

Tesis defendida por

Jorge Humberto López Rivera

y aprobada por el siguiente comité

Dr. Serguei Stepanov
Codirector del Comité

Dr. Marcos Antonio Plata Sánchez
Codirector del Comité

Dr. Luis Munguía
Miembro del Comité

Dr. Mikhail Shlyagin
Miembro del Comité

Dra. Diana Tentori
Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador del programa de
Posgrado en Óptica

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales
Director de Estudios de Posgrado

13 de diciembre de 2012

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA



Programa de Posgrado en Ciencias
en Óptica con orientación en Óptica Física

Acelerómetro adaptativo de fibra óptica de alta sensibilidad

Tesis

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

Maestro en Ciencias

Presenta:

Jorge Humberto López Rivera

Ensenada, Baja California, México,

Diciembre de 2012.

Resumen de la tesis de Jorge Humberto López Rivera, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física. Ensenada, Baja California, Diciembre de 2012.

Acelerómetro adaptativo de fibra óptica de alta sensibilidad

Resumen aprobado por:

Dr. Serguei Stepanov

Codirector de Tesis

Dr. Marcos Antonio Plata Sánchez

Codirector de Tesis

Se presenta un estudio del acelerómetro adaptativo de fibra óptica del tipo interferómetro de Sagnac, basado en el estiramiento mecánico de la fibra con una masa inercial atada a ella. Las propiedades adaptativas del sensor, es decir, el tiempo real de estabilización del punto operacional del interferómetro, se encuentra asegurado por la rejilla dinámica de población. Esta rejilla se graba debido a la contrapropagación de dos ondas láser continuas, mutuamente coherentes, en un tramo de fibra dopada con una tierra rara incorporada en el lazo cerrado del interferómetro. En nuestros experimentos se usó fibra dopada con erbio (FDE) e iterbio (FDY), con una longitud de onda de operación de 1485 y 1064 nm respectivamente. Los interferómetros adaptativos bajo investigación demostraron una detección lineal homodina de la modulación de fase óptica con una sensibilidad gobernada básicamente por el ruido de la fuente láser utilizada. En particular, la sensibilidad de nuestra configuración basada en FDE con el láser de semiconductor DFB estuvo limitada por el ruido de fase, mientras que en el sensor basado en FDY la principal limitante fue el ruido de intensidad del láser de estado sólido de Nd:YAG. Ambas configuraciones del acelerómetro basadas en FDE y FDY investigadas experimentalmente, demostraron ser capaces de detectar en una forma lineal vibraciones con amplitudes menores a 10^{-11} m/Hz^{1/2}. El rango de las frecuencias detectadas (200 - 1000 Hz ó mayores) es adecuado para las aplicaciones en mediciones de vibraciones en los ductos de distancia larga.

Palabras Clave: **acelerómetro adaptativo, rejilla dinámica de población, interferómetro de Sagnac.**

Abstract of the thesis presented by Jorge Humberto López Rivera, in partial fulfillment of the requirements of the degree of Master in Sciences in Optics with orientation in Physical Optics. Ensenada, Baja California, December 2012.

Adaptive fiber-optic accelerometer with high sensibility

We present an original study of adaptive fiber-optic accelerometer of the interferometric type based on a mechanical stretching of the fiber with an attached inertial mass. The adaptive properties in the sensor, i.e. the real-time stabilization of the interferometric operation point are ensured by the dynamic population grating recorded by two mutually coherent CW laser waves counter-propagating in a piece of erbium or ytterbium-doped fiber incorporated in the Sagnac interferometer fiber loop. In our experiments we used the erbium (EDF) and ytterbium (YDF) doped fiber based adaptive Sagnac configuration, with the operation wavelengths 1485 and 1064 nm respectively. The demonstrated interferometric configurations utilize the linear homodyne detection of optical phase modulation with the sensitivity governed basically by the noise of the utilized laser sources. In particular, the sensitivity of our EDF based configuration with the DFB semiconductor laser was governed by the phase noise of the laser, while in the YDF based sensor the intensity noise of the Nd:YAG solid state laser was the main limiting factor. Both experimentally investigated EDF and YDF based configurations of accelerometer were able to detect quite linearly vibrations with the amplitudes down to 10^{-11} m/Hz^{1/2}. The frequency range of the detected signals (200 - 1000 Hz and higher) is suitable for utilization of the sensors for detection of vibration of the long-distance pipe-lines.

Keywords: adaptive accelerometer, dynamic population grating, Sagnac interferometer.

*Con mucho cariño a mi madre
Herminia López Rivera que me
ha apoyado en todo momento*

Agradecimientos

Le doy las gracias a mi asesor de tesis el Dr. Serguei Stepanov por haberme brindado la oportunidad de trabajar con él, por su gran apoyo y paciencia. Un agradecimiento también a mi codirector Marcos Plata por su grandes consejos y gran ayuda en el laboratorio. Mil gracias a los dos.

Al CONACyT por su apoyo económico. Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por darme la oportunidad de realizar mis estudios de posgrado.

