorción (línea punteada) en la fibra óptica dopada.

El grabado de las rejillas dinámicas se puede hacer por medio de diferentes configuraciones. Sin embargo, una manera convencional se puede ver en la figura 10 (Stepanov, 2008). La forma del grabado consiste en dos ondas láser continuas y coherentes que se propagan en direcciones opuestas (R y S), que se encuentran dentro de la fibra y forman una distribución periódica de franjas brillantes y oscuras inducidos por el patrón de interferencia a lo largo de la fibra (figura 9a).

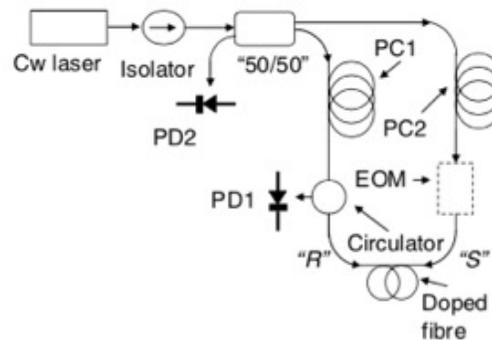


Figura 10. Arreglo interferométrico de fibra óptica para el grabado de una rejilla dinámica en configuración de lazo cerrado (Stepanov, 2008).

En la figura 10, se tiene un arreglo interferométrico de fibra óptica para la formación de rejillas dinámicas y consiste en una fuente láser coherente (con un aislador para evitar reflexiones), en donde la longitud de onda depende de la fibra dopada a utilizar, que es dividida por medio de un acoplador 50:50 para después pasar por controladores de polarización en ambos caminos para que finalmente la interferencia dentro de la fibra dopada sea máxima y tener un patrón de interferencia con profundidad de modulación espacial máxima. Las características de la rejilla formada se pueden apreciar en una señal reflejada y otra transmitida en PD1 y PD2, respectivamente.

Para poder apreciar la autodifracción resultante de la rejilla, la cual depende de la longitud de la fibra L (Friskén, 1992), es posible utilizar una de las ondas de grabado que cumple con la condición de Bragg que viaja en dirección opuesta. Las características de la rejilla formada se pueden apreciar en una señal reflejada y otra transmitida en PD1 y PD2 de la configuración presentada en la figura 10, respectivamente. Cabe mencionar que esta rejilla es la dinámica, entonces desaparece con el tiempo característico de relajación – ver la ecuación (3) - si quitamos uno o ambos haces de grabado.

Por esta razón, es mejor investigar la formación de la rejilla por medio del mezclado de dos ondas (MDO) transitorio – ver (Stepanov, 2004) – bajo condiciones continuas de iluminación de la fibra dopada. Para esto, se coloca un modulador de fase electro-óptico dentro de la configuración, para crear una variación controlada en la diferencia de caminos ópticos dentro de la configuración de lazo cerrado. Esta modulación cambia rápidamente las condiciones de interferencia de la onda de grabación transmitida y la otra onda reflejada de la rejilla. Esto resulta en una modulación transitoria de la intensidad de luz detectada por los fotodiodos.

Se han realizado diversos experimentos con señales de modulación sinusoidal (Stepanov, 2004 y Barmenkov, 2005), triangular (Boothroyd, 1999) y rectangular (Stepanov, 2004, Stepanov y Nuñez, 2006). Utilizando la modulación de fase rectangular (figura 11a), se puede caracterizar a la rejilla formada por medio del mezclado de dos ondas transitorio, en general es una respuesta compuesta – ver figura 11b. Esto quiere decir, que se puede tener una respuesta de tipo impar (lineal) o par (cuadrática), ver figura 11c y d. Por lo tanto, para la rejilla de amplitud la respuesta es de tipo par, mientras que para la rejilla de fase la respuesta es de tipo impar (Stepanov, 2004). En la figura 11b se tiene una respuesta de picos transitorios que decaen con el tiempo característico de formación de la rejilla dinámica (τ_g), con su valor determinado por la ecuación (3).

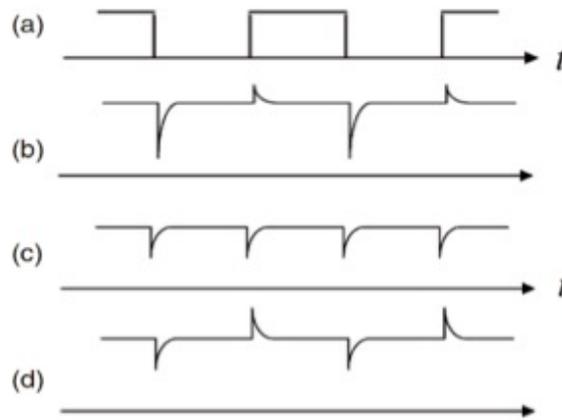


Figura 11. a) Perfil de la señal de modulación de onda rectangular, b) respuesta del mezclado de dos ondas (MDO) transitorio de rejilla compuesta, c) de la rejilla de amplitud, y d) de la rejilla de fase (Stepanov, 2008).

Anteriormente, se explicó cómo se forman las rejillas dinámicas de amplitud por la saturación local de absorción de la fibra dopada. Sin embargo, experimentalmente se observan también componentes de fase, también son rejillas dinámicas de Bragg, las cuales se presentan como una modulación periódica espacial de índice de refracción de la fibra. Desde un punto de vista general, esto sale de las relaciones de Kramers – Kronig (Saleh, 1991), las cuales predicen, en particular, que cada cambio de la absorción óptica está relacionado con un cambio de índice refracción. Esto es necesario para asegurar la propagación determinista de las señales ópticas a través de un material, en este caso a través de la fibra óptica dopada.

En el artículo (Desurvire 1990) se presentan los cálculos teóricos utilizando las relaciones de Kramers – Kronig para los cambios en el índice de refracción, los cuales corresponden a los cambios de la absorción fundamental de la FDE con bombeo óptico a una potencia variable de la luz de 980 *nm*. Los espectros se presentan en la figura 12. Como se espera la curva de los cambios de índice de refracción es anti-simétrica alrededor de máximo de espectro de la absorción. También, se ve que los cambios de índice de refracción se expanden en un rango espectral más amplio que los cambios de la absorción.

Sin embargo, las mediciones experimentales reportadas en (Barmenkov 2004) mostraron una dependencia de cambios de índice de refracción significativamente diferente – ver figura 13. La curva experimental para el cambio fotoinducido de índice de refracción parece estar desplazada hacia arriba por un nivel plano y los cambios principales se observan en la sección de longitudes de onda cortas (< 1520 *nm*) de localización del máximo de absorción de la FDE. Como resultado, en FDE las rejillas dinámicas de fase bastante fuertes se observan experimentalmente solo para las longitudes de onda de mismo rango (Stepanov 2007, 2017).

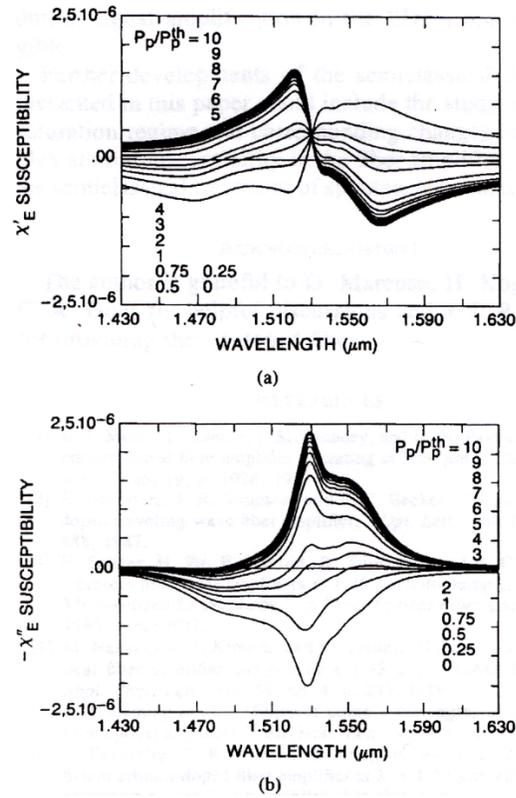


Figura 12. Las curvas teóricas de cambios de componente imaginaria χ'' de la susceptibilidad (la absorción óptica) – b y de componente real χ' (índice de refracción) – a bajo influencia de potencia de bombeo de 980 nm (Desurvire, 1990).

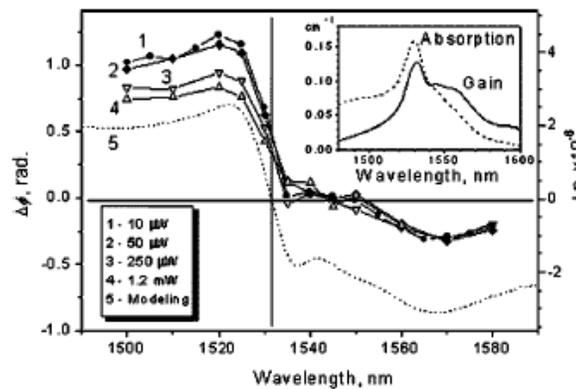


Figura 13. Dependencias espectrales experimental de cambios fotoinducido de índice de refracción de FDE bajo el bombeo óptico con 980 nm (Barmenkov, 2004)

Ahora es generalmente aceptado que los cambios de índice de refracción de ancho espectral amplio como resultado de una iluminación resonante, están asociados con los cambios de absorción de las transiciones resonantes ópticas con las longitudes de onda más cortas. De hecho, la saturación de la absorción en FDE

con longitud de onda 1550 nm , resulta en un cambio de la población de nivel base, el cual es común también para las transiciones resonantes cerca de 980 nm , 510 nm etc. A su vez, un cambio de absorción para estas longitudes de onda resulta en cambios de índices de refracción correspondientes, los cuales se alcanzan y sienten para 1550 nm también.

En el artículo (Stepanov y Fotiadi, 2007) se mostró que en las fibras dopadas con iterbio las rejillas dinámicas grabadas con longitud de onda 1064 nm son predominante las rejillas de fase. Los cambios de fase necesarios están asociados con el cambio de absorción de la transición óptica de iterbio mucho más fuerte localizado alrededor de 975 nm (Fotiadi, 2008).

2.4. Luz lenta/rápida

A lo largo de la historia, la luz ha sido uno de los fenómenos más interesantes de la naturaleza. Así que tratar de explicar sus características sobresalientes han tomado tiempo y diversas discusiones. Una de sus principales características es la velocidad a la que se propaga (Brillouin, 1960), para nuestro caso son de especial interés los conceptos sobre velocidad de fase y velocidad de grupo.

La velocidad de fase v_f se define como la velocidad a la que se mueven los frentes de onda, o puntos con fase constante en el caso de una onda monocromática. Por otro lado, si se tiene un pulso óptico con determinado ancho espectral, la velocidad a la que se propaga la envolvente será la velocidad de grupo v_g .

Para explicar mejor estos conceptos (Boyd, 2002), partamos de una onda plana con una frecuencia angular ω que se propaga en un medio con un índice de refracción n . Esto es:

$$E(z, t) = Ae^{i(kz - \omega t)} + cc. \quad (7)$$

En donde $k = n\omega/c$, y la fase de dicha onda monocromática es $\phi = kz - \omega t$. Ahora, los puntos con fase constante que se mueven a una distancia Δz en un tiempo Δt , están relacionados por

$$k\Delta z = \omega\Delta t. \quad (8)$$

Esto implica $v_f = \Delta z/\Delta t$, o escrito de otra manera

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}. \quad (9)$$

Para un medio dispersivo, el índice de refracción está en función de la frecuencia angular de la luz $n(\omega)$, esto implica que la velocidad de fase cambia a diferentes frecuencias de la luz.

Por otro lado, se puede considerar un pulso que se propaga a través de un material. En este caso, un pulso necesariamente está compuesto por diversas frecuencias ópticas, como se puede ver en la figura 14. En el pico del pulso, se tienen diversas componentes espectrales que se suman en fase (como se explica en la teoría de Fourier).

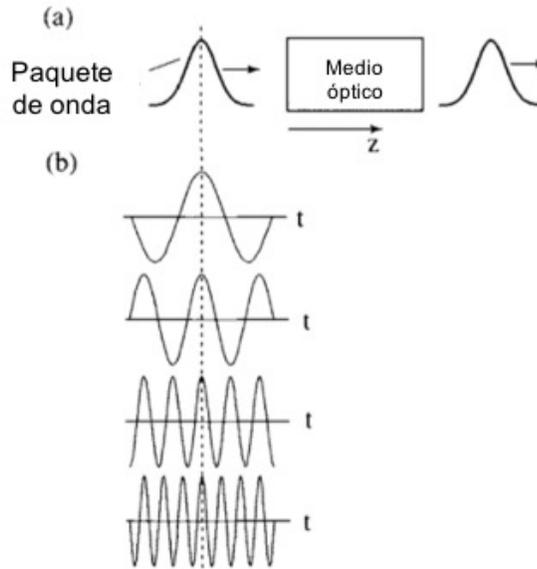


Figura 14. Representación de un pulso óptico en términos de sus componentes espectrales. (Boyd, 2002).

Expresando la fase de la onda de forma matemática se tiene

$$\phi = \frac{n\omega z}{c} - \omega t, \quad (10)$$

y se requiere que no haya cambio en ϕ del primer orden en ω , es decir, $\frac{d\phi}{d\omega} = 0$ o

$$\frac{dn}{d\omega} \frac{\omega z}{c} + \frac{nz}{c} - t = 0, \quad (11)$$

que se puede escribir como $z = v_g t$, en donde la velocidad de grupo está dada por

$$v_g = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}} = \frac{d\omega}{dk}. \quad (12)$$

En la ecuación anterior, se utilizó la siguiente relación $k = n\omega/c$. Con esto, se puede definir un término llamado índice de refracción de grupo n_g definido como

$$v_g = \frac{c}{n_g}, \quad (13)$$

donde

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega}. \quad (14)$$

Con lo anterior, se puede notar que en un medio en donde el índice de refracción es constante (entonces un medio sin dispersión), la velocidad de fase y de grupo son iguales.

En investigaciones recientes (Boyd, 2001) se han desarrollado formas en donde es posible controlar la velocidad de propagación de pulsos luminosos a través de diversos tipos de materiales. En este caso es en donde aparecen los conceptos de luz lenta (velocidad mucho menor a la velocidad de la luz en el vacío c) o rápida (velocidad mayor a la velocidad de la luz en el vacío).

Los efectos fuertes de luz lenta/rápida se pueden observar si se realiza una modificación del índice de refracción que puede ocurrir en la resonancia de algún material y generalmente se le conoce como dispersión. La luz lenta se obtiene cuando $dn/d\omega$ es grande y positiva (dispersión normal alta), mientras que la luz rápida ocurre cuando es grande y negativa (dispersión anómala alta). Lo anterior se nota en los cambios en la velocidad de grupo (v_g), y se puede ver en la figura 15.

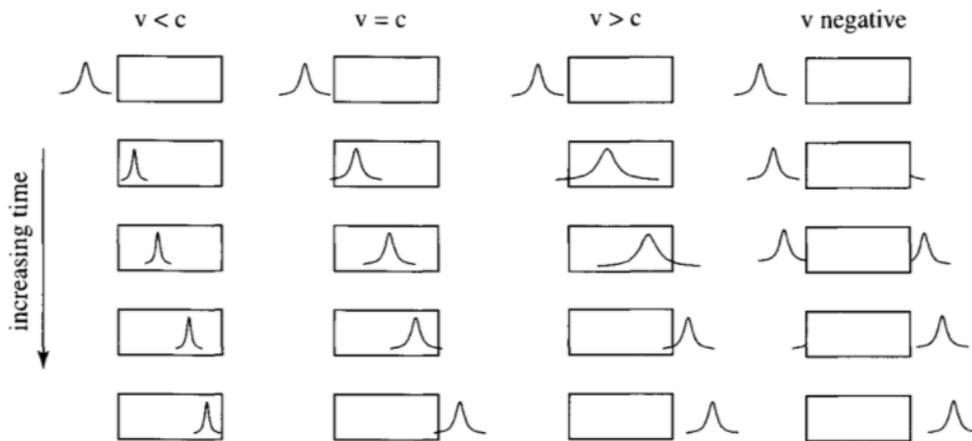


Figura 15. Representación de la propagación de un pulso en un medio a diferentes valores de la velocidad de grupo (Boyd, 2001).

Controlar la velocidad de propagación de pulsos ópticos en diversos medios, ha permitido diversas aplicaciones como líneas de retraso ópticamente controlables (Lenz, 2001), buffers ópticos (Chang, 2006), métodos de sincronización y retraso de tiempo para apertura sintética de radar y almacenamiento óptico (Krauss, 2007). Con lo anterior, se tienen diversas aplicaciones en el área de comunicaciones ópticas (Gehring, 2008). Normalmente, una dispersión grande se observa cerca de las líneas espectrales de absorción/ganancia o reflectancia/transmitancia muy angostas. En particular, se observa en los vapores de átomos de metales alcalinos como Rubidio o Cesio, en las cavidades de tipo Fabry – Perot (Tomita, 2011 y Shlyagina, 2014), o en las rejillas de Bragg (Boyd, 2002).

La obtención de una dispersión alta se puede realizar experimentalmente por el efecto de MDO en diferentes medios ópticos no lineales, en particular, en los cristales fotorefractivos (Podivilov, 2003 y Yum 2008). Recientemente, el grupo de investigación de CICESE mostró los efectos de propagación de luz lenta/rápida en las configuraciones de MDO en las fibras ópticas dopadas con erbio (Stepanov, 2009) y con iterbio (Gómez, 2013). En el último trabajo se investigó el efecto de MDO entre una onda de bombeo de alta potencia con la otra de prueba con potencia mucho menor y la frecuencia un poco desplazada. Como resultado en el experimento se observó un paso de luz lenta (retraso de envolvente de pulsos de prueba) a luz rápida (avance de envolvente). En la figura 16 se muestra el retraso fraccional (la razón entre el retraso de pulso de prueba y su duración) como función de desintonización entre las ondas de bombeo y de la prueba obtenidos para diferentes potencias incidentes de onda de bombeo.