Jorge H. López Rivera

Contenido

	Página
Resumen en español	i
Resumen en inglés	ii
Dedicatoria	iii
Agradecimientos	iv
Lista de Figuras	vii
Lista de Tablas	xi
1. Introducción	1
1.1 Objetivos	6
1.2 Organización de la tesis	7
2. Conceptos básicos	9
2.1 Fibras ópticas dopadas con tierras raras	9
2.1.1 Fibras dopadas con erbio	10
2.1.2 Fibras dopadas con iterbio	11
2.2 Rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras	12
2.2.1 Ecuaciones de razón para un sistema de dos niveles	13
2.2.2 Formación de la rejilla de población en el sistema de dos niveles	16
2.3 Mezclado de dos ondas transitorio por rejillas dinámicas en fibras dopadas	18
2.4 Acelerómetros de fibra óptica convencionales	20
3. Equipo, material y sistemas experimentales	23
3.1 Introducción	23
3.2 Equipo electrónico	23
3.2.1 Fotodetectores	23
3.2.2 Osciloscopios	24
3.2.3 Analizador de espectros	25
3.2.4 Amplificador Lock-In	26
3.2.5 Generador de funciones	27
3.2.6 Transductores piezoeléctricos	28
3.3 Preparación y caracterización de las fibras dopadas	29
3.4 Láser de estado sólido Nd:YAG de onda continua	31
3.4.1 Evaluación del ruido óptico del láser Nd:YAG	33
3.5 Láser semiconductor DFB de onda continua de 1485 nm	37
3.5.1 Evaluación del ruido óptico del láser semiconductor DFB	38

Contenido

	Página
4. Investigación del interferómetro adaptativo de tipo Sagnac	41
4.1 Introducción	41
4.2 Operación de la configuración adaptativa de tipo Sagnac basada en fibras dopadas	41
4.3 Configuraciones experimentales	47
4.4 Caracterización experimental de los sistemas interferométricos adaptativos basados en fibras dopadas con tierras raras (FDY y FDE)	50
4.4.1 Caracterización del interferómetro adaptativo basado en FDY	50
4.4.2 Caracterización del interferómetro adaptativo basado en FDE	55
4.5 Análisis de ruido y evaluación de la sensibilidad del sensor	60
4.5.1 Introducción	60
4.5.2 Análisis del ruido óptico en las configuraciones interferométricas adaptativas	62
4.6 Análisis y adquisición de datos de la respuesta del sensor	70
4.6.1 Introducción	70
4.6.2 Primeras pruebas de laboratorio	70
4.6.3 Análisis de las señales detectadas mediante la técnica de correlación cruzada	72
5. Resultados principales y conclusiones	76
Referencias bibliográficas	80

Lista de Figuras

Figura	Página
1 a)- Detección de modulación de fase en una configuración convencional del interferómetro de tipo Mach-Zehnder (Stepanov, 1994, p. 70), y b)- respuesta del interferómetro como función del punto operacional ($\Delta\varphi$).	2
2 Configuración interferométrica con detección adaptativa basada en un holograma dinámico fotorrefractivo (Stepanov, 1994, p. 70).	3
3 a)- Sistema de tres niveles de los iones Er^{3+} en sílice modificado de (Siegman, 1986, p. 249), y b)- espectro típico del perfil de absorción y emisión de la transición fundamental del erbio en sílice (Becker <i>et al.</i> , 1999, p. 115).	10
4 a)- Sistema de tres niveles de los iones de Yb^{3+} en sílice modificado de (Siegman, 1986, p. 249), y b)- espectro típico del perfil de absorción y emisión de la transición fundamental del iterbio en sílice (Pask <i>et al.</i> , 1995, p. 3).	12
5 Grabado de una rejilla dinámica en una fibra dopada con tierras raras por contrapropagación de dos haces mutuamente coherentes (Stepanov, 2008, p. 3).	13
6 Sistema simplificado de dos niveles.	14
7 Diagrama simplificado en el cual se ilustra la formación de una rejilla por saturación de absorción óptica: Perfil del patrón de interferencia - línea continua. Perfil del patrón de absorción óptica - línea segmentada.	18
8 a)- Respuesta del mezclado de dos ondas (MDO) transitorio de la rejilla de amplitud, b)- de la rejilla de fase, c)- respuesta compuesta , y d)- perfil de la señal de modulación de onda cuadrada (Stepanov, 2008, p. 9).	20
9 a)- Esquema del interferómetro de fibra óptica de tipo Mach-Zehnder utilizado en la configuración del acelerómetro basado en el estiramiento de la fibra óptica (Jackson <i>et al.</i> , 1980a, p. 140) a través de: b)- una masa inercial suspendida entre dos fibras, y c)- una masa inercial suspendida por una sola fibra (Tveten <i>et al.</i> , 1980, p. 855).	21
10 a)- Transductor cilíndrico hecho de un material blando, y b)- configuración experimental del acelerómetro (Pechstedt y Jackson, 1995, p. 3010, 3015, 1995b.)	22
11 a)- Curva de responsividad espectral, y b)- circuito eléctrico interno del fotodetector DET410 de Thorlabs.	24

Lista de Figuras

Figura		Página
12	a)- Configuración experimental utilizada para la medición de la fluorescencia transversal en fibras dopadas, y b)- trazo típico de osciloscopio de la señal de fluorescencia detectada transversalmente (Stepanov y Santiago, 2006, p. 111).	30
13	Razón de crecimiento y decaimiento de la señal de fluorescencia como función de la potencia de entrada P_{in} a la fibra dopada con erbio (Stepanov y Santiago, 2006, p. 112).	31
14	Láser de estado solido Nd:YAG acoplado a fibra óptica.	32
15	Configuración experimental para la evaluación del ruido de intensidad del láser de estado sólido de Nd:YAG.	33
16	a) Dependencia del valor efectivo de ruido en un ancho espectral de 1 Hz para una frecuencia de 700 Hz como función de la potencia detectada, y b) perfil del espectro del nivel de ruido del láser Nd:YAG para una potencia detectada $P = 0.64 mW$	34
17	Configuración experimental para la evaluación del ruido de fase del láser de estado sólido de Nd:YAG.	36
18	Láser semiconductor DFB NLK1S5GAAA.	37
19	a) Configuración para la detección de ruido de intensidad del láser DFB, y b) Perfiles espectrales del ruido de intensidad del láser semiconductor DFB para diferentes valores de la potencia detectada.	39
20	Esquema de la configuración adaptativa de fibra óptica de tipo Sagnac.	42
21	Coefficientes de reflexión y transmisión de la configuración convencional de Sagnac como función de la razón de división del acoplador.	43
22	Configuración experimental basada en fibra dopada con iterbio (FDY).	47
23	Masa inercial pendiendo de la fibra óptica a una distancia de 2 cm.	49
24	Configuración experimental basada en fibra dopada con erbio (FDE).	49
25	Dependencia de la potencia promedio detectada en las salidas del interferómetro de Sagnac con FDY, como función de la potencia de entrada: □ onda reflejada; ■ onda transmitida; — — — dependencias lineales.	51