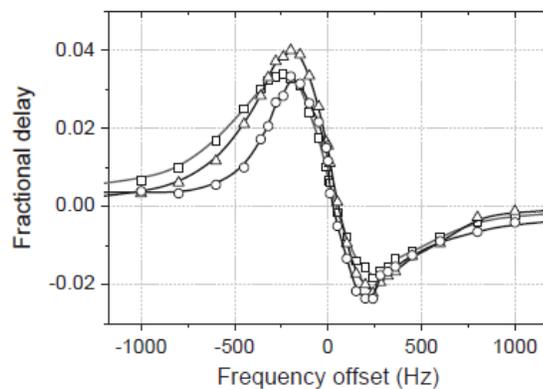


Fig. 4. The fractional delay as a function of the frequency off-set $\Delta\Omega/2\pi$ obtained for different incident saturating light powers, mW: 4.1 (\square), 9.1 (\triangle), and 11.4 (\circ).

Figura 16. Retraso fraccional como función de la frecuencia de corte $\Delta\Omega/2\pi$ obtenida a diferentes potencias de saturación (Gómez, 2013).

Una de las aplicaciones prometedoras de la luz lenta/rápida en medios dispersivos, es en sistemas interferómetros de muy alta resolución, en particular, en los espectrofotómetros (Boyd 2002), en los giroscopios ópticos de anillo, o en detectores de ondas gravitacionales (Salit, 2007). Se realizan, en particular, usando las configuraciones resonantes ópticas con un medio dispersivo y están basadas en el siguiente efecto. Es bien conocido (Saleh y Teich, 1991), que una resonancia de Fabry – Perot se alcanza cuando la longitud de un paso redondo de luz en la cavidad (L) tiene un cierto número N (muy grande, de hecho) de longitudes de onda de luz en el material, cual llena la cavidad ($\lambda/n = 2\pi c/n\omega$):

$$N = \frac{L}{\frac{\lambda}{n}} = \left(\frac{L}{2\pi c}\right) n\omega. \quad (15)$$

De aquí, se evalúa la diferencia en dos frecuencias de resonancia vecinos para cuales $\Delta N = 1$:

$$\Delta N = 1 = \left(\frac{L}{2\pi c}\right) \left(\frac{\partial n}{\partial \omega} \omega + n\right) \Delta \omega = \left(\frac{L}{2\pi c}\right) n_g \Delta \omega. \quad (16)$$

Entonces, en la cavidad con el medio dispersivo dentro la distancia entre las frecuencias de resonancia se cambia por (Salit 2007):

$$\left(\frac{L}{2\pi c}\right) n_{gr} \Delta \omega = \frac{2\pi c}{Ln_g}. \quad (17)$$

Se puede notar que es la misma fórmula como en el caso de cavidad sin un medio dispersivo (ver Saleh y Teich 1991) pero en lugar de índice de refracción normal aparece el índice de refracción grupal (Eq.14). Entonces, en la cavidad con el material dispersivo de luz lenta ($n_g \gg n$) la distancia entre las frecuencias de resonancia Fabry – Perot es mucho mayor y con la de luz rápida ($n_g \ll n$) mucho menor que en la cavidad Fabry – Perot convencional de misma longitud L .

2.5. Configuración resonante con un medio dispersivo

En el pasado, se han desarrollado diversos trabajos sobre la fabricación de dispositivos resonantes en fibra óptica monomodo (Chang, 2006 y Heebner, 2004). En donde se tienen arreglos en forma de lazo cerrado y se pueden utilizar como cavidades resonantes de tipo Fabry Perot con bajas pérdidas y alta fineza en los picos de transmitancia o reflectancia. Un diagrama de esta configuración se puede ver en la figura 17, en donde se tiene la retroalimentación de un acoplador direccional de fibra óptica, junto con la respuesta que

se obtiene a la salida, la cual es similar a una cavidad de tipo Fabry Perot que depende de diversos parámetros como la frecuencia óptica y que se cumplan las condiciones de resonancia.

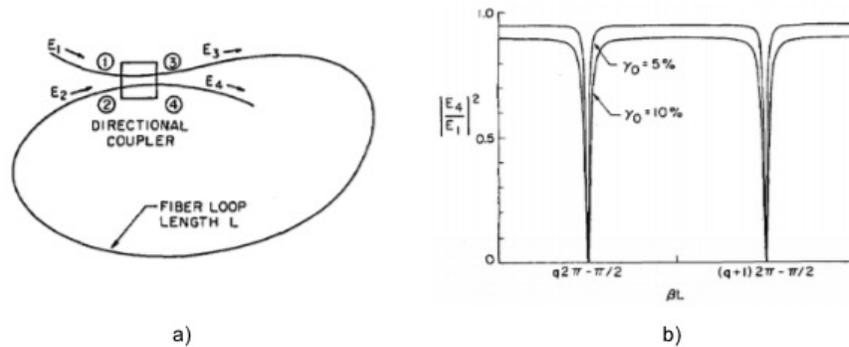


Figura 17. a) Configuración de resonador en fibra óptica y b) respuesta de dicho resonador (Stokes, 1982).

En el presente trabajo de tesis, se realizó un arreglo de fibra óptica, en donde agrega un modulador de fase dentro del lazo para introducir una modulación de fase de tipo triangular y poder ver la respuesta similar a una cavidad de tipo Fabry Perot convencional. Al igual que se pudo observar la excitación de modos de polarización, los cuales pueden o no cumplir con las características de resonancia dentro de la cavidad controlando la polarización de la luz (Stokes, 1982).

Con lo anterior, se pueden obtener diversos resultados en cuanto a la fineza de los picos resonantes, con la variación de la frecuencia de la señal en el modulador de fase. Sin embargo, un parámetro importante es controlar las pérdidas dentro del lazo (Tomita, 2011), las cuales darán distintas respuestas en el resonador (*overcoupling*, *undercoupling* y *couplig*). En caso de acoplamiento ideal, el coeficiente de transmitancia t de lazo de la cavidad se debe igualar al coeficiente de acoplamiento r de la onda incidente con la cavidad. En este caso particular, la potencia de salida de la configuración es igual a cero en resonancia.

También se ha estudiado la propagación de pulsos a través del resonador y analizado si se trata de propagación lenta/rápida con un medio con ganancia dentro del resonador. Sin embargo, se han utilizado diferentes materiales, principalmente cristales fotorrefractivos, los cuales presentan diversos problemas como un bajo ancho de banda.

Por último, se ha estudiado esta configuración resonante con un medio con absorción saturable, en este caso una FDE (Shlyagina, 2014) – ver figura 18. En donde se analizan los principales parámetros de la

cavidad resonante y la propagación de pulsos para ver si se trata de luz lenta/rápida. Sin embargo, en este trabajo se utilizó la fibra dopada con erbio, la cual muestra los cambios de absorción fotonducidos para longitud de onda 1550 nm usada. Tampoco se investigaron los efectos MDO en esta configuración.

Para el desarrollo de este trabajo, se pretende introducir un material altamente dispersivo dentro de la cavidad resonante. En este caso una FDY, formando una rejilla dinámica para poder analizar sus principales características (figura 15). Ya que son materiales prometedores para el estudio de propagación de pulsos con luz lenta/rápida, al igual que se pueden conseguir resultados interesantes en el diseño de sensores interferómetros y sistemas resonantes (Salit, 2007).

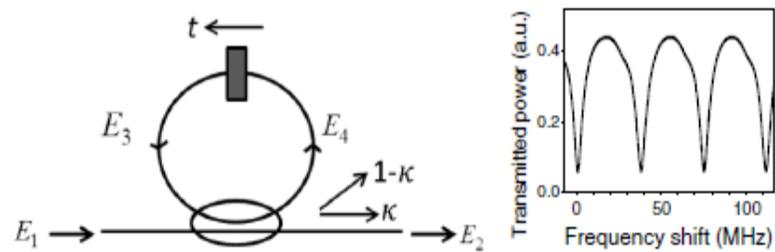


Figura 18. Cavidad resonante de fibra óptica con un medio dispersivo y la respuesta típica dependiendo de la frecuencia (Shlyagina, 2014).

Capítulo 3. Equipo, material y sistemas experimentales

Para el desarrollo experimental de este trabajo, se utilizaron diversos equipos y componentes tanto electrónicos como ópticos. En el primer caso, se trata principalmente de equipo para la adquisición de la señales y datos que nos permiten analizar el comportamiento de la luz en el sistema. Por otro lado, el equipo y los componentes ópticos se encargan de proporcionar la radiación láser, como los medios por los cuales se guiará dicha luz. En este capítulo se muestra una breve descripción de las principales características de los equipos y componentes tanto electrónicos como ópticos que se utilizaron en nuestros diferentes arreglos experimentales.

3.1. Equipo electrónico

En esta sección se describen los componentes electrónicos utilizados para la adquisición y el análisis de las señales resultantes. Cada componente tiene ciertas características, las cuales se destacan a continuación.

3.1.1. Fotodetectores

La manera en la que se puede cuantificar la potencia óptica es por medio de un transductor, en este caso un fotodetector, que permite transformar la energía luminosa en una corriente eléctrica, la cual se puede medir de manera sencilla con la ayuda de otros instrumentos electrónicos.

Se utilizaron los fotodetectores de alta velocidad DET410 y DET10C, de la compañía Thorlabs. Se trata de fotodiodos PIN de InGaAs, con una respuesta espectral de 700 – 1800 nm, tiempo de respuesta de 10 ns, corriente de oscuridad de 25 nA y tienen un adaptador frontal para conectar una fibra óptica con terminación de conectores FC/APC.

La curva de responsividad de dichos fotodetectores se muestra en la figura 19, junto con el circuito interno del mismo. Para el caso de la longitud de onda de 1064 nm, se tiene una responsividad aproximada de $\mathfrak{R}(1064) \approx 0.72 \text{ A/W}$. La respuesta del fotodetector en voltaje V_0 para una cierta potencia óptica P_{opt} se determina por medio de:

$$V_0 = P_{opt} * \mathfrak{R}(\lambda) * R_L \quad (18)$$

En donde R_L es la resistencia de carga, V_0 es el voltaje medido a través de R_L y $\mathfrak{R}(\lambda)$ la responsividad del detector.

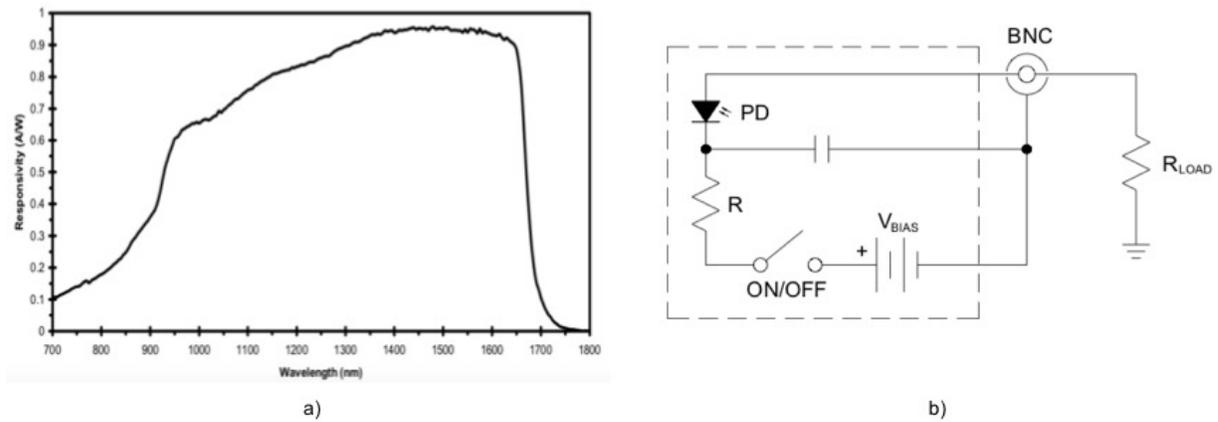


Figura 19. a) Curva de responsividad del fotodetector DET10 y b) circuito interno del mismo fotodetector

3.1.2. Osciloscopio

Para poder analizar y visualizar las señales resultantes por parte de los detectores, se utilizó el osciloscopio Tektronix TDS3012B. Las principales características de este modelo de osciloscopio son: ancho de banda de 100 MHz, muestreo con una velocidad de 1.25 GS/s, impedancia de entrada variable de 50 Ω o 1 M Ω , sensibilidad máxima de 1 mV/div y dos canales de entrada. Los datos se pueden obtener por medio de una interfaz Ethernet para su procesamiento por medio de software.

3.1.3. Generador de funciones

Tener una señal de modulación y/o de referencia a cierta frecuencia determinada, es importante para la respuesta obtenida en diversas configuraciones experimentales. En este sentido, se tiene un instrumento muy útil que es el generador de funciones, capaz de generar señales analógicas de diferentes formas (sinusoidal, rectangular, triangular, etc.) con variación en amplitud, frecuencia, voltaje de DC (offset) entre otras características.

Para este trabajo, se utilizó el generador de funciones Tektronix AFG3021. Las principales características de este equipo son: amplitud de 10 mV_{pp} – 10 V_{pp}, resolución espectral de 1 μ Hz, impedancia de salida de 50 Ω , frecuencias de salida de 1 MHz – 25 MHz y señales de salida de forma sinusoidal, triangular, cuadrada, gaussiana, ruido, etc.

3.1.4. Amplificador Lock – in

El amplificador lock – in es un dispositivo que permite detectar y cuantificar señales en AC con amplitudes muy bajas (en el orden de nV). Esto lo logra a partir de un detector sensible de fase, que permite medir la señal que se tiene a una frecuencia de referencia, junto con ciertos amplificadores y filtros. Con esto se pueden detectar señales periódicas informativas que se encuentran inmersas en el ruido y en presencia de otras señales de mayor amplitud.

Se utilizaron dos modelos de lock – in: SR510 (analógico) y SR850 DSP (digital), de la marca Stanford Research Systems. El primero se utilizó para mediciones de ruido efectivo por parte del láser a una frecuencia determinada con cierto ancho de banda. El segundo fue más útil para la medición de señales de respuesta con la frecuencia de modulación, en este caso permite medir el primer y segundo armónico.

Las principales características del SR510 son: impedancia de entrada de $100\text{ M}\Omega$, sensibilidad máxima de $100\text{ nV} - 500\text{ nV}$, ruido de entrada de $7\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, dos filtros de línea y tres tipos de amplificadores. Por partes del SR850, sus principales características son: impedancia de entrada de $100\text{ M}\Omega + 25\text{ pF}$, sensibilidad máxima de $2\text{ nV} - 1\text{ V}$, ruido de entrada de $6\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, dos filtros de línea y tres tipos de amplificadores para la frecuencia detectada (mayor a 100 dB).

3.1.5. Analizador de espectros electrónico

Un analizador de espectros electrónico es un dispositivo que nos permite analizar la respuesta en frecuencia de una señal eléctrica, esto es posible por medio de la transformada de Fourier rápida (FFT) en un muestreo temporal. En el desarrollo de este trabajo, se utilizó el Analizador de espectros SR770 de la marca Stanford Research Systems, para el análisis de la respuesta en frecuencia en la medición de ruido en el sistema. Las principales características de este dispositivo son: impedancia de entrada de $1\text{ M}\Omega$, resolución span/400, span 192 mHz – 100 kHz, ancho de banda de 100 kHz, entre otras.

Por otro lado, también se utilizó un analizador de espectros óptico, el cual nos permite analizar la potencia óptica que se tiene dependiendo de la longitud de onda, en particular el espectro de fluorescencia. Se utilizó el Analizador HP 70951^a de la marca Hewlett Packard y sus principales características son las siguientes: entrada y salida con conectores de fibra óptica FC/PC, intervalo de longitudes de onda de 600 nm – 1700 nm, resolución espectral máxima de 0.1 nm y sensibilidad de -90 dBm.

3.2. Láser

La fuente luminosa utilizada para los diferentes arreglos experimentales desarrollados en este trabajo, fue un láser de estado sólido Nd:YAG de onda continua con longitud de onda de operación de 1064 nm . Se trata del láser Crystalaser CL 1064 – 300 – SO con salida a fibra óptica monomodo, junto con su fuente de alimentación, el cual se muestra en la figura 20.



Figura 20. Láser de Nd:YAG de 1064 nm con su fuente de alimentación

Las principales características de este láser, se muestran en la tabla 1.

Tabla 1. Características del láser Nd:YAG Crystalaser CL-1064-300-SO

| Láser Nd:YAG | |
|--------------------------------------|--|
| Longitud de onda de operación | 1064 nm |
| Modo transversal | $\text{TEM}_{00}, M^2 < 1.1$ |
| Longitud de coherencia | $> 300\text{ m}$ |
| Ancho de línea | $< 10^{-5}\text{ nm}$ |
| Potencia de salida | 300 mW |
| Ruido de salida (rms) | $< 0.5\% (10\text{ Hz} - 20\text{ MHz})$ |

La caracterización de este láser es importante, ya que se trata de la fuente luminosa en el sistema interferométrico, supuestamente de muy alta resolución. Así que uno de los principales parámetros que se deben obtener es el ruido de dicho láser.

En general, el ruido que se tiene por parte de un láser, es el ruido de amplitud (de intensidad) que se debe a fluctuaciones aleatorias de la intensidad de salida del láser y el de fase que se debe a fluctuaciones aleatorias de la fase o frecuencia de la señal generada. En el caso de este tipo de láser (de estado sólido), se puede decir que es muy estable en cuanto a fluctuaciones de fase/frecuencia en comparación con los láseres fabricados con semiconductores. Por consiguiente, se espera que este láser tenga un ruido dominante de amplitud.

Para las mediciones del ruido de intensidad del láser, se utilizó el lock – in analógico, por medio del arreglo mostrado en la figura 21. En donde, se tiene al láser acoplado a una fibra óptica monomodo, un aislador óptico para evitar daños al laser debido a reflexiones espurias, un atenuador variable, y un acoplador con una razón de división baja que nos permite monitorear la potencia óptica en el arreglo. Además, de que se tiene un divisor 50:50, el cual nos permite tener la misma potencia en ambos detectores (PD1 y PD2).

A dicha configuración se le denomina detección balanceada simple. Si las dos señales de salida (A y B) se restan, se puede suponer que los ruidos de intensidad del láser están sincronizados en dos canales y dicha resta puede eliminarlos casi por completo. Al contrario, al tener dos ruidos no sincronizados, en particular el ruido fotónico, se quedan. Esta configuración funciona para minimizar el ruido de intensidad del láser y bajarlo hasta el nivel de ruido fotónico (ruido cuántico).