Lista de Figuras

Figura		Página
26	Forma de la respuesta espectral con la variación: a)- del peso, y b)- de la longitud de fibra estirada.	52
27	Respuesta espectral de la señal MDO en FDY para un peso de 50 gr y una longitud de fibra estirada de 2.5 cm.	53
28	Dependencias de la amplitud del MDO como función de la potencia de entrada al interferómetro de Sagnac: a)- función de transferencia observada para diferentes potencias de entrada, y b) - amplitud del MDO observada para una frecuencia de modulación fija de 700 Hz. . . .	54
29	Dependencia de la amplitud de la señal de MDO como función de la amplitud de modulación.	55
30	Forma de la señal de MDO detectada con el osciloscopio para modulación senoidal con amplitud de: a) - $3 V_{p-p}$, b) - $7 V_{p-p}$	55
31	Dependencia de la potencia promedio de salida del interferómetro de Sagnac con FDE como función de la potencia de entrada.	56
32	Respuesta espectral de la señal de MDO en FDE para un peso de 50 gr y una longitud de fibra estirada de 2.5 cm.	57
33	Dependencia del primer y segundo armónico en las salidas de: a) - Onda transmitida, b) - Onda reflejada del interferómetro.	57
34	Forma de la señal de MDO obtenida con el osciloscopio en las salidas de: a) - la onda transmitida, y b) - la onda reflejada, para modulación senoidal con una amplitud de $3 V_{p-p}$	58
35	Forma de la señal de MDO obtenida con el osciloscopio en las salidas de: a) - la onda transmitida, y b) - la onda reflejada, para modulación senoidal con una amplitud de $10 V_{p-p}$	59
36	Dependencia de la amplitud del armónico fundamental de la señal de MDO, como función de la potencia de entrada.	59
37	a)- Configuración experimental del interferómetro adaptativo de Sagnac, y b)- perfiles espectrales del ruido detectado en las salidas de monitoreo - línea gris - y de onda transmitida - línea oscura - del interferómetro. . .	63
38	Perfiles espectrales del ruido obtenidos en las salidas de: a) - Monitoreo, y b) - onda transmitida, para diferentes valores de la potencia detectada. . .	64

Lista de Figuras

Figura	Página	
39	Nivel de ruido detectado alrededor de la frecuencia de 700 Hz, mediante el amplificador Lock-in en las salidas de monitoreo y la onda transmitida para diferentes valores de voltaje promedio.	65
40	Razón entre la máxima amplitud de la señal detectada y la amplitud del ruido (SNR) del interferómetro adaptativo en FDY.	65
41	Espectros de frecuencias de la señal detectada en la salida de onda transmitida para una potencia incidente de 0.9 mW, bajo las siguientes condiciones experimentales: a)- láser apagado, b)- láser encendido pero sin la masa inercial colgando de la fibra óptica, c)- con el láser encendido pero con la masa inercial, y d)- caso anterior con modulación senoidal con amplitud de $6 V_{p-p}$	67
42	Tarjeta de adquisición de datos <i>NI USB-6009</i> de 8 entradas analógicas con una resolución de 14 bits y una velocidad máxima de muestreo de 48 KS/s.	71
43	Señal de la respuesta en el tiempo del sensor obtenida con: a) - Osciloscopio digital Tektronix 340, b) - Labview, ambas detectadas con una R_L de 100 K Ω	71
44	Espectros de frecuencias de la respuesta del acelerómetro obtenidos mediante: a)- analizador de espectros SR770, b)- Labview, ambos detectados con una R_L de 100 K Ω	72
45	a) Señal máxima de autocorrelación, y b) autocorrelación del ruido ambiental.	73
46	a)- Respuesta del sensor para el caso en el que modulamos con un tren de dos pulsos rectangulares con una amplitud de $5 V_{p-p}$, con una duración por pulso de 1 ms separados por un tiempo de 400 ms, y una repetición del tren de pulsos de 1 s, y b) autocorrelación de la señal de respuesta al mismo tren de pulsos que el caso anterior.	74
47	Dependencia de la amplitud del pico de correlación como función de la amplitud de los pulsos generados.	74
48	a) Respuesta del sensor cuando modulamos con un tren de 2 pulsos rectangulares separados por un tiempo de 400 con una amplitud de $300 mV_{p-p}$, y b) señal de auto-correlación de la respuesta a la modulación.	75

Lista de Tablas

Tabla		Página
1	Especificaciones técnicas de los osciloscopios digitales TDS3012B y TDS340 de la marca Tektronix.	25
2	Especificaciones técnicas del analizador de espectros SR770 de Stanford Research Systems.	26
3	Especificaciones técnicas de los amplificadores Lock-In SR510 y SR850 de la marca Stanford Research Systems.	27
4	Especificaciones técnicas de los generadores de funciones utilizados. . . .	28
5	Especificaciones técnicas de los transductores piezoeléctricos de la marca Thorlabs.	28
6	Principales características de las fibras dopadas con tierras raras.	29
7	Principales características de las fibras dopadas con tierras raras.	31
8	Principales parámetros proporcionados por el fabricante del láser de estado solido Nd:YAG CL 1064-200-SO Crystalaser.	32
9	Principales parámetros del láser semiconductor (DFB) NLK1S5GAAA. . .	38

Capítulo 1

Introducción

Por el momento existe una literatura muy amplia sobre sensores de fibra óptica de diferentes tipos y para diferentes propósitos (Udd, 1991). El nombre sensores de fibra óptica abarca una amplia gama de dispositivos que operan de distintas formas. Estos dispositivos detectan cambios provocados en la luz que viaja a través de la fibra óptica, ocasionados por algún campo externo. Estas influencias externas pueden afectar directamente la forma en que la fibra transmite la luz que se propaga en ella. Esto sucede de varias maneras y muchas de ellas producen pequeños cambios en el índice de refracción de la fibra, de tal manera que el cambio resultante pueda ser tomado como una medida de la perturbación externa, permitiéndonos así detectar el parámetro físico deseado.

Los sensores interferométricos de fibra óptica, desde ya hace varias décadas, han llamado la atención de científicos e ingenieros debido a sus numerosas ventajas, como lo son: su gran rango dinámico, alta sensibilidad y un gran ancho de banda.

Como resultado del desarrollo de diferentes métodos ópticos de medida (Udd, 1991) se abrió la posibilidad de medir una mayor diversidad de parámetros físicos (como: vibraciones mecánicas, temperatura, presión, aceleración, etc.) con gran precisión. Uno de los métodos utilizados es la interferometría óptica, la cual se ha considerado como una de las técnicas de medición más flexibles y de alta sensibilidad. Sin embargo, el problema real en una configuración interferométrica es que debido a la influencia de diferentes factores ambientales tales como: cambios en temperatura, presión atmosférica, vibraciones mecánicas, etc., aparecen fluctuaciones aleatorias en el punto operacional

del interferómetro. Para compensar estos efectos no deseados es necesario introducir un sistema de detección complicado (Agrawal, 1997) o un sistema de retroalimentación, tal como un sistema electro-óptico (Jackson *et al.*, 1980b).

En un arreglo interferométrico convencional como el que se muestra en la figura 1a, la superficie reflectora del divisor de haz (BS) permanece fija. La respuesta de este interferómetro a la modulación periódica introducida en un brazo depende de la fase promedio entre los dos haces que interfieren en el fotodetector (ver figura 1b). En particular, se obtiene una detección lineal con una modulación más amplia cuando la diferencia de fase es $\Delta\varphi = \pm\pi/2$. Al contrario, para $\Delta\varphi = 0, \pm\pi$ la detección es cuadrática, con amplitud mínima y con una ausencia completa del primer armónico en la señal de salida.

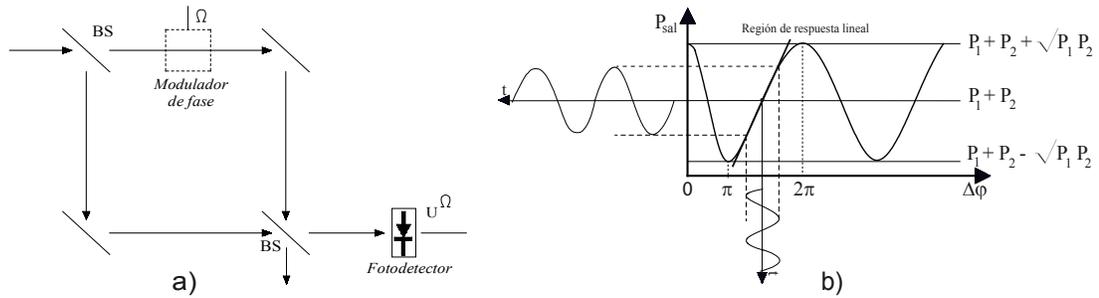


Figura 1. a)- Detección de modulación de fase en una configuración convencional del interferómetro de tipo Mach-Zehnder (Stepanov, 1994, p. 70), y b)- respuesta del interferómetro como función del punto operacional ($\Delta\varphi$).

Cabe mencionar, que para mantener constante el punto de operación del interferómetro, se debe fijar también la posición de las franjas del patrón de interferencia sobre esta superficie. Este problema se puede resolver, con un sistema de retroalimentación (Jackson *et al.*, 1980b), o también mediante el ajuste de las superficies reflectoras, usando una técnica de holografía dinámica; implementando de esta manera un interferómetro adaptativo (Stepanov, 1994). Aquí, el divisor de haz convencional (BS) es sustituido por un holograma dinámico de volumen como se puede

observar en la figura 2. Este holograma cumple la función de un divisor de haz inteligente el cual es capaz de seguir el desplazamiento del patrón de interferencia y de grabarlo de forma continua usando los haces de señal y de referencia.

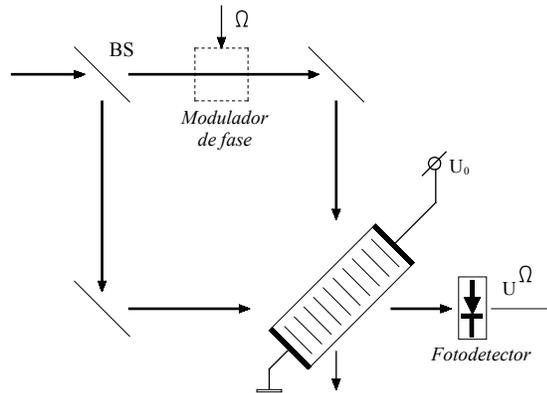


Figura 2. Configuración interferométrica con detección adaptativa basada en un holograma dinámico fotorrefractivo (Stepanov, 1994, p. 70).