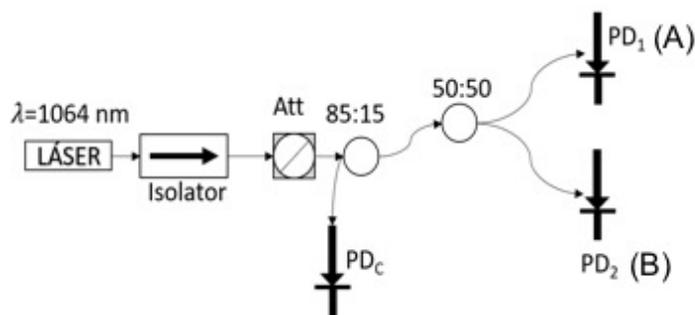


Figura 21. Arreglo para la medición de ruido del láser de Nd:YAG con longitud de onda de 1064 nm

Es importante mencionar que existen otros tipos de ruido que se pueden sumar al que se tiene por parte del láser. Como son el ruido de Johnson – Nyquist (o ruido térmico), ruido de oscuridad por parte de los fotodetectores y el ruido por los instrumentos de medición, en este caso el ruido de entrada del lock – in.

En nuestro caso, este último ruido es $\sim 9nV/\sqrt{Hz}$. Como se puede notar a continuación, este tipo de ruido se puede despreciar en estas mediciones.

El lock – in que se utilizó, ofrece una medición de ruido efectivo a una cierta frecuencia con cierto ancho de banda. En este caso, a una frecuencia de 1 kHz y con un ancho de banda de 1 Hz. Además, este dispositivo tiene dos entradas (A y B) y nos permite hacer una resta de dos señales de ruido para obtener un valor absoluto y en cierta manera disminuir ruido final.

En la figura 22, se muestran los resultados obtenidos para la medición del ruido en esta configuración. En donde se tiene la señal en los detectores A (o B) en puntos cuadrados. Mientras que en los puntos circulares se tiene la medición de la resta de dichas señales. Cabe mencionar, que en estas mediciones se tomaron medidas especiales como ajustar la misma potencia en ambos detectores, para minimizar la diferencia en las señales de DC detectadas en ambos canales (A y B).

En la misma gráfica, en color azul se muestra el ajuste a una dependencia lineal, la cual se espera para el ruido de intensidad (este ruido crece linealmente con la potencia detectada). Por otro lado, la línea roja indica el valor teórico para el ruido de disparo o ruido fotónico (Saleh y Teich, 2002), que tiene un crecimiento como raíz cuadrada dado por la expresión (Hecht, 2002)

$$U_{fot} = R_c \sqrt{2q\Delta f I}. \quad (19)$$

En donde q es la carga del electrón, I es la corriente DC total a través de los fotodetectores, Δf el ancho de banda (= 1Hz) y R_c es la resistencia de carga en fotodetectores ($\sim 1 k\Omega$ en esta medición).

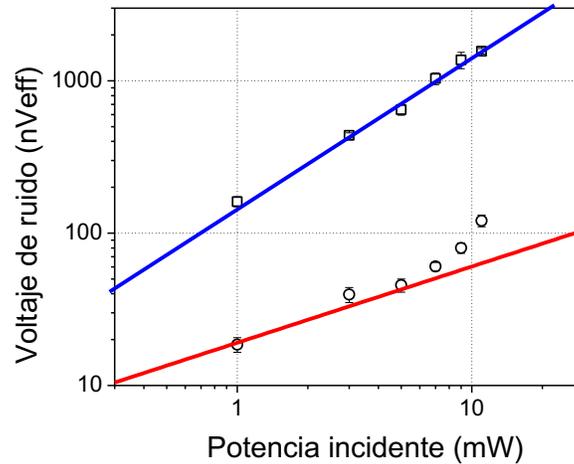


Figura 22. En forma de cuadros, el ruido efectivo en función de la potencia total detectada para las señales en A o B y en forma de círculos, el ruido en el modo A-B. Línea azul representa la dependencia lineal y la línea roja la dependencia teórica del ruido fotónico.

Las mediciones mostradas anteriormente son importantes, ya que muestran que el ruido del láser determinado por medio del método de detección balanceada se puede reducir en casi un orden magnitud hasta el valor dado por el ruido fotónico. Para los sistemas interferométricos, en los cuales no se utiliza a la luz en un estado clásico (comprimido) este ruido indica teóricamente el límite o la resolución teórica máxima posible en un sistema de medición y, en particular, en el sensor desarrollado en este trabajo.

3.3.Elementos de fibra óptica

En esta sección se presentan las características de la fibra monomodo HI1060, fibra utilizada por los elementos de fibra óptica necesarios para conformar nuestros diferentes arreglos ópticos utilizados en el presente trabajo de tesis, como son, acopladores direccionales de diferente razón de división, controladores de polarización, cables convertidores FC/PC a FC/APC, atenuadores, aisladores, circuladores, etc.

3.3.1. Fibra óptica monomodo HI 1060

La fibra óptica utilizada para el desarrollo experimental, en general fue la fibra óptica HI 1060 del fabricante Corning. La cual es ideal para el láser utilizado en una longitud de onda de 1064 nm , donde funciona como

fibra monomodo. Las principales características de esta fibra se muestran en la tabla 2.

Tabla 2. Características de la fibra óptica HI 1060

| Fibra óptica HI 1060 Corning | |
|--------------------------------------|--|
| Longitud de onda de operación | $> 980 \text{ nm}$ |
| Atenuación máxima | $1.5 \text{ dB/km @ } 1060 \text{ nm}$ |
| Diámetro modal | $6.2 \pm 0.3 \mu\text{m}$ |
| Diámetro del núcleo | $5.3 \mu\text{m}$ |
| Diámetro del cladding | $125 \pm 0.5 \mu\text{m}$ |
| Apertura numérica | 0.14 |

3.3.2. Modulador de fase electro óptico

Un modulador electro – óptico es un dispositivo que nos permite generar una variación en el índice de refracción a partir de la aplicación de un campo eléctrico (voltaje). Dichos moduladores electro – ópticos pueden ser de amplitud, fase y/o polarización.

Para el desarrollo de este trabajo, se utilizó un modulador de fase del fabricante EOSPACE, modelo PM-OK5-10-PFU-106 de niobato de litio, con salida/entrada de fibras birrefringentes que permiten mantener la polarización y terminación en conectores de fibra FC/PC. Una de las desventajas principales de este tipo de dispositivos, de muy alta frecuencia ($\sim 1 \text{ GHz}$) es que presentan una alta absorción (hasta 70%) aun cuando son fabricados para cierta longitud de onda de operación.

También se utilizó un modulador de fase por alargamiento de fibra del fabricante Optiphase, modelo PZ1, que consiste en un piezoeléctrico interno que aplica un esfuerzo mecánico a la fibra, dependiendo del voltaje o señal a introducir. Las principales características de este dispositivo son para una longitud de onda de operación de $950 - 1200 \text{ nm}$, una longitud de 12.3 m y empalmado con terminales FC/APC.

3.3.3. Otros dispositivos de fibra óptica

Existen diversos componentes ópticos basados en fibra óptica, los cuales facilitan el diseño de arreglos ópticos complejos y poder tener configuraciones completamente en fibra óptica.

Uno de estos dispositivos son los acopladores ópticos, se trata de un dispositivo pasivo que permite la distribución y combinación de la potencia óptica, es decir, cumplen la función de dividir (juntar) el haz luminoso en diferentes caminos ópticos. El principio de funcionamiento de este dispositivo es por medio de acoplamiento de la onda evanescente (Saleh y Teich, 2004) en la propagación de la luz a lo largo de la fibra.

Se utilizaron acopladores de la marca Australian Fibre Works (AFW Technologies) y Fiber Instruments Sales (FIS), con diferentes razones de división: 50:50, 70:30, 75:25, 80:20 y 90:10, con terminaciones de conectores FC/APC, los cuales se utilizaron para el desarrollo del sensor, interferométrico o el control de la potencia incidente al arreglo.

Otro dispositivo que se utilizó fue un circulador, el cual tiene un funcionamiento similar al de un aislador óptico, es decir, que permite a la luz viajar en una sola dirección. En este caso se tiene tres puertos los cuales solo tienen continuidad entre las terminales 1 – 2 y 2 – 3. Esta función es muy útil para aplicaciones en telecomunicaciones, en este caso se utiliza para seleccionar y detectar en una forma independiente una señal reflejada en el arreglo principal. En el desarrollo de este trabajo, se utilizó el circulador del fabricante Thorlabs, modelo CIR 1064 – APC.

El láser de Nd:YAG utilizado ofrece una potencia constante, así que para controlar la potencia que incide a los diferentes arreglos utilizados, se utilizó un atenuador variable. Su principio de funcionamiento es a través de bloqueo/desbloqueo del haz mediante un tornillo ajustable y de esta manera se controla la potencia óptica transmitida.

En las configuraciones experimentales también se utilizaron controladores de polarización del fabricante Thorlabs, modelo FPC560 con fibra monomodo HI 1060 antes mencionada. El cual funciona por medio de estrés mecánico en la fibra, el cual induce birrefringencia y nos permite ajustar la polarización que se propaga en la fibra óptica.

3.3.4. Conectores y empalmes

En este trabajo se tuvo mucho cuidado con ciertos factores que afectan las mediciones y se distinguen por

generar pérdidas de potencia y/o reflexiones de luz dentro de la configuración, los cuales resultan en el crecimiento de ruido en el sistema. En este sentido, se trata de disminuir este tipo de factores, en el caso de aplicaciones en fibra óptica se utilizan diversos conectores y empalmes de fibra óptica.

El conexionado entre los diferentes elementos de fibra óptica fue realizado mediante la utilización de conectores de tipo FC/PC y FC/APC. En el primer caso, se tiene una terminación plana entre las férulas las cuales presentan reflexiones espurias. En el caso de conectores APC, tienen una terminación angular a 8° entre las férulas, las cuales evitan reflexiones de Fresnel de interface. Para ambos casos, se utilizó gel acoplador para disminuir el cambio de índice de refracción en el espacio entre conectores. Otra forma en la que se pueden disminuir pérdidas o reflexiones espurias es por medio de un empalme entre dispositivos, que consiste en la fusión de dos fibras ópticas por medio de un arco eléctrico y de esta manera evitar el uso de conectores. Se utilizó la empalmadora modelo FSM – 30S del fabricante Fujikura.

3.4. Muestra de fibra dopada con iterbio

En el desarrollo de este trabajo, se utilizó la fibra dopada con iterbio (FDY) YB 1200 – 4/125 de la marca Liekki nLIGHT, sus principales características se muestran en la tabla 3.

Tabla 3. Características de la fibra óptica Liekki Yb – 1200 – 4/125

| Fibra óptica Liekki Yb – 1200 – 4/125 | |
|--|---|
| Dopante | Iterbio |
| Longitud de la fibra | 1.77 m |
| Longitud de onda de corte | $1010 \pm 70 \text{ nm}$ |
| Apertura numérica | 0.2 |
| Diámetro modal | $4.4 \pm 0.8 \mu\text{m} @ 1060 \text{ nm}$ |
| Pico de absorción | $1200 \text{ dB/m} @ 976 \text{ nm}$ |
| Diámetro de cladding | $125 \pm 2 \mu\text{m}$ |

Los parámetros más importantes que se deben obtener de la FDY y que son parámetros clave para los experimentos a realizar, son la densidad óptica (o absorbancia) no saturable ($\alpha_0 L$) y la potencia de saturación (P_{sat}) para la longitud de onda de operación de 1064 nm .

La densidad óptica no saturable se refiere a la absorción que se tiene por parte de la FDY a muy bajas potencias, es decir, con muy baja excitación de los iones de iterbio al nivel metaestable. En este caso la medición de este parámetro se hizo con la ayuda del analizador de espectros óptico que tiene una fuente de luz blanca a bajas potencias y nos permite obtener el espectro de salida. El resultado obtenido se muestra en la figura 23. En donde se tiene que para una longitud de onda de 1064 nm , la densidad óptica no saturable $\alpha_0 L \approx 1$.

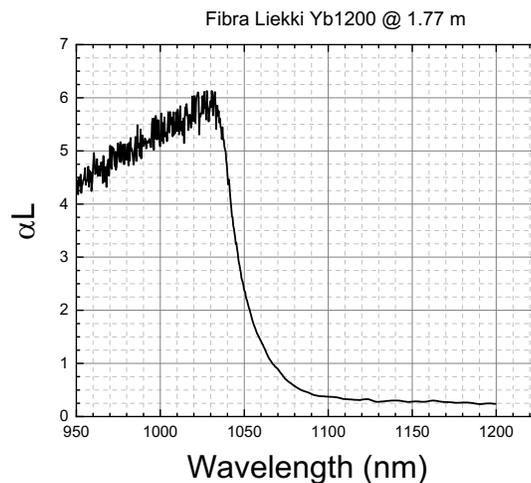


Figura 23. Densidad óptica no saturable como función de la longitud de onda.

La potencia de saturación se define como una potencia de luz incidente, para la cual la población parcial del nivel metaestable, reduce la absorbancia inicial dos veces (Siegman, 1986). Se puede obtener de diversas formas una de ellas, por ejemplo, es por medio de la fluorescencia transversal en donde se pueden obtener también los tiempos de relajación espontánea τ_0 o la excitación de los iones activos (Stepanov, 2006).

Sin embargo, la potencia de saturación también se puede obtener por medio de la medición de la transmitancia no lineal de la FDY. El arreglo experimental para esta medición se muestra en la figura 24, en donde se tiene un atenuador variable (Att.) que nos permite ajustar la potencia por parte del láser hacia un acoplador, de razón de división 85:15, donde se puede monitorear la potencia incidente a la FDY,

finalmente se coloca un acoplador, de razón de división 80:20, para disminuir la potencia detectada y evitar la saturación del detector PD_2 .

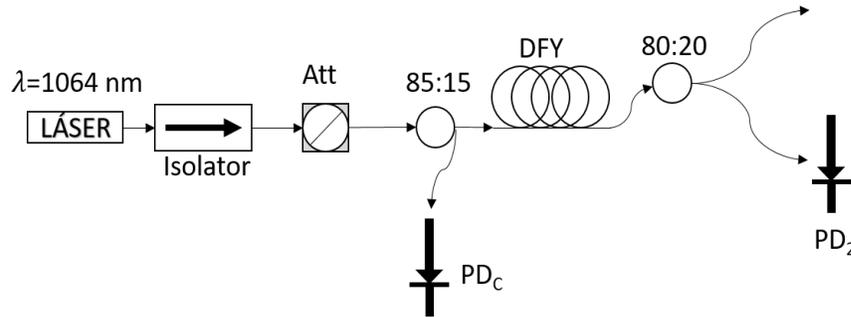


Figura 24. Arreglo para la medición de la transmitancia no lineal de la FDY, donde PD_c permite controlar la potencia óptica incidente.

De esta manera, se puede ajustar la dependencia de la potencia transmitida por medio de la expresión:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = e^{-\alpha L} \approx e^{-\frac{\alpha_0 L}{1+P/P_{sat}}} \quad (20)$$

En esta ecuación se acepta que la absorción es bastante modesta y la potencia incidente es constante a través de la fibra. Para eliminar la influencia de los empalmes de fibra convencional con FDY y las pérdidas por conectores en nuestros datos experimentales analizamos la transmitancia en ambas direcciones para descartar pérdidas por conectores y que se pueda considerar a la FDY como bidireccional. Los resultados de estas mediciones se muestran en la figura 25.

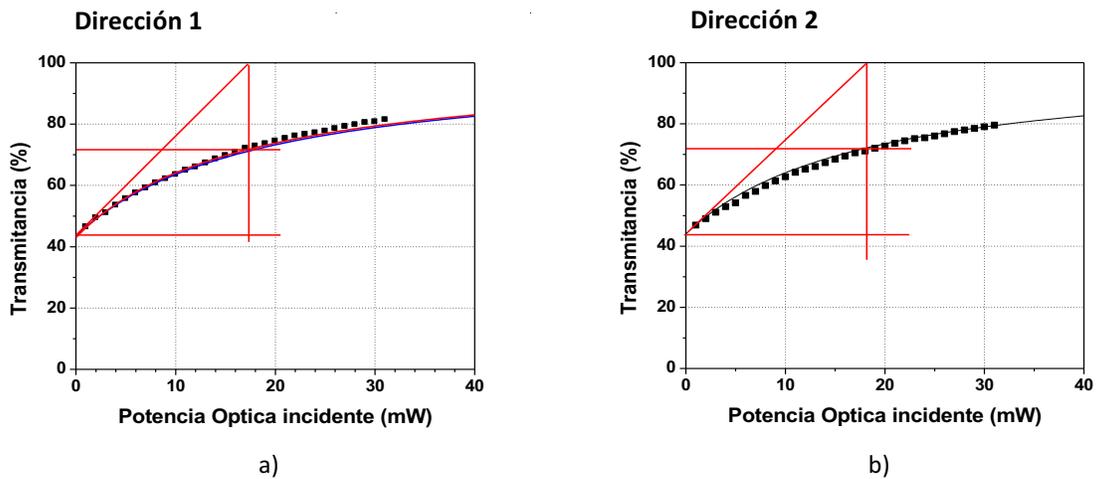


Figura 25. Transmitancia no lineal de la FDY en ambas direcciones a) y b)

Realizando el ajuste experimental de los datos mostrados en la figura 25 utilizando la ecuación (20), se pudo determinar que la potencia de saturación $P_{sat} = 12 \text{ mW}$. También se puede concluir que los empalmes de FDY con fibra convencional son bastante buenas o no influyen significativamente en la propagación de la luz a través de la muestra de FDY. De la aproximación utilizada, también se puede obtener la absorbancia inicial de la muestra es alrededor de 0.87.

Otra técnica con la que se puede evaluar la potencia de saturación, es por medio del crecimiento de la fluorescencia en función de la potencia en la FDY. La configuración es similar a la de la figura 24, solo que se coloca el analizador de espectros óptico en lugar del fotodetector. En la figura 26 se muestra el espectro de salida de la FDY, junto con la amplitud de fluorescencia en función de la potencia incidente.