En este caso el holograma dinámico mantiene constante el punto operacional del interferómetro, estabilizando la respuesta del mismo. El punto operacional estabilizado depende del mecanismo de formación del holograma dinámico (rejilla de fase y/o amplitud, desplazada o no desplazada). Por ejemplo, para el caso de una rejilla, fotorrefractiva de fase (Stepanov, 1994), para realizar una detección lineal la rejilla necesita ser no desplazada, con respecto al patrón de interferencia de grabado.

Cada holograma (o rejilla) dinámico tiene su propio tiempo característico de formación τ_g , y por ello sólo pueden compensarse los cambios de fase lentos con frecuencias menores a la frecuencia de corte $\Omega_0 = \tau_g^{-1}$. Cuando las señales que llevan la información son de frecuencias mayores a la frecuencia de corte ($\Omega > \Omega_0$), y no son compensadas por la rejilla dinámica, son detectadas por el fotodiodo. Es importante mencionar que el tiempo de formación de la rejilla dinámica no limita la frecuencia máxima que puede detectar el sistema adaptativo, en realidad la máxima frecuencia

detectable esta limitada solamente por el ancho de banda del sistema (fotodiodo más preamplificador).

Desde el punto de vista del principio descrito anteriormente, en cristales fotorrefractivos (Kamshilin *et al.*, 2009), un interferómetro adaptativo similar, pero basado en una configuración en fibras dopadas con tierras raras saturables como medio para la formación de las rejillas dinámicas, parece ser más prometedor. Las configuraciones adaptativas de fibra óptica son más compactas, compatibles con sistemas de fibra óptica, y debido a la alta concentración de energía en el núcleo de la fibra, no necesitan de altas potencias y se caracterizan por sus tiempos cortos de formación de las rejillas.

Los primeros experimentos sobre el grabado de rejillas dinámicas de población en fibras dopadas con erbio (FDE), con ganancia/absorción óptica saturable, fueron reportados en Frisken (1992). Estos experimentos atrajeron la atención debido a las posibles aplicaciones en láseres de fibra de onda continua con emisión de una sola longitud de onda (Frisken, 1992) y en filtros sintonizables de banda angosta en fibras ópticas (Frisken, 1992; Fischer *et al.*, 1993a,b). Más tarde, en el grupo de investigación del CICESE se propuso (Stepanov *et al.*, 2004) y realizó experimentalmente (Miridonov *et al.*, 2011) la aplicación de estas rejillas dinámicas en sistemas adaptativos de detección interferométrica.

Recientemente, en el artículo (Stepanov, 2008) se realizó un análisis detallado de los datos más importantes obtenidos durante una década de investigaciones sobre el grabado de rejillas dinámicas de población en fibras dopadas con tierras raras a través de la saturación local de absorción o ganancia óptica, tales como: la eficiencia de difracción de la rejilla dinámica grabada, el tipo de rejilla formada (amplitud y/o fase), el tiempo característico de formación, la potencia óptica requerida para el grabado de la rejilla,

etc.

Como se mencionó anteriormente, las rejillas dinámicas en las fibras ópticas bajo consideración, son atractivas para distintas aplicaciones por dos ventajas importantes. Una de ellas está asociada a la fácil disponibilidad de una gran variedad de elementos de fibra óptica, comenzando por las fibras dopadas, acopladores ópticos, y láseres de onda continua, etc., comercializados debido a su frecuente uso en telecomunicaciones (Agrawal, 1997). La segunda ventaja está asociada con la posibilidad de desarrollar dispositivos totalmente de fibra óptica, por ejemplo, sensores de fibra o interferómetros adaptativos, lo cual es claramente muy importante para aplicaciones en campo o en áreas como la industria aeroespacial o la automotriz (Dakin y Culshaw, 1997). De nuestro particular interés, son los interferómetros adaptativos basados en el mezclado de dos ondas (MDO).

Estudios recientes han demostrado que las fibras dopadas con tierras raras saturables, especialmente con erbio (Stepanov y Santiago, 2006), o iterbio (Stepanov *et al.*, 2007), pueden ser utilizadas como medios no lineales en los interferómetros adaptativos. En particular, en el artículo (Stepanov *et al.*, 2004) por primera vez se propuso el uso del mezclado de dos ondas (MDO) transitorio en fibras dopadas con tierras raras saturables para la detección adaptativa de modulación de fase, y en particular, para la detección de ondas ultrasónicas (Dewhurst y Shan, 1999). Las investigaciones experimentales de los artículos antes mencionados y en otros (Stepanov, 2008), mostraron que las rejillas de población en fibras dopadas con erbio necesitan potencias de submiliwatts para su formación con tiempos característicos ≤ 10 ms. También, en (Stepanov y Hernández, 2007) se mostró que en el rango espectral de 1480-1500 nm las rejillas cuentan con la componente de fase bastante grande, lo cual es necesario para la detección lineal ($\varphi \approx \pm\pi/2$).

En el artículo (Stepanov *et al.*, 2007) se reportaron resultados de investigaciones sobre rejillas dinámicas de población en fibra dopada con iterbio (FDY) con absorción saturable para una longitud de onda de grabado de $\lambda = 1064$ nm. Se observó un tiempo de formación de la rejilla dinámica más corto, aproximadamente 10 veces menor, y una potencia de saturación de la fibra 10 veces mayor que lo reportado típicamente para rejillas dinámicas grabadas en fibra dopada con erbio (FDE), en el rango espectral de 1480-1570 nm. Dichos resultados también demostraron que la rejilla de población predominante para la longitud de onda de grabado de 1064 nm es del tipo de fase con la componente de amplitud significativamente más débil.

Por estas razones se investigó el desarrollo de un interferómetro adaptativo basado en fibra dopada con iterbio (FDY) para la detección de ondas ultrasónicas (Nuñez Quintero, 2009). El sistema interferométrico resultó ser estable y adecuado para la detección lineal adaptativa de las señales ultrasónicas inducidas por un láser pulsado. Su sensibilidad se encontró limitada por el ruido de intensidad del láser de estado sólido Nd:YAG.