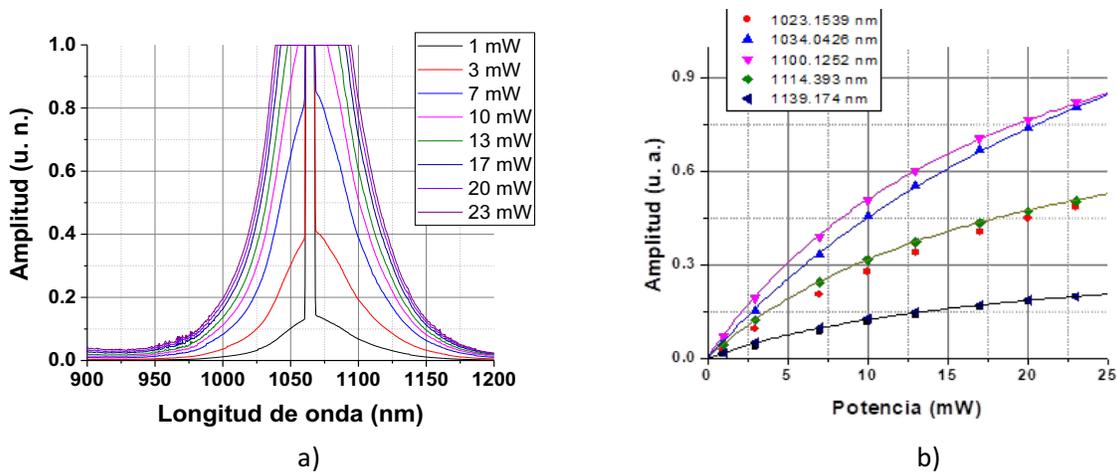


Figura 26. a) Espectro de salida en la FDY y b) intensidad de fluorescencia en función de la potencia incidente en la FDY.

Las dependencias experimentales de intensidad de fluorescencia P_{fl} en este experimento se ajustan con la ecuación

$$P_{fl} = P_{fl,sat} * \frac{P/P_{sat}}{1 + P/P_{sat}}. \quad (21)$$

Donde $P_{fl,sat}$ es la intensidad de fluorescencia en el estado de una saturación completa ($P \gg P_{sat}$). Por consiguiente, la potencia de saturación que se obtuvo a partir de la intensidad de fluorescencia para longitudes de onda alrededor de 1064 nm se encuentra $\sim 20 \text{ mW}$. Se puede notar que este valor está en una concordancia razonable con el valor obtenido por la técnica de medición de la transmitancia no-lineal.

Capítulo 4. Resultados sobre la investigación del sensor interferométrico adaptativo

En este capítulo se presentan los principales resultados obtenidos en el desarrollo experimental de un sensor interferométrico adaptativo de lazo cerrado de tipo Sagnac basado en una rejilla dinámica en fibra dopada con iterbio, con sus parámetros principales como el tipo de respuesta para modulación rectangular y senoidal, su linealidad, valor absoluto etc. Además de agregar unas mediciones de ruido óptico de la configuración y métodos para su disminución, lo que también nos permite evaluar la resolución máxima (o una modulación de fase mínima detectable) del sensor.

4.1. Configuración del sensor adaptativo de tipo Sagnac

Para el diseño del sensor, se utiliza un arreglo interferométrico de tipo Sagnac, este se muestra en la figura 27. Esta configuración ya se utilizó antes en investigaciones similares de sensores adaptativos basados en rejillas dinámicas con FDE a longitudes de onda comprendidas entre $1490 - 1550 \text{ nm}$ (López, 2013 y Stepanov, 2016). En este arreglo se tiene un acoplador direccional con una razón de división $r:(1-r)$, con una potencia óptica incidente de intensidad I en la terminal 1, que pasa a través de un lazo cerrado por los puertos 3 y 4.

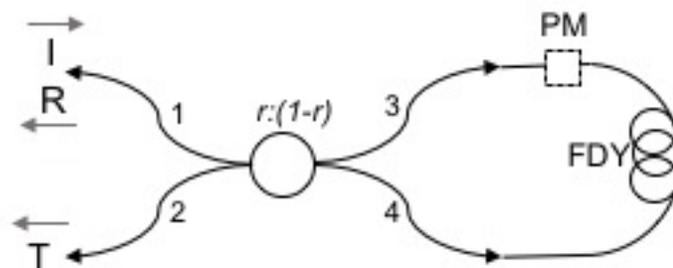


Figura 27. Interferómetro adaptativo de tipo Sagnac.

En la configuración convencional del interferómetro de Sagnac, es decir, sin FDY, sin el modulador y sin la rejilla dinámica formada en la FDY, ocurre interferencia dentro de lazo cerrado y un desfase de $\pi/2$ después del acoplador de entrada entre las ondas. Por consiguiente, después de propagarse, afuera de la

configuración, se tienen dos ondas resultantes. Una señal transmitida T en el puerto 2 y una señal reflejada R en el puerto 1. Las expresiones para los coeficientes de reflexión y transmisión R y T en términos de la razón de división del acoplador r son (Mortimore, 1988 y López, 2013):

$$R = \left| 2\sqrt{r}\sqrt{1-r} \right|^2 = 4r(1-r), \quad (22)$$

$$T = 1 - R = 1 - 4r(1-r) = (2r - 1)^2. \quad (23)$$

En la figura 28 se muestran las gráficas de las expresiones anteriores, en donde se puede destacar que para una razón de división 50:50, la señal R es máxima y la señal en $T = 0$. Mientras que para una razón de división 85:15, las señales en R y T son de la misma intensidad.

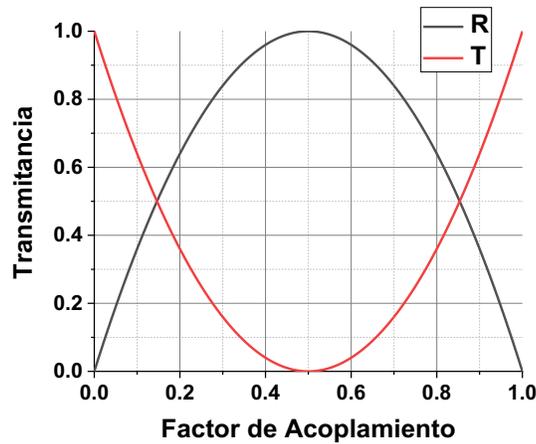


Figura 28. Dependencias teóricas de coeficientes de la transmitancia T y de la reflectancia R de la razón de división de acoplador en el interferómetro Sagnac.

Al introducir la FDY dentro del interferómetro de Sagnac, se genera una absorción de ambas ondas dentro de lazo cerrado, que resulta solo en la atenuación proporcional de ellas en la salida de Sagnac. Otro fenómeno, probablemente de mayor importancia, es el fenómeno de mezclado de dos ondas (MDO) que se explicó en la Sección 2.3. Es decir, las ondas que se propagan en las direcciones opuestas, con la misma polarización, a través de los puertos 3 y 4, interfieren en un medio con absorción saturable (FDY), formando una rejilla dinámica de Bragg. En este caso el fenómeno de auto difracción, por parte del MDO, genera dos ondas adicionales dentro del lazo cerrado que también participan en la formación de la señal reflejada (en el puerto 1) y la señal transmitida (en el puerto 2).

Como se mencionó en la sección 2.3, la rejilla dinámica formada puede ser de tipo de fase o de amplitud. Una forma de caracterizar dicha respuesta es mediante un modulador de fase electro óptico dentro del

lazo cerrado, el cual nos genera una diferencia de fase en el lazo cerrado. A su vez, esto se refleja en una variación de amplitud/intensidad en la salida del interferómetro, la cual podemos medir por medio de fotodetectores en la señal reflejada (R) y señal transmitida (T). El funcionamiento de este interferómetro está analizado en (López, 2013).

Al colocar un circulador dentro del lazo cerrado, se puede transformar el interferómetro Sagnac en un interferómetro sin lazo cerrado, el cual nos permite analizar de mejor manera la respuesta de la rejilla dinámica formada junto con sus principales características: el arreglo utilizado se muestra en la figura 29, en donde se utiliza el láser de Nd:YAG a una longitud de onda de 1064 nm , con su respectivo aislador para minimizar reflexiones parásitas por parte del arreglo. Hay un atenuador variable junto con un acoplador 90:10 que permite controlar la potencia incidente hacia el arreglo y a su vez monitorearla por medio del fotodetector PD_C .

El acoplador de entrada 70:30 en sus salidas genera dos ondas que forman un patrón de interferencia dentro de la FDY. A su vez, esta razón permite tener la misma potencia incidente en ambas direcciones de la FDY, esto debido a las pérdidas por parte del modulador de fase (PM) y el circulador. El controlador de polarización CP1 se usa para asegurar la polarización de luz, necesaria para el funcionamiento idóneo del modulador de fase electro – óptico. Además, por medio del controlador de polarización CP2 se asegura tener los mismos estados de polarización y por lo tanto maximizar la interferencia de los haces dentro de la FDY. El perfil de intensidad de una onda de grabado se detecta por medio del fotodiodo PD_1 . La otra onda transmitida de la rejilla en la FDY se detecta en PD_3 .

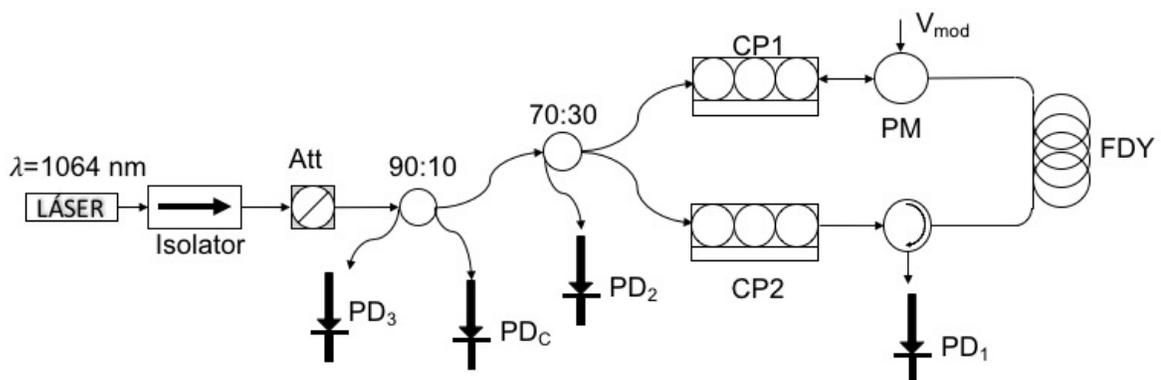


Figura 29. Arreglo experimental para la caracterización de la rejilla dinámica formada en la FDY.

La respuesta de MDO que se observa a la salida del circulador por medio del detector PD_1 en el osciloscopio, se puede ver en la figura 30. Esta respuesta se observa al introducir una señal de modulación

de fase con una forma rectangular a una frecuencia baja (20 Hz). Del trazo presentado, se puede ver que la respuesta es asimétrica y decir que se comporta como un filtro pasa altas.

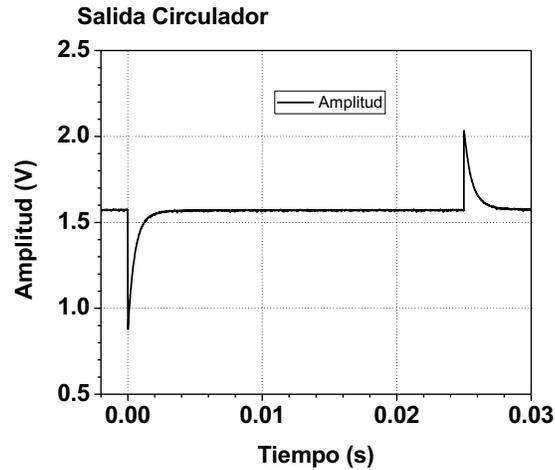


Figura 30. Respuesta observada en el osciloscopio a la salida del circulator PD_1 .

Generalmente la respuesta MDO de una rejilla dinámica es asimétrica, en donde se puede determinar que la rejilla dinámica posee componentes del tipo de fase y/o de amplitud (Stepanov,2007). Para evaluar dichas contribuciones se realiza un procesamiento de datos en donde si la suma de un semiperiodo con su precedente refleja la componente impar o de tipo de fase, mientras que la resta de un semiperiodo con su precedente refleja la componente par o de tipo de amplitud. Dicha descomposición de la señal MDO resultante se puede ver en la figura 31.

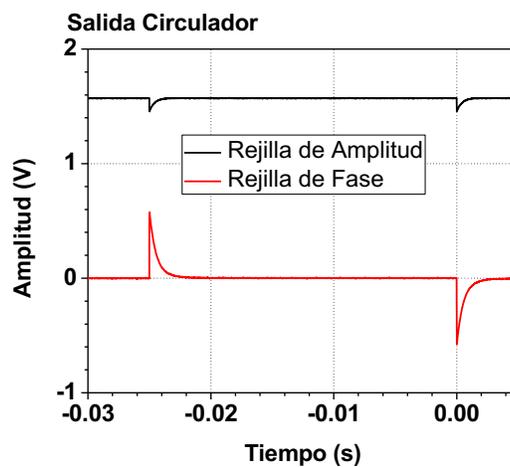


Figura 31. Componentes par e impar de la respuesta MDO obtenida a la salida del circulator.

Además, la primera dependencia, para la caracterización de la rejilla dinámica, es aquella del voltaje de modulación aplicado al modulador de fase. Dicha dependencia se muestra en la figura 32 para una frecuencia de modulación de 20 Hz, y una potencia total de grabado en la FDY de $P = 10.77 \text{ mW}$.

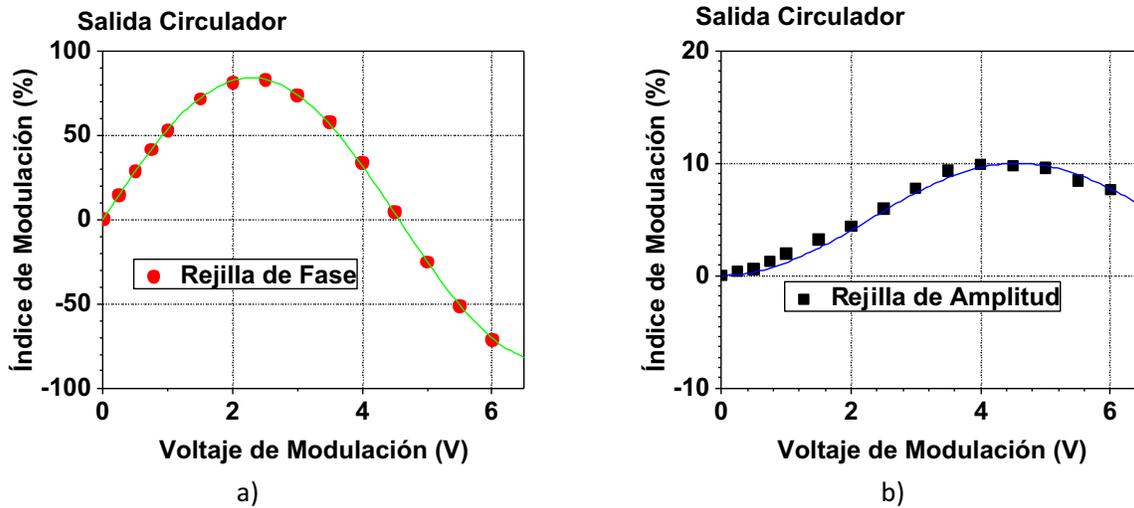


Figura 32. Respuesta de la rejilla dinámica en función del voltaje de modulación a) rejilla de fase, b) rejilla de amplitud.

Los resultados experimentales se aproximan con las siguientes dependencias:

$$\sin\left(\frac{\pi V_{mod}}{V_{\pi}}\right), \quad (24)$$

para la respuesta impar generada por la rejilla dinámica de fase, mientras que para la respuesta par generada por la rejilla dinámica de amplitud la dependencia es de tipo

$$1 - \cos\left(\frac{\pi V_{mod}}{V_{\pi}}\right). \quad (25)$$

A partir de los datos mostrados en la figura 32 y realizando los respectivos ajustes para las dependencias teóricas, se puede determinar que el voltaje a media longitud de onda del modulador electro-óptico de fase es $V_{\pi} = 4.56 V_{pp}$. El último valor es bastante cercano a la misma característica del modulador proporcionada por el proveedor.

Por otro lado, de la figura 32, se pueden relacionar las amplitudes de las rejillas de amplitud y de fase. En el caso de la rejilla de fase, se tiene una profundidad completa de $2 * 80 \sim 160 \%_{pp}$, mientras que para la rejilla de amplitud la profundidad es $\sim 10 \%_{pp}$. Lo cual indica que la rejilla de fase es alrededor de 16 veces más efectiva que la rejilla de amplitud. Este resultado está en concordancia con aquellos obtenidos

anteriormente, para la rejilla dinámica grabada en FDY a una longitud de onda de 1064 nm (Stepanov, 2007).

De la Figura 32, se puede observar que para $V_{mod} = 1 V_{pp}$, se tiene una respuesta lineal para la rejilla de fase, para este voltaje de modulación, se obtuvo la respuesta de la rejilla en función de la potencia óptica total incidente en la FDY, que se muestra en la figura 33. En dicha figura se muestran los resultados experimentales, junto con sus aproximaciones teóricas (Stepanov, 2008) para una potencia de saturación $P_{sat} = 12\text{ mW}$.

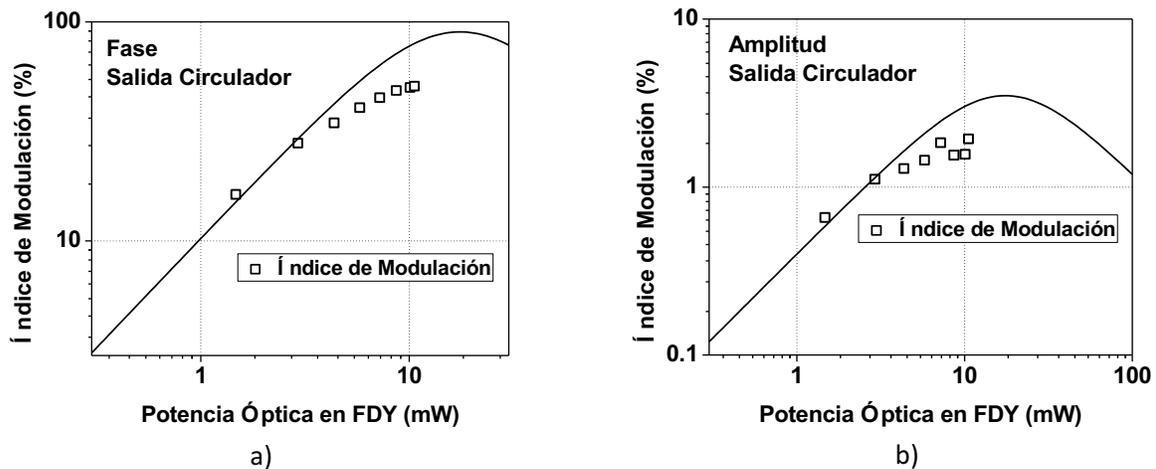


Figura 33. Respuesta de la rejilla dinámica en función de la potencia óptica de la a) rejilla de fase y b) rejilla de amplitud.