Hemos visto que los sensores de fibra óptica y en particular los que se basan en el uso de la interferometría adaptativa, por su alta estabilidad del punto operacional, permiten que los sistemas se vuelvan más prácticos, y estables y que sean altamente sensibles. Por esto, en este trabajo de investigación nos enfocamos en el desarrollo de un interferómetro adaptativo basado en rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras para llevar a cabo la detección de aceleraciones; es decir, lo que en la literatura es conocido como un acelerómetro.

1.1 Objetivos

Los principales objetivos de esta investigación son los siguientes:

1. Llevar a cabo pruebas experimentales de dos configuraciones basadas en fibras

dopadas con erbio (láser semiconductor) y con iterbio (láser de estado sólido).

2. Evaluar las principales características de los dispositivos (acelerómetros) tales como: sensibilidad, linealidad de su respuesta, resolución, y rango de frecuencias detectadas.
3. Desarrollar un sistema de análisis de correlación de señales provenientes de un par de acelerómetros, con el propósito de localizar la fuente de las señales detectadas.

1.2 Organización de la tesis

El presente trabajo de tesis está estructurado de forma general en los siguientes capítulos posteriores a este:

En el capítulo II se presentan algunos conceptos básicos relacionados con el trabajo de esta tesis, en particular, se tratan fundamentos del mezclado de dos ondas transitorio vía rejillas dinámicas en fibras dopadas con tierras raras. También, se mencionan brevemente los diferentes tipos de acelerómetros de fibra óptica convencionales.

El capítulo III se dedica a la descripción detallada de los componentes más importantes de las dos configuraciones interferométricas experimentales utilizadas para el desarrollo del acelerómetro, una basada en fibra dopada con erbio y la otra en fibra dopada con iterbio; así como también se describe el equipo y muestras experimentales utilizadas en este trabajo.

En el capítulo IV se muestran una serie de experimentos desarrollados con el fin de caracterizar de forma detallada la respuesta de MDO transitoria del sensor para ambas configuraciones descritas en el capítulo III, así como también se discuten las características principales de los dispositivos desarrollados. Se presentan los resultados

del procesamiento (en particular de auto correlación) de las señales por el paquete LabView.

Finalmente, en el capítulo V se presentan los principales resultados del trabajo de esta tesis, así como también la conclusión general y el posible desarrollo del trabajo en el futuro cercano.

Capítulo 2

Conceptos básicos

2.1 Fibras ópticas dopadas con tierras raras

Gracias a la ciencia de los materiales, se han podido fabricar fibras especiales que amplifican señales ópticas viajando dentro de la fibra sin la necesidad de una conversión óptica - eléctrica a eléctrica - óptica (Agrawal, 1997; Rubén *et al.*, 2008). En particular, esta propiedad se muestra en fibras dopadas con tierras raras. Las fibras de sílice dopadas con tierras raras pueden ser útiles como medios de amplificación láser que a la vez ofrecen la ventaja de una guía de onda monomodal. En particular estas fibras ofrecen bajas pérdidas por inserción y una muy inferior sensibilidad a la polarización. Existe una gran variedad de fibras ópticas comerciales dopadas con Yb, Er, Nd, Pr, etc., algunas de ellas enfocadas al área de amplificadores ópticos (Becker *et al.*, 1999).

Para la fabricación de estas fibras puede ser utilizada una amplia variedad de métodos, la elección del método debe ajustarse a las necesidades del diseño. La fabricación a grandes escalas, se realiza mediante técnicas tradicionales tal como deposición química por vapor modificado (Poole *et al.*, 1985) o alguna más reciente, como deposición directa de nanopartículas (Hotoleanu *et al.*, 2002). Las concentraciones de las tierras raras en las fibras dopadas son desde muy elevadas como varios miles de partes por millón (ppm) hasta muy bajas como menores a 1 ppm.

2.1.1 Fibras dopadas con erbio

Como mencionamos anteriormente, las fibras ópticas de sílice son fabricadas con distintos contaminantes para distintas aplicaciones. Uno de ellos es el erbio (Er) el cual es un elemento químico perteneciente a los metales del grupo de tierras raras y es ampliamente usado como medio activo en amplificadores ópticos y láseres de fibra (Desurvire, 1994). El sílice entra en la forma de ión trivalente Er^{3+} , lo cual se suele modelar como un sistema de tres niveles de energía (Siegman, 1986): el estado base, el estado metaestable y el estado excitado, como lo podemos observar en la figura 3a. En la figura 3b se muestran las dependencias espectrales de las secciones transversales de absorción y de emisión de la transición fundamental del erbio, centrados alrededor de 1530 nm . La importancia de este dopante en el área de comunicaciones ópticas es que el espectro de emisión del erbio corresponde con la ventana de absorción fundamental de fibras de sílice (Agrawal, 1997).

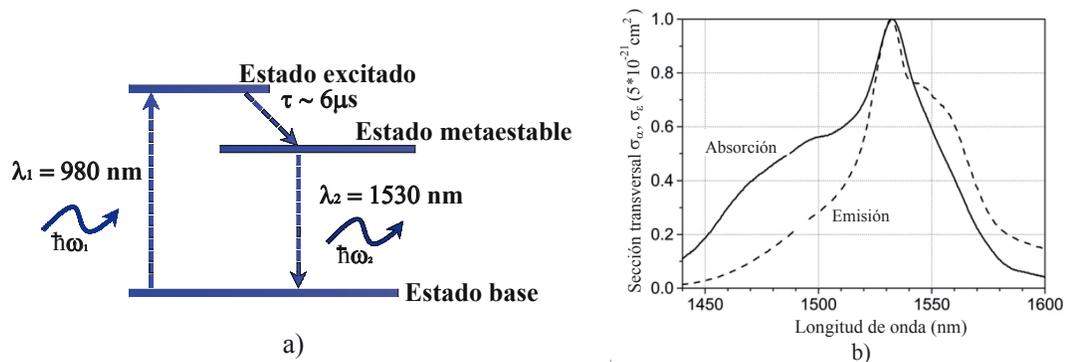


Figura 3. a)- Sistema de tres niveles de los iones Er^{3+} en sílice modificado de (Siegman, 1986, p. 249), y b)- espectro típico del perfil de absorción y emisión de la transición fundamental del erbio en sílice (Becker *et al.*, 1999, p. 115).