De la figura 33, se puede notar una buena aproximación para potencias bajas, donde se observa un crecimiento aproximadamente lineal. Para las potencias mayores existe cierta discrepancia por un factor de 2, por lo menos para la rejilla de amplitud. Las aproximaciones teóricas fueron realizadas para la máxima profundidad de modulación ($V_{mod} = V_{\pi/2}$), por lo cual la profundidad de modulación de MDO por la rejilla de amplitud debe ser de valor $(\alpha_0 L = 0.8) / 2 = 0.2$, mientras que, en realidad, la profundidad de modulación es alrededor de 0.1 – ver la figura 32b.

También de las respuestas de MDO (figura 31) se puede evaluar su tiempo de relajación o el tiempo de formación de la rejilla dinámica. Este tiempo inverso en función de la potencia óptica incidente en la FDY se muestra en la figura 34.

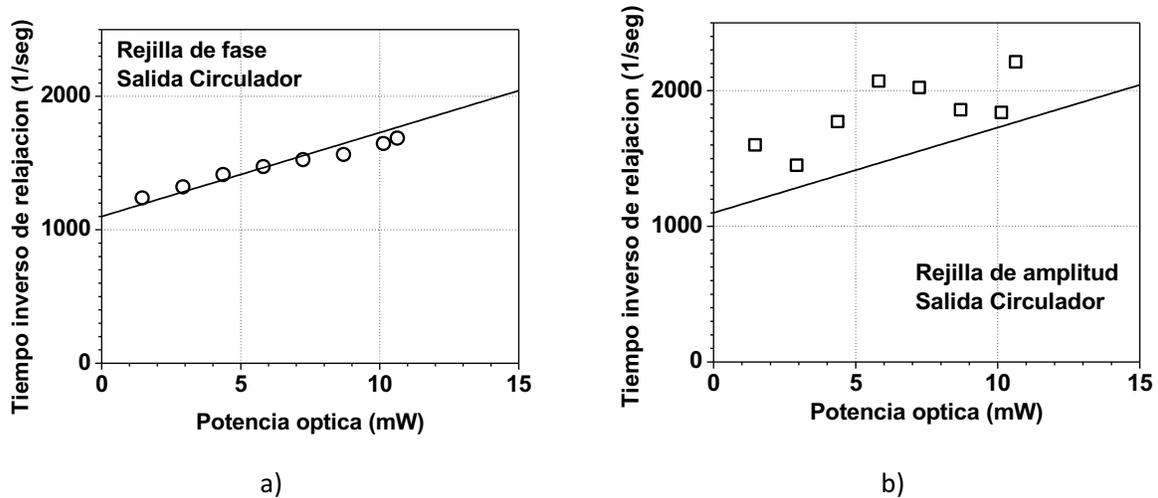


Figura 34. Respuesta del tiempo de formación de la rejilla dinámica en función de la potencia óptica de la a) rejilla de fase y b) rejilla de amplitud.

Este tiempo τ_g se puede obtener por medio de la aproximación del decaimiento exponencial de los picos en que se pueden observar en la figura 31, por medio de la expresión:

$$y = A + e^{\left(\frac{-x}{\tau_g}\right)}. \quad (26)$$

Por consiguiente, se realiza el análisis para ambas rejillas (amplitud y de fase) en función de la potencia. Teóricamente se puede aproximar por medio de la siguiente expresión, donde τ_0 es el tiempo característico de relajación espontánea para un sistema de dos niveles:

$$(\tau_g)^{-1} = (\tau_0)^{-1} \left(1 + \frac{P}{P_{sat}}\right) \quad (27)$$

En donde de igual manera la potencia de saturación $P_{sat} = 12 \text{ mW}$ y $\tau_0 = 0.9 \text{ ms}$. Lo cual concuerda que, a bajas potencias, el tiempo de decaimiento entre el estado excitado hacia el estado basal $\tau_0 \approx 1 \text{ ms}$ en los iones de iterbio en FDY (Digonnet, 2002).

En el caso anterior se utilizó una modulación rectangular para caracterizar la formación de la rejilla y la respuesta de MDO. Sin embargo, la señal sinusoidal puede ofrecer un caso más acertado a una situación real de alguna perturbación externa (vibración, presión, sonido etc.) que detecte el sensor.

Debido a lo anterior, se realizó una caracterización del sensor adaptativo bajo investigación con una señal sinusoidal aplicada al modulador de fase. La forma típica de la respuesta de MDO para este caso se muestra en la figura 35.

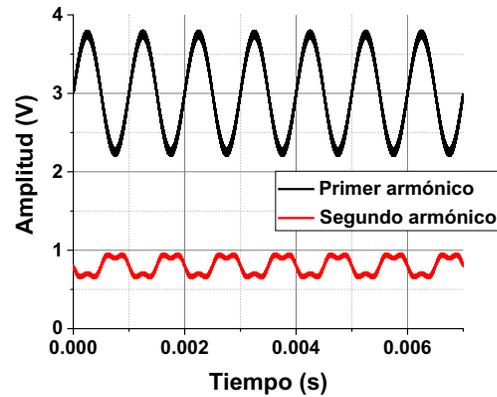


Figura 35. Forma típica de la respuesta de MDO para modulación de fase senoidal. La Frecuencia de modulación es de 1 kHz y la amplitud de voltaje de modulación es de 2 V_{pp} .

En el análisis de la señal MDO es necesario tomar en cuenta que la respuesta del primer armónico (impar), corresponde a la respuesta lineal del MDO y se trata de la rejilla de tipo de fase. Mientras que la respuesta del segundo armónico (tipo par, o cuadrática), corresponde a la respuesta MDO de la rejilla de amplitud.

En la figura 36, se muestran los resultados de la señal obtenida en el circulador dentro del lazo, para la profundidad de modulación de la rejilla en función del voltaje de modulación. Ambas señales se obtuvieron por medio del amplificador lock – in digital SR850 DSP, con una frecuencia de la señal de referencia de 1 kHz y una potencia de 12.3 mW en la FDY.

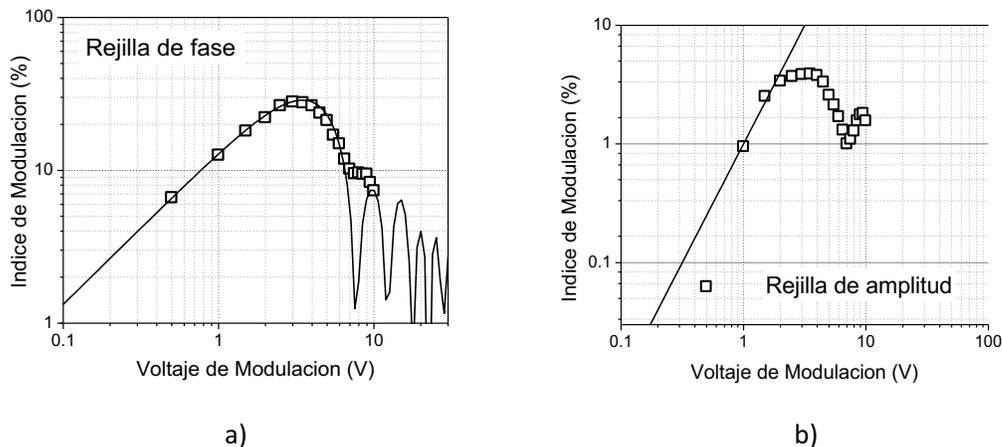


Figura 36. Respuesta MDO para modulación sinusoidal con a) primer armónico y b) segundo armónico.

En el caso del primer armónico, la forma de la respuesta debe ser del tipo (Stepanov, 2008)

$$\left(J_0 \left(\frac{V}{V_{rad}} \right) \right) \left(J_1 \left(\frac{V}{V_{rad}} \right) \right), \quad (28)$$

en donde J_0 y J_1 son funciones Bessel de orden 0 y orden 1 respectivamente. De los datos en la figura 36a se tiene que el valor de $V_{rad} = 3.2 V_{pp}$, el cual corresponde al voltaje necesario para una modulación de fase de 1 rad . Cabe mencionar que este valor tiene buena concordancia con el valor de voltaje de medio onda mencionado antes. Como podemos ver de figura 36a, la parte inicial de esta dependencia está caracterizada por un crecimiento lineal.

Por otro lado, la respuesta del segundo armónico (tipo par o cuadrática) debe ser de tipo

$$\left(J_0 \left(\frac{V}{V_{rad}} \right) \right) \left(J_2 \left(\frac{V}{V_{rad}} \right) \right), \quad (29)$$

en donde J_0 y J_2 son funciones Bessel de orden 0 y orden 2 respectivamente. La parte inicial está caracterizada por un crecimiento cuadrático – ver figura 36b.

De los resultados anteriores, se puede notar que la respuesta de la rejilla de fase es de mayor amplitud (alrededor de un orden de magnitud) que la rejilla de amplitud, lo cual concuerda con lo esperado de haber realizado mediciones con una modulación rectangular.

Para finalizar, en esta sección se presenta otra dependencia la cual es muy importante para modulación senoidal – la función de transferencia. Se trata de la amplitud del primer armónico de la respuesta MDO como una función de la frecuencia de modulación – ver la figura 37. Se observa que, como se espera, esta dependencia presenta el comportamiento de un filtro de pasa alta. La frecuencia de corte $\Omega_0/2\pi$ en esta dependencia es igual a $1/2\pi\tau_g$ donde el tiempo de relajación de la rejilla τ_g esta medido con la misma potencia de luz.

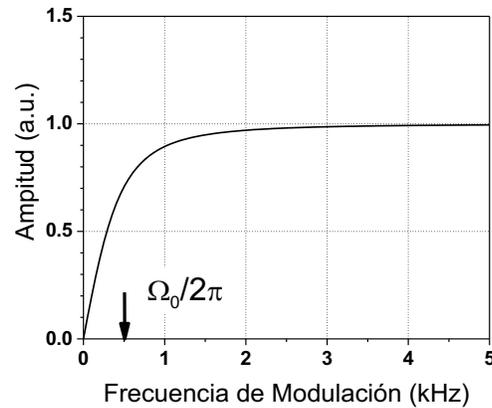


Figura 37. Función de transferencia para la respuesta MDO impar medida para una potencia de 12.3 mW y una amplitud de modulación senoidal de $3 V_{pp}$.

4.2. Mediciones de ruido en la configuración del sensor

Como se mencionó en la sección 3.2, el ruido es un factor sumamente importante en el desarrollo de un sensor, ya que puede indicar si una respuesta es viable/detectable o no. En el caso de este sensor adaptativo bajo investigación, se realizaron diversos experimentos para determinar los niveles de ruido en el sistema y por lo tanto obtener la sensibilidad o resolución máxima posible que puede presentar dicho sensor adaptativo. Por la resolución del sensor se acepta una modulación de fase periódica mínima, la cual se puede detectarse en un ancho espectral fijo, típicamente 1 Hz .

Como se mencionó anteriormente (sección 3.2), se realizaron experimentos para determinar el ruido por parte de la fuente láser utilizando el amplificador lock – in. Dichos resultados se obtuvieron por medio del arreglo de la figura 21 y se muestran en la figura 22 en los cuales se muestra el ruido efectivo en alguna de las terminales A o B (línea azul), junto con la resta en valor absoluto de dichas terminales $|A - B|$. En este caso, se presenta la aproximación del ruido fotónico (línea roja) y se puede notar que la resta se encuentra muy cercana a dicha aproximación. Lo anterior resulta importante, ya que por medio de la resta (entonces, por la detección balanceada) se puede reducir el ruido por parte de láser Nd:YAG (de intensidad y de fase) hasta el nivel de ruido fotónico.

Las mediciones de ruido en la configuración de sensor adaptativo, se realizaron por medio del arreglo mostrado en la figura 38. El arreglo consiste en un interferómetro de tipo Sagnac con una rejilla dinámica dentro del lazo cerrado (FDY).

Comparando con la configuración de la figura 29 podemos ver que para minimizar las reflexiones espurias dentro del lazo cerrado quitamos todos los elementos no absolutamente necesarios para las mediciones de ruido. Por la misma razón se agregaron los aisladores en frente de los fotodiodos en dos salidas del interferómetro Sagnac. La razón del acoplador en la entrada de Sagnac se cambió por un 80:20, que asegura aproximadamente iguales intensidades de las ondas reflejada y transmitida.

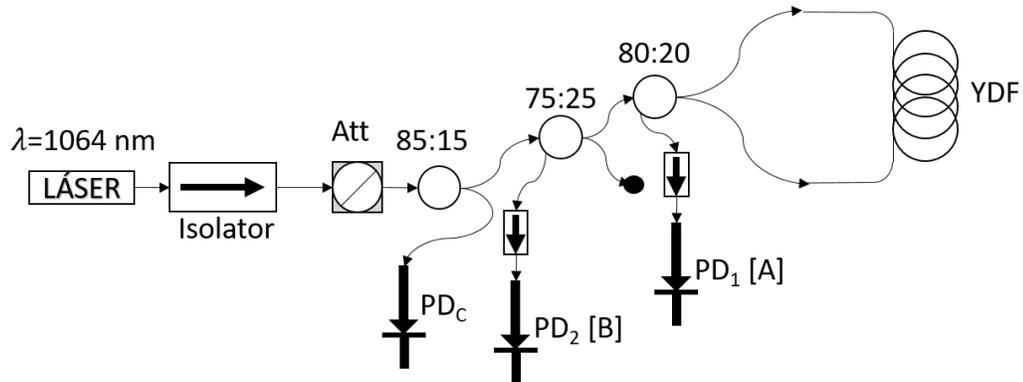


Figura 38. Arreglo para el análisis de ruido en el interferómetro adaptativo.

Se trata de una configuración de detección balanceada, donde se mide una diferencia entre las señales (PD1 y PD2) detectados en las dos salidas de Sagnac. En el caso ideal las potencias promedio detectadas deben ser iguales, lo cual es casi imposible de asegurar, para lo cual, se utiliza un acoplador con la razón de división 80:20. Por esta razón se ajustan las señales (voltajes) promedio detectadas en ambos detectores con una cierta variación de las resistencias de carga en cada detector.

Cabe mencionar que para medir directamente la señal reflejada por parte del interferómetro en la figura 38, se colocó un circulador en lugar de acoplador de 75:25. Sin embargo, este dispositivo agrega demasiadas reflexiones espurias (alrededor de -47 dB) que implican un aumento considerable en términos de niveles de ruido.

Inicialmente se obtienen y analizan los resultados para una configuración más sencilla: cuando no se tiene la FDY dentro del lazo cerrado y por lo tanto sin la formación de una rejilla dinámica. En este caso se espera que el ruido sea similar en los detectores A o B y que la resta permita disminuir dicho valor. Estos resultados se pueden ver en la figura 39a una frecuencia de modulación de 1 kHz .

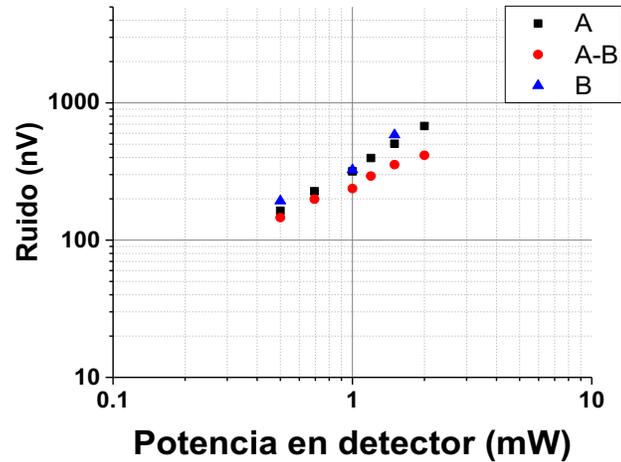


Figura 39. Ruido en el interferómetro sin FDY (para frecuencia de medición 1 kHz y ancho de banda 1 Hz).

Como se puede notar en la figura anterior, los resultados no fueron los esperados: la detección balanceada no resultó en una reducción significativa de ruido como se presenta en la figura 22. Recordamos que en la configuración simplificada de un acoplador 50:50 el factor de reducción fue casi 10. Para la potencia detectada de 1 mW el ruido de la resta fue alrededor de 20 nV, es casi un orden de magnitud mayor que observamos en el interferómetro Sagnac – ver la figura 39. Cabe mencionar que cuando se introducía la FDY dentro del lazo dando valores similares o con demasiadas fluctuaciones.

En general, este ruido adicional se puede atribuir al ruido de fase de láser cual se transforma a un ruido de intensidad detectado por las reflexiones espurias dentro de configuración de medición, y no puede minimizarse por medio de la detección balanceada. Sin embargo, esto dio paso a realizar otro tipo de análisis de ruido en frecuencia de observación por medio del analizador de espectros SR770. Los resultados de las mediciones de ruido (en los detectores A o B y la resta) se muestran en la figura 40 para una potencia en los detectores de 1 mW y el rango espectral 0 – 100 kHz.

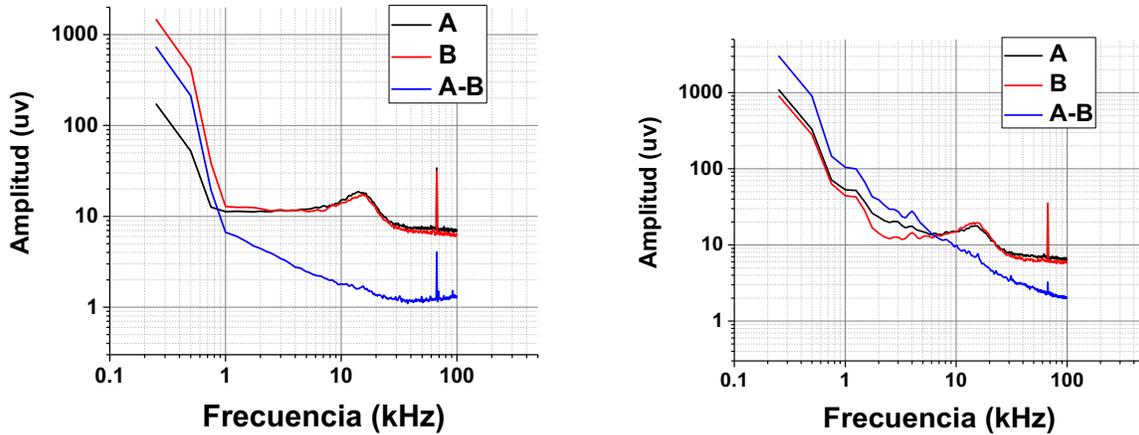


Figura 40. Respuesta en frecuencia del ruido en el interferómetro Sagnac a) sin FDY y b) con FDY dentro del lazo cerrado.

Se puede notar que el ruido disminuye al aumentar la frecuencia. Podemos decir que se comporta de una forma esperada como $\frac{1}{f}$ y que también pueden existir vibraciones ambientales parásitas a bajas frecuencias. Para el caso sin FDY dentro del interferómetro, el ruido en la resta A-B para frecuencia de medición 40 kHz se puede bajar considerablemente: casi 8 veces. Por otro lado, con FDY en Sagnac dicho ruido aumenta. Esto se debe a la formación de la rejilla dinámica que hace este sistema sensible a las vibraciones externas, además de fluorescencia de la fibra dopada cual también contribuye al ruido final (Stepanov, 2016). Sin embargo, en la configuración Sagnac con FDY se muestra una reducción en la señal de la resta por lo menos por un factor de 3 veces para frecuencia de observación de 100 kHz .

Para comprobar los resultados anteriores, se realizaron las mediciones similares de ruido con el amplificador lock – in con una potencia de 1 mW en los detectores y un ancho de banda de 1 Hz . Dicho resultado se muestra en la figura 41 para la configuración de Sagnac sin FDY.

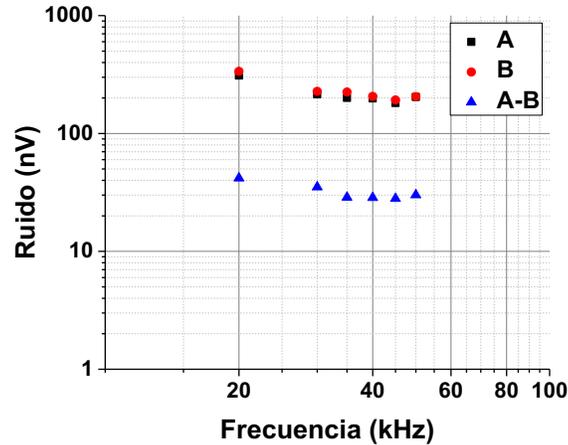


Figura 41. Niveles de ruido con dependencia de la frecuencia.

Podemos ver que hay concordancia con las mediciones con el analizador de espectros y se nota un mínimo alrededor de 40 kHz . Por lo tanto, se espera que el valor de la resta A-B sea suficientemente bajo para esta frecuencia. En la figura 42 se muestran las dependencias de los ruidos de la potencia en los detectores a una frecuencia de 40 kHz . Se puede destacar que el ruido en la resta se encuentra en bajo nivel en comparación con el resultado de la figura 39. Esta resta para potencias $< 1\text{ mW}$ está también muy cercano al nivel de ruido fotónico alcanzado en la figura 22.

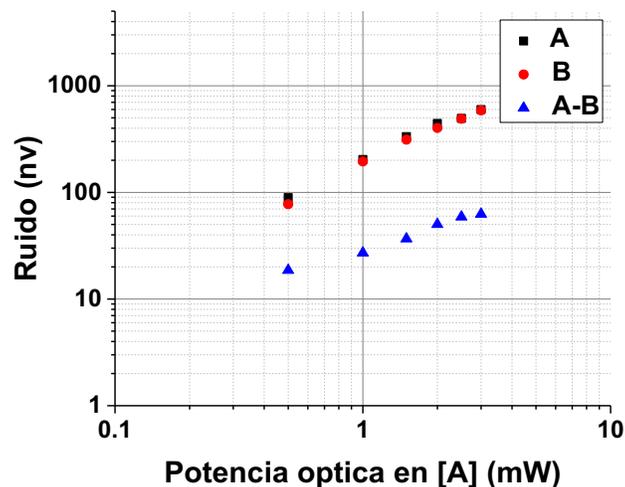


Figura 42. Medición de ruidos en configuración Sagnac sin FDY en función de la potencia en los detectores para frecuencia 40 kHz .

Al introducir la FDY en el lazo cerrado de interferómetro Sagnac, de la figura 40b, se nota que la resta cambia y se tiene un mínimo alrededor de 80 – 100 kHz. Se realizaron las respectivas mediciones de ruidos con el amplificador lock – in dependiendo de la potencia en los detectores para las frecuencias 40 kHz y 80 kHz – ver la figura 43.

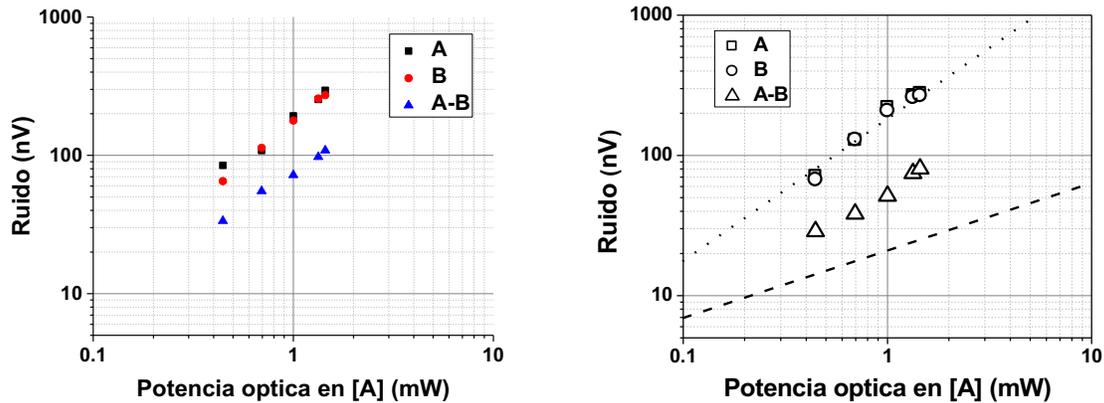


Figura 43. Medición de ruido en configuración Sagnac con FDY dependiendo de la potencia en los detectores para frecuencias de a) 40 kHz y b) 80 kHz.

Para estos casos, se aprecia que el nivel de ruido de la resta disminuye para las frecuencias de observación altas, y específicamente para 80kHz. Comparando con la figura 22, también podemos ver el ruido de la resta para potencias < 1mW es solo 2 veces más alto que el ruido fotónico esperado (línea cortada en la figura 43). Cabe mencionar que este nivel de ruido esta atribuido en [Stepanov 2016] a la fluorescencia excitada en FDY por los haces de grabado, y es limitante para nivel de ruido en la configuración de Sagnac adaptativa con la rejilla dinámica formada en la fibra dopada.

Las últimas mediciones de ruido en la configuración de Sagnac con FDY nos permiten evaluar la máxima resolución de sensor adaptativo bajo investigación. Como mostramos arriba en esta sección – ver la figura 33b – la profundidad de modulación en la repuesta MDO lineal es 80%, entonces casi alcanza 100%. Por otro lado, el ruido final en el caso de la detección balanceada puede ser solo dos veces arriba de nivel de ruido fotónico. Esto significa, que la resolución de nuestra configuración es solo dos veces menor que la resolución de un interferómetro convencional limitado por el ruido fotónico. Notemos, que para la potencia detectada por los detectores la última resolución para longitud de onda 1500 nm es casi $10^{-8} \text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Capítulo 5. Cavidades resonantes de fibra óptica con rejilla dinámica en FDY

Como se mencionó en la sección 2.5, es posible un diseño de resonadores de lazo cerrado fabricados con fibra óptica monomodal (Stokes, 1982; Tomita, 2011) por medio de un acoplador direccional con una retroalimentación entre sus terminales como se muestra en la figura 44. Aquí se puede tener una respuesta similar a una cavidad de tipo Fabry – Perot de volumen (Saleh y Teich, 2004).

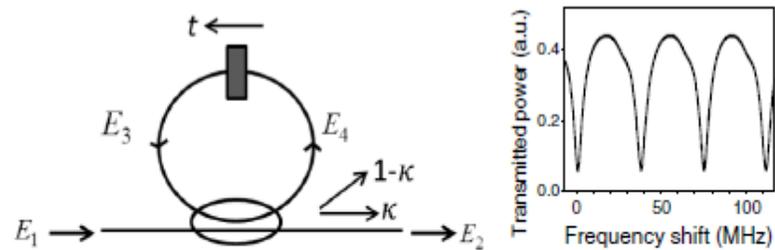


Figura 44. Configuración de resonador de lazo cerrado, b) respuesta del resonador similar a una cavidad de tipo Fabry – Perot (Shlyagina, 2014).

En este caso, se puede notar que existe una variación en la transmitancia t de lazo cerrado dependiendo si se cumplen las condiciones de resonancia en la cavidad. Dichas condiciones dependen del factor de división del acoplador direccional, y las pérdidas controladas dentro del lazo cerrado. Se tienen diversos experimentos y resultados para la caracterización del comportamiento de dicha cavidad (Heebner, 2004). En donde se analizan las pérdidas dentro del lazo cerrado y el factor de acoplamiento para poder maximizar la fineza y profundidad de los picos resonantes. Por consiguiente, se clasificaron tres tipos de regímenes de propagación de pulsos ópticos: *overcouplig*, *undercouplig* y *coupling* ideal, donde en el pico de resonancia no hay luz transmitida. Cambiando entre los dos primeros regímenes se puede cambiar la propagación entre luz lenta/rápida.

En esta sección se presentan los experimentos y resultados obtenidos sobre la configuración de una cavidad resonante de fibra óptica de lazo cerrado con un medio saturable introducido en la cavidad. Dicho medio se trata de la FDY, en la cual se analiza el caso en donde no se forma una rejilla dinámica y cuando se cumplen las condiciones para la formación de una rejilla dinámica.

5.1. Cavity resonante con una fibra saturable sin rejilla dinámica.

Inicialmente, se comprueba la configuración para la cavidad resonante de lazo cerrado. Como se mencionó anteriormente, esta configuración (figura 45) consiste en un acoplador direccional con retroalimentación entre sus terminales para generar el lazo cerrado. Dentro de dicha cavidad se introduce el medio saturable (FDY) y un modulador piezoeléctrico de fase por alargamiento de una bobina de fibra óptica que nos permite introducir una modulación triangular y por consiguiente la caracterización de la señal resultante – ver figura 44.

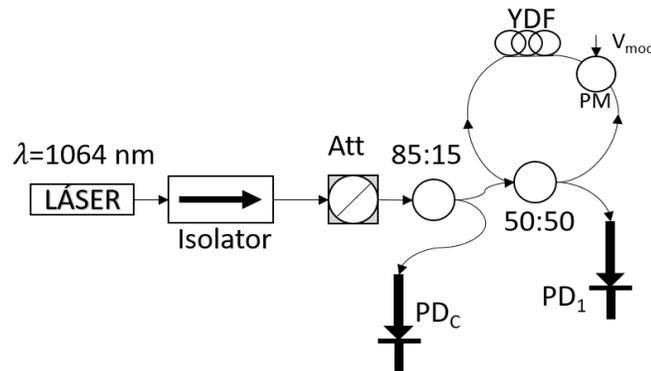


Figura 45. Configuración para la cavidad resonante de lazo cerrado con un medio saturable.

Para la formación de la cavidad de fibra óptica se utilizó un acoplador con una razón de división 50: 50. En la sección 3.4, en donde caracterizó se la muestra de FDY, se tiene una transmitancia inicial del segmento de FDY cercana al 45%, entonces con el acoplador mencionado el acoplamiento inicial es casi ideal. Es importante mencionar que, si no se tuviera dicha muestra dentro de la cavidad, el acoplador direccional debe tener una razón de división $\sim 90: 10$, ya que las pérdidas dentro del lazo serían muy bajas.

Para la caracterización, se introduce una señal de modulación triangular al modulador de fase. Con esto se realiza un barrido de longitud de lazo cerrado y se observa una variación de amplitud a la salida del acoplador (PD_1), y se puede tener una respuesta como se muestra en la figura 46.

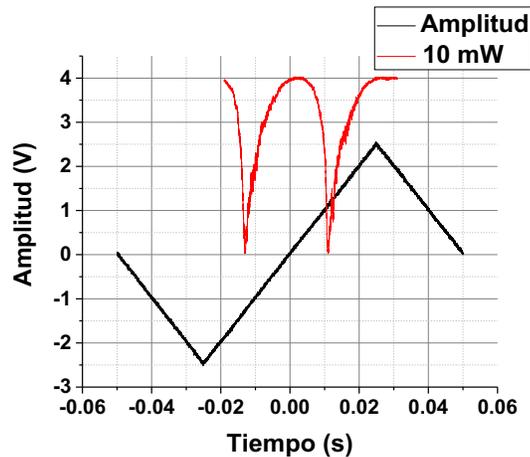


Figura 46. Voltaje triangular de modulación para cambiar la longitud óptica de la cavidad y la curva de intensidad transmitida (línea roja).

Cabe mencionar que se debe introducir un controlador de polarización previo a la cavidad resonante, esto para controlar la excitación de un sólo modo de polarización dentro de la cavidad y de esta manera obtener la señal resultante con mayor profundidad. Dicha señal resultante se muestra en la figura 47 con diferente voltaje en la señal de modulación a una frecuencia de 10 Hz.

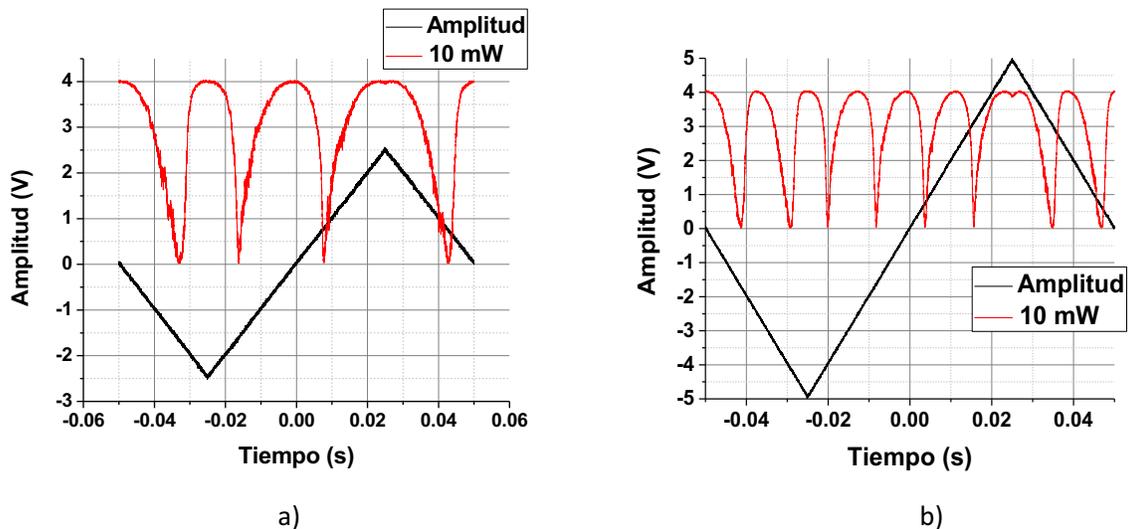


Figura 47. Señal salida de la cavidad resonante con una potencia óptica incidente de 10 mW, frecuencia de 10 Hz y amplitud de modulación triangular de a) $5 V_{pp}$ y b) $10 V_{pp}$.

Por consiguiente, se puede hacer un análisis de los picos de la señal transmitida que son similares a los de una cavidad de tipo Fabry – Perot (Hecht, 2002). En donde se evalúa la fineza de los picos definida como:

$$F = \frac{d}{\gamma}. \quad (30)$$

Donde d es la distancia que existe entre dos mínimos continuos, mientras que γ es el ancho del pico resonante a la mitad de su amplitud máxima. Por otro lado, también se puede obtener la modulación de la señal o profundidad de los picos resonantes, mediante:

$$\%m = \frac{\Delta V}{V_0}, \quad (31)$$

donde ΔV y V_0 se pueden ver en la figura 48.

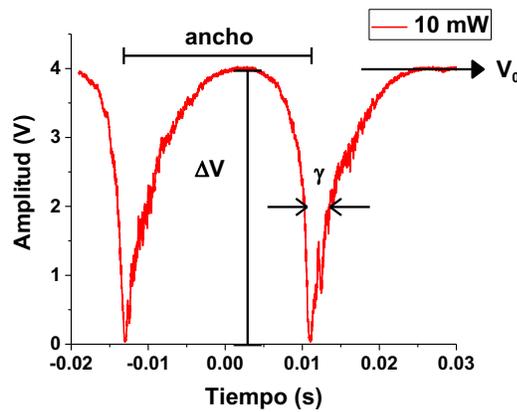


Figura 48. Gráfica que muestra los parámetros necesarios para el cálculo de la fineza y profundidad de los picos resonantes.

Por último, un parámetro importante para una cavidad resonante de tipo Fabry – Perot, es el rango espectral libre (*“free spectral range”*), definido como:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_g l}, \quad (32)$$

donde c es la velocidad de la luz, n_g es el índice de refracción efectivo, l es la longitud de la cavidad Fabry – Perot y $\Delta\nu$ indica el espaciamiento entre máximos o mínimos de resonancia en términos de frecuencia. Sin embargo, para el caso de un anillo resonante como el de la configuración realizada, la expresión anterior se reduce a:

$$\Delta\nu = \frac{c}{n_g l}. \quad (33)$$

Tomando a l como la longitud del anillo resonante. Y haciendo las respectivas sustituciones en la ecuación (33), el rango espectral libre es

$$\Delta\nu \approx 12 \text{ MHz.}$$

Realizando el análisis para una dependencia de la potencia incidente a la cavidad resonante, se tienen los resultados mostrados en la figura 49. En donde se muestra la fineza de los picos resonantes y el índice de modulación para un voltaje de $10 V_{pp}$ y $5 V_{pp}$, respectivamente con una frecuencia de 10 Hz .