En ausencia de bombeo óptico todos los iones de erbio se encuentran en el estado base. Al bombear la fibra óptica con un haz de luz con una longitud de onda de 980 nm , los iones absorben energía de los fotones y son llevados al estado excitado, de donde decaen al estado metaestable casi instantáneamente (con un tiempo característico de

$\approx 6 \mu s$) a través de una transición no radiante. Durante el proceso de bombeo óptico, después de un lapso de tiempo, se acumulan en el estado metaestable más iones de erbio que en el estado base, lográndose una inversión de población, es decir, un medio activo o con ganancia (Siegman, 1986).

Del estado metaestable los iones pueden decaer al estado base en un tiempo característico de ≈ 10 ms, liberando un fotón ($\lambda = 1530$ nm) con energía igual a la diferencia energética entre el estado metaestable y el estado base (Desurvire, 1994). Estos fotones, liberados por el proceso de emisión espontánea, son incoherentes, se emiten en todas direcciones y con estados de polarización aleatorios. A estas emisiones se les conoce como fluorescencia y su espectro corresponde a la sección transversal de emisión del erbio (ver figura 3 b).

Además, si un ion del nivel metaestable es desexcitado mediante un fotón incidente externo, otro fotón es generado con las mismas características de longitud de onda, fase y dirección de propagación de la luz incidente. A este fenómeno se le conoce como emisión estimulada (Siegman, 1986). Su eficiencia también corresponde al espectro de emisión del erbio. Cabe mencionar, que por su naturaleza la emisión estimulada es un proceso opuesto al de la absorción óptica, es decir, un fotón incidente (absorbido) desaparece dando un ion de erbio en el estado metaestable.

2.1.2 Fibras dopadas con iterbio

De igual manera, las fibras ópticas de sílice son fabricadas con iterbio (Yb), un elemento químico también perteneciente al grupo de tierras raras. En la tecnología actual, ha adquirido un papel importante en la forma de ion trivalente Yb^{3+} , usado en láseres y amplificadores ópticos en el rango espectral 1020 - 1080 nm (Pask *et al.*, 1995). Simplificando, se suelen modelar los iones de iterbio como un sistema de tres

niveles, igual al sistema de modelado de los iones de erbio, a diferencia de que el bombeo óptico es a una longitud de onda de 975 nm. El tiempo de relajación del estado metaestable al estado base es de $\tau_0 \approx 1$ ms y el fotón emitido está centrado a una longitud de onda de $\lambda \approx 1050$ nm como se muestra en la figura 4 a. En la figura 4 b se muestran las dependencias espectrales de las secciones transversales de absorción y de emisión de la transición fundamental del iterbio (Yb).

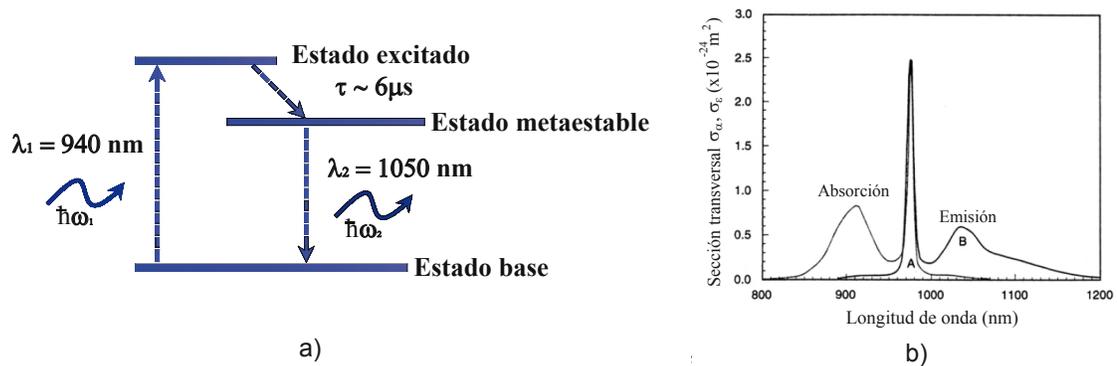


Figura 4. a)- Sistema de tres niveles de los iones de Yb^{3+} en sílice modificado de (Siegman, 1986, p. 249), y b)- espectro típico del perfil de absorción y emisión de la transición fundamental del iterbio en sílice (Pask *et al.*, 1995, p. 3).

2.2 Rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras

Una rejilla grabada en una fibra óptica se define como la sección donde el índice de refracción o la absorción/ganancia óptica varían de forma periódica a lo largo de su longitud. Las rejillas formadas por variaciones de índice de refracción se denominan rejillas de fase y por cambio de absorción óptica se llaman rejillas de amplitud. Desde hace varias décadas se han realizado investigaciones de las rejillas dinámicas de densidad de población grabadas en medios volumétricos (Eichler *et al.*, 1986).

Podemos decir que dichas rejillas son formadas mediante el fenómeno conocido

como quemado espacial de huecos (spatial hole burning) que consiste en la saturación/o ganancia de la absorción óptica que ocurre dentro del medio en los máximos del patrón de interferencia de dos haces de grabado (Siegman, 1986). El grabado de estas rejillas es un proceso dinámico, debido a que la rejilla desaparece después de quitar la excitación (patrón de interferencia de grabado) con un tiempo característico determinado por el tiempo de relajación espontáneo del estado metaestable del ion activo. De ahí que reciben el nombre de rejillas dinámicas.