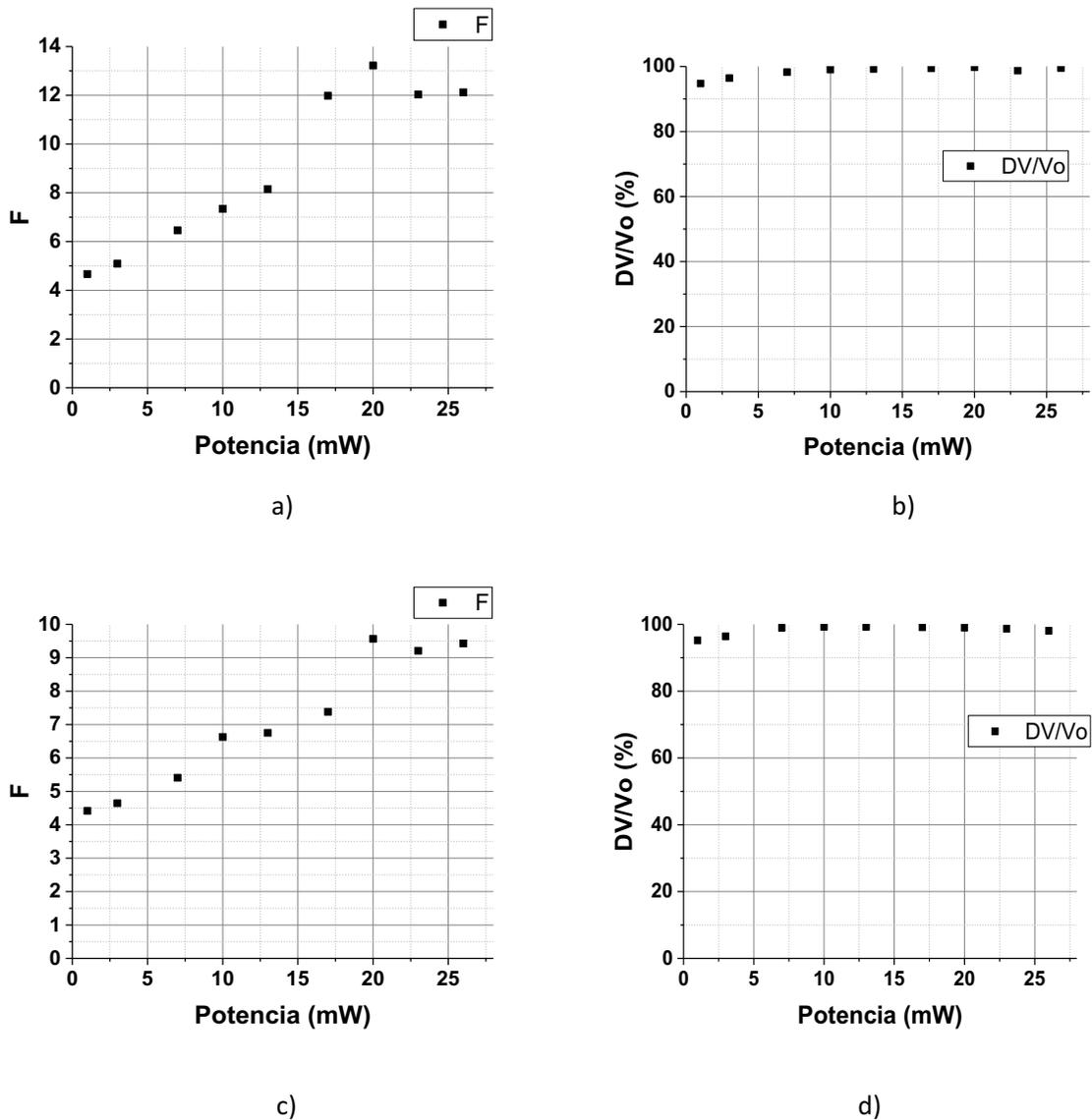


Figura 49. (a, c) Gráfica de la fineza y del índice de modulación de los picos resonantes con una pendiente positiva de la modulación triangular y (b, d) para una amplitud de modulación de $10 V_{pp}$ y $5 V_{pp}$, respectivamente.

De la figura 49, se puede notar que la fineza, en general, crece con la potencia incidente. Por otro lado, el índice de modulación mantiene un valor cercano al 100%, lo cual indica que tanto la razón de acoplamiento como las pérdidas dentro de la cavidad son ideales para el acoplamiento buscado.

Se puede notar, de la figura 47, un fenómeno de biestabilidad óptica (Hibbs, 1989). Esto indica que se pueden obtener dos salidas diferentes para una misma intensidad óptica y la misma sintonía de la cavidad. En este experimento se puede ver que la forma de los picos resonantes depende de la pendiente de la señal triangular de modulación aplicado al modulador de fase. Esto se puede apreciar mejor en la figura 50, en donde se muestra como los picos resonantes dependen de la pendiente en la señal triangular.

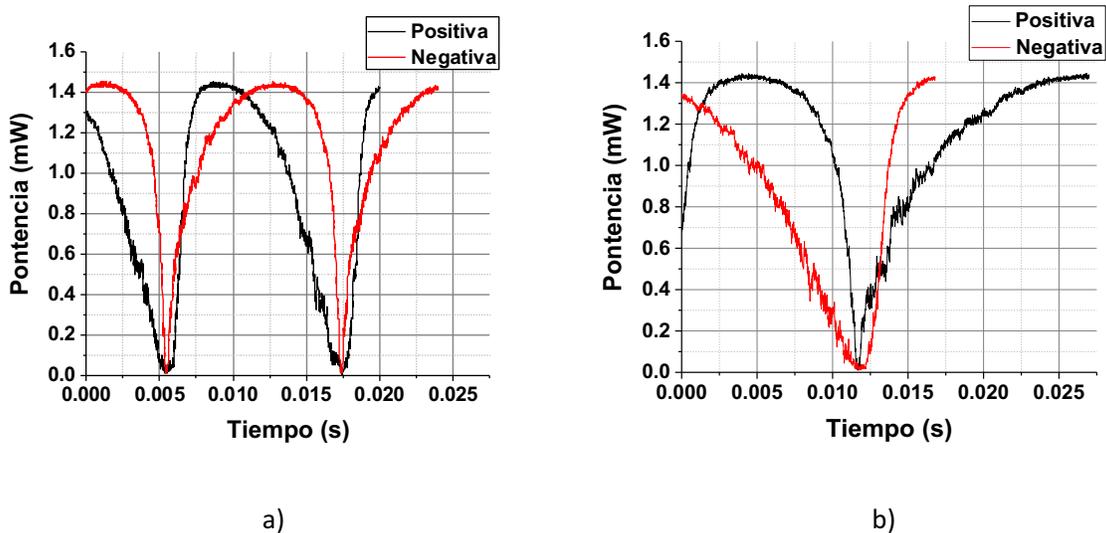


Figura 50. Visualización de la biestabilidad óptica para un voltaje de modulación de a) $10 V_{pp}$ y b) $5 V_{pp}$. A una potencia incidente de $10 mW$ y una frecuencia de $10 Hz$.

Como se tienen dos tipos de picos resultantes (dependiendo del signo de la pendiente de la señal triangular de modulación), los resultados de la caracterización de dichos picos para un voltaje de modulación de $10 V_{pp}$, se muestra en la figura 51. Comparando los resultados anteriores con los mostrados en la figura 49(a, b), se puede notar una diferencia significativa en la fineza de los picos resonantes.

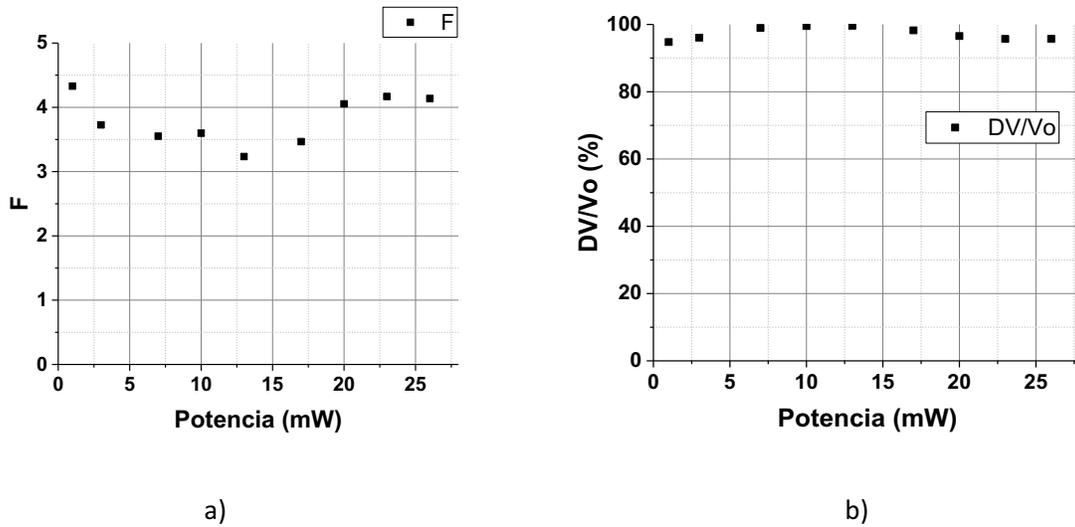


Figura 51. Gráfica de la a) fineza y b) índice de modulación para $10 V_{pp}$, con una pendiente negativa.

Comparando los resultados anteriores con los mostrados en la figura 49(a, b), se puede notar una disminución considerable en la fineza de los picos resonantes, junto con una profundidad de modulación menor.

Aquí podemos decir que la fineza, que es una característica importante de los picos resonantes depende de la dirección con la cual pasamos este pico, presenta un efecto de histéresis o biestabilidad óptica. De hecho, se puede mostrar este efecto presentando los picos resonantes, no como una función del tiempo, sino como una función del voltaje de modulación. El resultado se presenta en la figura 52.

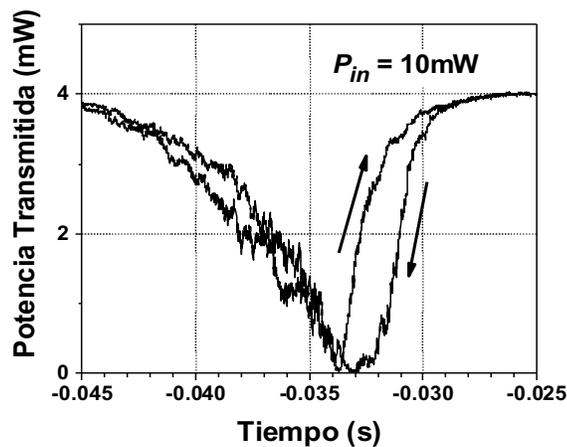


Figura 52. Curva de histéresis (las flechas indican la dirección de la pendiente de la señal triangular de modulación).

La curva de histéresis o “hysteresis loop” aparece como resultado de la no linealidad óptica, es decir, un cambio de índice de refracción de la FDY bajo iluminación de luz. Por esta razón, la histéresis (y también la diferencia en picos resonantes para diferentes pendientes de modulación) desaparece cuando la potencia incidente es muy baja: ver la figura 53.

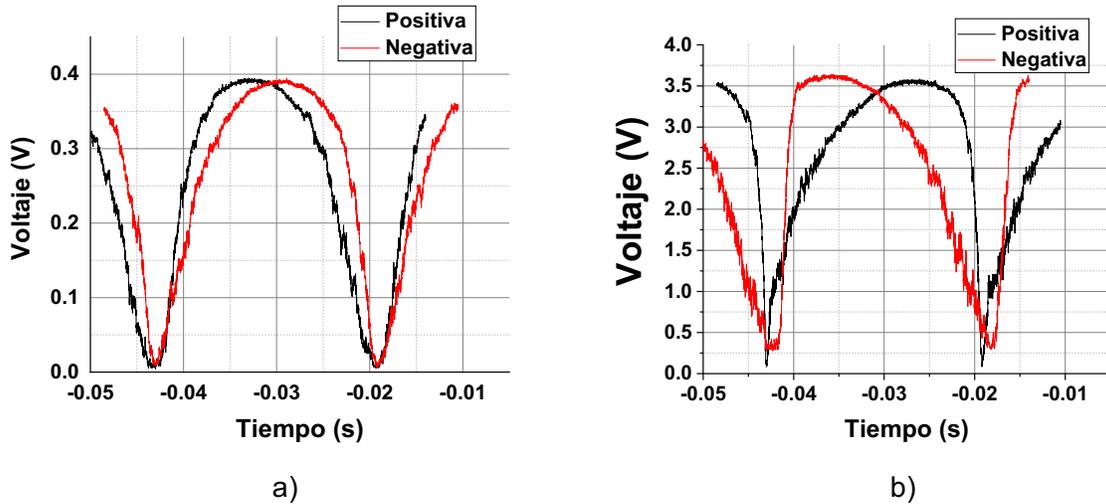


Figura 53. Visualización de la biestabilidad óptica para una frecuencia de 10 Hz, a una potencia de a) 1 mW y b) 9 mW.

Por otro lado, el cambio fotoinducido del índice de refracción de la FDY necesita un tiempo específico (~ 1 ms), por esta razón la histéresis también desaparece para altas frecuencias de modulación. Esto se muestra en la figura 54.

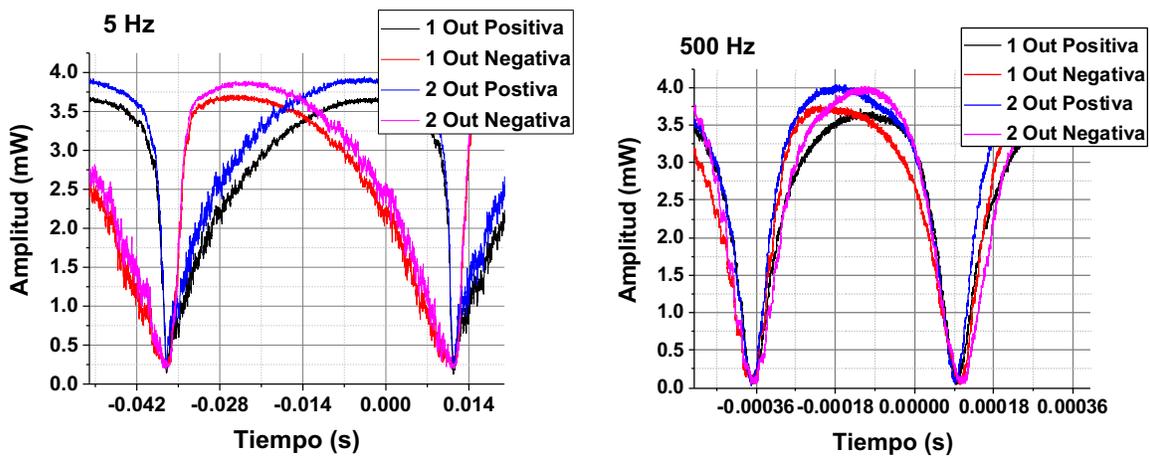


Figura 54. Visualización de la biestabilidad óptica para una potencia de 9 mW, a una frecuencia de a) 5 Hz y b) 500 Hz.

5.2. Cavity resonante con fibra saturable y con rejilla dinámica

Existen sistemas interferométricos en donde introducen cavidades resonantes rellenas de un medio dispersivo, como en el sistema LIGO (Salit, 2007). Esto con el fin de cambiar las características resonantes para poder aumentar el ancho de banda y la sensibilidad de dicho detector, por medio de propagación de luz lenta/rápida.

En el caso de este trabajo, se tiene un anillo no resonante de tipo Sagnac, formado por el acoplador de entrada (en la figura es 50:50). En donde se le introduce una cavidad resonante de tipo Fabry – Perot, rellena de un medio saturable, la FDY. A su vez se tendrá la formación de una rejilla dinámica y, por fin, el MDO de dos ondas propagándose en direcciones opuestas. El arreglo experimental utilizado en este caso, se muestra en la figura 55.

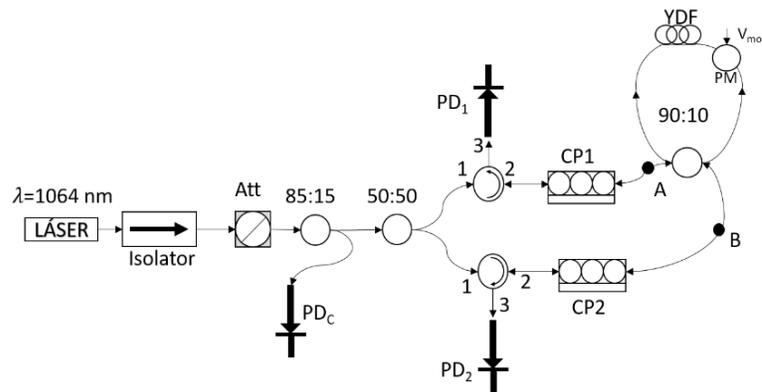


Figura 55. Diagrama experimental para la cavidad de tipo Fabry – Perot de lazo cerrado con formación de una rejilla dinámica.

Se tiene a la fuente láser con su respectivo aislador, junto con un atenuador variable y un acoplador que nos permite controlar la potencia incidente al arreglo (con razón de división 85:15). El siguiente acoplador forma dos caminos con diferentes potencias ópticas dependiendo de la razón del acoplador (en los puntos A y B de la figura 55). Cada uno de los caminos tiene un circulator que nos permite analizar la señal resultante por parte de la cavidad y un controlador de polarización que permite ajustar la polarización incidente a la cavidad resonante. Por último, se tiene un acoplador (en la figura es 90:10), que formará la cavidad resonante de tipo Fabry – Perot, con la FDY y un modulador de fase dentro de dicha cavidad. Por lo tanto, al propagar dos haces en direcciones opuestas en la cavidad, se formará un patrón de interferencia en un medio con absorción saturable (FDY), dando origen a la formación de una rejilla dinámica dentro de la cavidad.

Se introduce una señal triangular en el modulador de fase dentro de la cavidad con una amplitud de $5 V_{pp}$. Se ajustan los controladores de polarización para excitar un sólo modo de polarización dentro de la cavidad, junto con la máxima interferencia, formando de esta manera la rejilla dinámica en el material con absorción saturable (FDY). La respuesta que se tiene por parte de la cavidad resonante (para los valores de las razones de división de los acopladores mostrados en la figura 55) es la presentada en la figura 56.

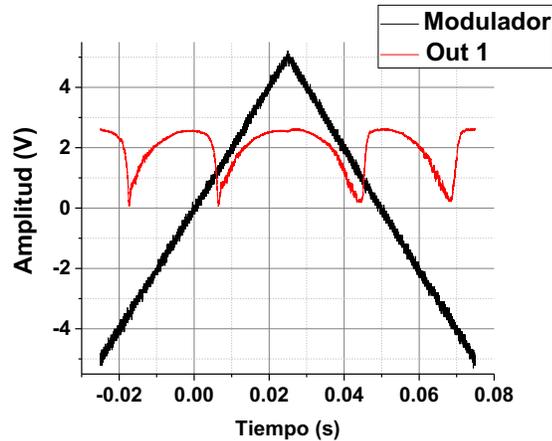


Figura 56. Respuesta de la cavidad resonante con la formación de una rejilla dinámica a una potencia de 10 mW y una frecuencia de 5 Hz en la señal de modulación.

Se puede notar de la figura 56 y de la sección anterior que, al aumentar la potencia óptica introducida en la cavidad resonante, aumenta la asimetría entre los picos de resonancia. Entonces se observa el efecto de histéresis o biestabilidad óptica, como se observó cuando se ilumina con un solo haz en la sección anterior. Así que, al variar la frecuencia en el modulador de fase, se espera que dicho fenómeno disminuya. Los resultados de dichos experimentos se muestran en la figura 57.

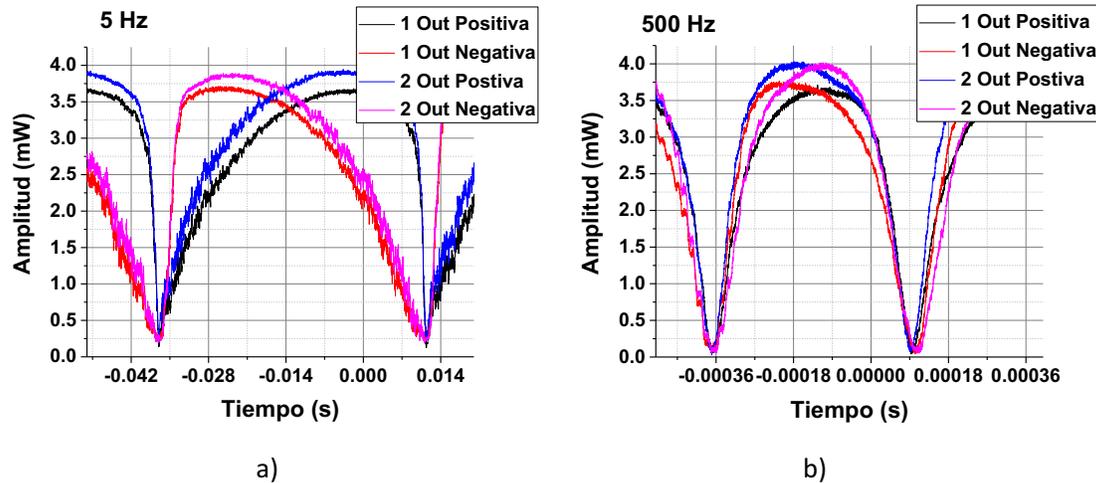


Figura 57. Variación de la respuesta de la cavidad resonante con una potencia de 9 mW , para una frecuencia de modulación triangular: a) 5 Hz y b) 500 Hz .

De los resultados mostrados en la figura 57, se puede apreciar que las intensidades resultantes en ambos caminos ópticos (PD_1 y PD_2), son prácticamente las mismas, al desconsiderar pérdidas por parte de los dispositivos ópticos utilizados. De hecho, las consideraciones teóricas (Yeh, 1993) predicen que para el caso de las potencias iguales de dos ondas participantes en un proceso MDO por una rejilla de fase no desplazada, no se observa no-reciprocidad. Entonces, ambas ondas se propagan a través del medio saturable sin diferencia.

La situación es diferente, si las potencias son diferentes: la onda más débil siente la formación de la rejilla con mayor intensidad. Como resultado, para una rejilla dinámica de fase para onda débil el medio es más transparente con la rejilla, entonces el cambio de fase es más intenso para esta onda.

Verificamos esta propiedad interesante usando la misma configuración (figura 53), pero cambiando el acoplador en la entrada de Sagnac, por un acoplador 70:30 o 90:10. El último asegura diferencia significativa de las intensidades de dos ondas que se propagan en el lazo cerrado de la cavidad resonante.

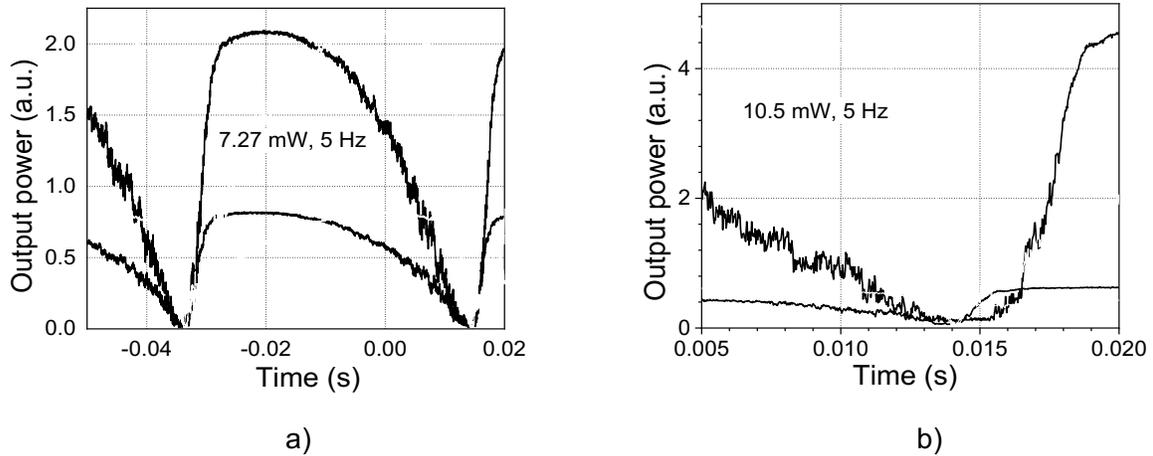


Figura 58. Señales a la salida de cavidad resonante con una razón de división en el acoplador de a) 70:30 y b) 90:10.

De la figura 58 se puede ver las potencias transmitidas de ambas ondas, bajo la misma modulación triangular. Se ve que los picos de resonancia ahora se desplazan, especialmente se puede ver en la figura 56b, donde se usa el acoplador de entrada con la razón 90:10. Esto asegura la diferencia de las potencias significativa, con esto, la propiedad de non-reciprocidad debe notar con mayor claridad. En otras palabras: los mínimos de transmitancia para dos ondas están desplazadas, lo cual significa que las longitudes ópticas de cavidad resonante son diferentes para las ondas que se propagan en direcciones opuestas.

Claro que son resultados preliminares, pero parece que abren nuevos caminos en las aplicaciones de las rejillas dinámicas en los sensores interferométricos, en particular, en los giroscopios ópticos.

Capítulo 6. Resultados principales y conclusiones

6.1 Resultados principales y conclusiones

1. Se desarrollaron las configuraciones experimentales para la investigación del mezclado de dos ondas (MDO) transitorio con un tipo de interferómetro de Sagnac con una rejilla dinámica en la fibra dopada con iterbio (FDY) a una longitud de onda de 1064 nm . También se implementaron diferentes configuraciones de una cavidad resonante de fibra óptica con un segmento de FDY saturable. Estas últimas tenían la posibilidad de hacer un barrido de longitud de camino óptico (de forma triangular) para observar los picos de resonancia y sus formas.
2. Se caracterizaron los elementos claves de estas configuraciones – el láser Nd:YAG de estado sólido de onda continua y una muestra de fibra FDY Liekki Yb – 1200 saturable. Para el láser Nd:YAG se evaluó el $RIN = 175 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ para la potencia detectada de 1 mW y se mostró la posibilidad de reducir (por casi un orden de magnitud) el ruido de intensidad del láser hasta el nivel de ruido fotónico usando la técnica de la detección balanceada. Para la muestra de FDY de 1.77 m de longitud se evaluaron la absorbancia $\alpha_0 L \approx 0.8$ inicial no saturada para la longitud de onda de 1064 nm y la potencia de saturación alrededor de $P_{sat} = 12 \text{ mW}$.
3. Se observaron las respuestas de MDO de la rejilla dinámica en FDY para modulación de fase rectangular y senoidal. Se mostró que la rejilla dominante es la rejilla de fase, con la respuesta lineal, con el tiempo de respuesta debajo de 1 ms , las potencias de grabado alrededor de la potencia de saturación medida, y con la profundidad de modulación cerca del 100%. También se detectó la potencia de la rejilla de amplitud, pero aproximadamente 10 veces menos efectiva.
4. Se investigó el nivel de ruido en la configuración de sensor adaptativo en la configuración de Sagnac el cual está determinado principalmente por el ruido de intensidad de láser. Se realizaron los estudios para minimizar el ruido del sensor utilizando la técnica de detección balanceada y se mostró una posibilidad de minimizarlo hasta el nivel comparable con el ruido fotónico. La resolución máxima del sensor (la mínima amplitud detectable de la modulación de fase) estuvo evaluada como $\sim 10^{-7} \frac{\text{rad}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ para frecuencia de modulación.
5. Se realizaron los estudios de comportamiento de una cavidad resonante de lazo cerrado con un segmento de FDY saturable. Por primera vez se mostró en esta configuración el efecto de biestabilidad óptica para el caso de iluminación de la cavidad con solo un haz incidente cuando su

potencia es cercana a la potencia de saturación de fibra. El efecto se atribuye a un cambio de índice de refracción del segmento de FDY y, como se espera, desapareció para las frecuencias de barrido altas. En el caso de iluminación con dos haces propagándose en direcciones opuestas, en la cavidad también se formó una rejilla dinámica y se observó un efecto de no reciprocidad: las resonancias de las ondas propagándose en direcciones opuestas se observaron para diferentes longitudes ópticas de la cavidad.

6. Los resultados principales se presentaron en una conferencia internacional de prestigio "Photonics West 2020" (febrero 2020, San Francisco, EU) y se aceptaron para publicación en memorias en extenso de esta conferencia en SPIE Proc. Se planea también realizar una publicación con los resultados de este trabajo de tesis.

Literatura Citada

- Agrawal, G. P. (1997). *Fiber-optic communication systems*, Wiley. Agrawal, G. P. (1995). *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press.
- Barmenkov Yu O, Kir'yanov A V and Andres M V 2005 Dynamic Bragg gratings induced in erbium-doped fiber at phase-modulated beams' coupling *IEEE J. Quantum Electron.* 41 1176–80
- Barmenkov, A. V. Kir'yanov, and M. V. Andrés Resonant and thermal changes of refractive index in a heavily doped erbium fiber pumped at wavelength 980 nm. *Appl. Phys. Lett.* 85, 2466-2468 (2004).
- Becker, P., Olson, N. A., y Simpson, J. R. (1999). *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. San Diego, Academic Press. 460 pp.
- Boothroyd S A, Skirtach A, Chan L and Akmaloni A 1999. Measurement of real-time gain grating in erbium-doped fiber. *IEEE J. Quantum Electron.* 35 39–46
- Boyd, R. W., & Gauthier, D. J. (2002). Slow and fast light, *Progress in Optics*, **43**, 497-530 pp.
- Brillouin, L. 1960. *Wave Propagation and Group Velocity*. Academic Press. Primera edición. New York. 154 pp.
- Chang-Hasnain, C. J. y S. L. Chuang. 2006. Slow and fast light in semiconductor quantum-well and quantum-dot devices. *Journal of Lightwave Technology.* 24(12):4642- 4654.
- Dandridge A, Tveten A B and Giallorenzi T G (1982) Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using PGC *IEEE J. Quantum Electron.* **18** 1647–53.
- Desurvire, J. *Light.Tech.* 8, 1517 (1990)
- Digonnet, M. J. (2002). *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Revised and Expanded*, NY, Marcel Dekker.
- Fischer, B., J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff y D. J. DiGiovanni. 1993. Nonlinear wave mixing and induced gratings in erbium-doped fiber amplifiers. *Electron. Lett.* 18(24): 2108-2110 p.
- Friskén, S. 1992. Transient Bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.* 17(24): 1776-1778 p.
- Fotiadi A. A., O. L. Antipov, and P. Mégret Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers. *Opt. Expr.* 16, 12658-12663 (2008).
- Gehring, G. M., R. W. Boyd, A. L. Gaeta, D. J. Gauthier y A. E. Willner. 2008. Fiber- based slow-light technologies. *Journal of Lightwave Technology.* 26(23):3752-3762.

- Gómez Pablo, M. Plata Sánchez, S. Stepanov. Slow and fast light via two-wave mixing in ytterbium-doped fiber at 1064 nm. *Opt. Commun.* 300, 45-50, 2013.
- Heebner, J. E., Wong, V., Schweinsberg, A., Boyd, R. W., & Jackson, D. J. (2004). Optical transmission characteristics of fiber ring resonators, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40(6), 726-730 pp.
- Horowitz, M., R. Daisy, B. Fischer y J. Zyskind 1994. Narrow-linewidth, single- mode erbium- doped fibre laser with intracavity wave mixing in saturable absorber. *Electron. Lett.* 30(8): 648-649 p.
- Hotoleanu, M., P. Kiiveri, S. Tammela, S. Särkilahti, H. Valkonen, M. Rajala y J. Kurki, K. Janka. 2002. Characteristics of highly doped Er 3+ fiber manufactured by the new Direct Nanoparticle Deposition process. *NOC.* 200-204 p.
- Jackson, D. A., Dandridge, A., y Sheen, S. K. (1980). Measurement of small phase shifts using a single-mode optical-fiber interferometer. *Opt. Lett.*, 5: 139–141.
- Kirkendall Clay K and Anthony Dandridge. 2004 Overview of high performance fibre-optic sensing, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 37 (2004) R197–R216
- Kamshilin, A. A., Romashko, V. R., y Kulchin, N. Y. (2009). Adaptive interferometry with photorefractive crystals. *Appl. Phys.*, 105: 031101 – 031101–11.
- Kapany, N. S., 1967. *Fiber Optics: Principle and Applications*. New York: Academic Press.
- Kashyap R. 1999. *Fiber Bragg Grating*. (San Diego, CA: Academic)
- Krauss, T.F. 2007. Slow light in photonic crystal waveguides. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 40(9):2666-2670.
- Lenz, G., B. J. Eggleton, C. K. Madsen y R. E. Slusher. 2001. Optical delay lines based on optical filters. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 37(4):525-532.
- López Rivera, M. Plata Sánchez, A. Miridonov, and S. Stepanov, Adaptive Sagnac interferometer with dynamic population grating in saturable rare-earth-doped fiber. *Opt. Express* 21, 4280–4290 (2013).
- Maiman, T. H. (1960). Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 167(494):1.
- Miniscalco, William. (2001). *Optical and Electronic Properties of Rare Earth Ions in Glasses*. 10.1201/9780203904657.ch2.
- Mortimore, Fiber loop reflectors. *J. Lightwave Technol.* 6(7), 1217–1224 (1988).
- Paschotta, R., J. Nilsson, L. Reekie, A. C. Trooper y D. C. Hanna. 1997. Single- frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning. *Opt. Lett.* 22(1): 41-43 p.

- Podivilov, B. Sturman, A. Shumelyuk, S. Odoulov, *Physical Review Letters* 91(2003) 083902.
- Saleh B. E. A. and Teich M. C. (1991). *Fundamentals of Photonics*. NY, J. Wiley.
- M. Salit, G.S. Pati, K. Salit, M.S. Shahriar, Fast-light for astrophysics: super-sensitive gyroscopes and gravitational wave detectors. *Journal of Modern Optics* 54 (2007) 2425.
- Shlyagina, Stepanov Optically controlled light-pulse propagation in closed – loop configuration with saturable erbium-doped fiber. *JOSA B* 31, 2414-2418 (2014).
- Siegman A. E., (1986). *Lasers*, University Science Books.
- Simpson, J. (1990). Fabrication of Rare -Earth Doped Glass Fibers. *OE/FIBERS'89 International Society for Optics and Photonics*, 2-7.
- Skirtach A G, Boothroyd S A and Grower C P 1999 Measurement of the nonlinear response in a strongly pumped erbium doped amplifiers for all-optical switching *Proc. OFC'99*, pp 279–81
- Stepanov, S. (1994). Applications of photorefractive crystals. *Reports on Progress in Physics*, 57: 39 – 116.
- Stepanov, S. y M. Plata. 2004. Efficiency of two-wave mixing via dynamic Bragg gratings in Er-doped optical fibers. *Ukr. J. Phys.* 49(4): 389-399 p.
- S. Stepanov and E. Hernández Hernández. Phase contribution to dynamic gratings recorded in Er-doped fiber with saturable absorption. *Opt. Commun.* **271**, 91-95 (2007).
- Stepanov, S. (2008). Dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibres, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **41(22)**, pp. 224002-224025
- Stepanov S, Fotiadi A and Megret P (2007) Effective recording of dynamic phase gratings in Yb-doped fibers with saturable absorption at 1064 nm *Opt. Express* 15 8832–7
- S. Stepanov, M. Plata Sánchez, *Physical Review A* 80 (2009) 053830.
- S. Stepanov, M. Plata Sanchez, E Hernandez Hernandez. Noise in adaptive interferometric fiber sensor based on population dynamic grating in erbium-doped fiber. *Appl.Opt.* 55, 7324-7329 (2016).
- Stokes, L. F., Chodorow, M., & Shaw, H. J. (1982). All-single-mode fiber resonator, *Optics Letters*, **7(6)**, 288-290 pp.
- Tomita, M., Ueta, T., & Sultana, P. (2011). Slow optical pulse propagation in an amplifying ring resonator, *JOSA B*, **28(7)**, 1627-1630 pp.
- Pati, M. Salit, K. Salit, M.S. Shahriar, *Physical Review Letters* 99 (2007) 133601.

Poole, S. B., D. N. Payne y M. E. Fermann. 1985. Fabrication of low loss optical fibers containing rare earth ions. *Electron. Lett.* 21: 737-738 p.

Yeh P. *Introduction to photorefractive nonlinear optics.* (J Wiley, NY, 1993).

Yum, H. N., M. Salit, G. S. Pati, S. Tseng, P. R. Hemmer y M. S. Shariar. 2008. Fast light in a photorefractive crystal for gravitational wave detection. *Optics Express.* 16(25):20448-20456.

Udd, E., 1991, *Fiber Optic Sensors – An Introduction for Engineers and Scientists.* Wiley, New York.