La configuración típica de formación de una rejilla dinámica de población por dos ondas mutuamente coherentes contrapropagándose en una fibra óptica dopada con alguna tierra rara se muestra en la figura 5. El periodo espacial de la rejilla es $\Lambda = \lambda/2n_{eff}$, como resultado para ambas ondas de grabado se observa la condición de Bragg para difracción de la misma rejilla. Este proceso de auto difracción, el cual resulta en un cambio de las amplitudes de las ondas de luz transmitidas se llama, mezclado de dos ondas (MDO).

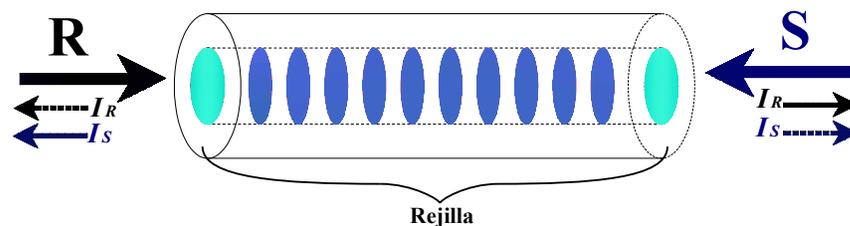


Figura 5. Grabado de una rejilla dinámica en una fibra dopada con tierras raras por contrapropagación de dos haces mutuamente coherentes (Stepanov, 2008, p. 3).

2.2.1 Ecuaciones de razón para un sistema de dos niveles

Como se mencionó anteriormente, una forma más sencilla de representar alguna tierra rara (Er, Yb, etc.) en una fibra óptica es modelándola como un sistema de 3 niveles energéticos. Como sabemos, el tiempo de decaimiento del estado excitado al estado

metaestable del ion activo es muy corto comparado con el tiempo de vida del estado metaestable, τ_0 . Por lo tanto, podemos asumir que la población del estado excitado es prácticamente igual a cero, aún en el caso de bombeo óptico. Ahora, con esta consideración podemos simplificar el sistema y representarlo como un sistema de 2 niveles (figura 6), donde la población de iones en el estado base está representada por N_1 y en el estado metaestable por N_2 , de tal forma que la concentración total de los iones N_0 está dada por:

$$N_0 = N_1 + N_2. \quad (1)$$

La presencia de la intensidad de la luz de grabado I con una longitud de onda igual a la de la transición fundamental en un sistema atómico de dos niveles, genera una transición de átomos entre los dos estados de energía. Para ello es necesario definir una ecuación para las poblaciones de cada estado energético, la cual nos describa la evolución de la población de iones en cada nivel. A estas ecuaciones se les conoce como ecuaciones de razón (Siegman, 1986).

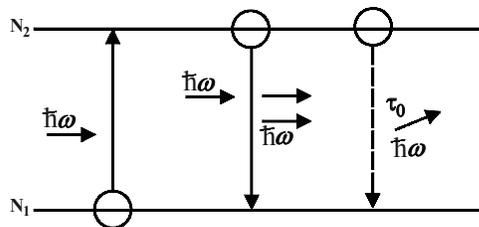


Figura 6. Sistema simplificado de dos niveles.

Debido a que la concentración total de iones está dada por la suma de la población de cada uno de los niveles (ecuación 1), es posible describir la evolución de las poblaciones de ambos niveles, sólo desarrollando una ecuación. En particular, esta ecuación puede

describir la tasa de densidad de población N_2 del estado metaestable:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = (N_0 - N_2) \sigma_a \frac{I}{\hbar\omega} - N_2 \sigma_e \frac{I}{\hbar\omega} - \frac{N_2}{\tau_0}, \quad (2)$$

aquí $\hbar\omega$ es la energía del fotón incidente a la fibra óptica, τ_0 es el tiempo de relajación del estado metaestable al estado base, σ_a y σ_e son las secciones transversales de absorción y emisión respectivamente.

Antes de analizar la ecuación 2 para el caso de iluminación constante, introducimos variables normalizadas de la concentración N_2 en la forma $N'_2 = N_2/N_0$ y del tiempo t en la forma $t' = t/\tau_0$. Para esto multiplicamos ambos lados de la ecuación 2 por el factor τ_0/N_0 , obteniendo:

$$\frac{\partial N'_2}{\partial t'} = \tau_0 \sigma_a \frac{I}{\hbar\omega} - N'_2 [(\sigma_a + \sigma_e) \tau_0 \frac{I}{\hbar\omega} + 1], \quad (3)$$

ahora, si introducimos el parámetro denominado intensidad de saturación como

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega}{\tau_0(\sigma_a + \sigma_e)}, \quad (4)$$

y haciendo uso de esta ecuación de intensidad de saturación y sustituyéndola en la ecuación 3, tenemos:

$$\frac{\partial N'_2}{\partial t'} = \sigma_a \tau_0 \frac{I}{\hbar\omega} - N'_2 \left[\frac{I}{I_{sat}} + 1 \right]. \quad (5)$$

De la ecuación 5 vemos que para la potencia de la luz igual a la potencia de saturación, la probabilidad de las transiciones inducidas (del estado metaestable al estado base) es igual a la probabilidad de la relajación espontánea. Utilizando también una potencia de luz normalizada $I' = I/I_{sat}$, y aceptando por simplicidad que $\sigma_a = \sigma_e$, podemos expresar la ecuación 5 de una forma aún más sencilla:

$$\frac{\partial N'_2}{\partial t'} + N'_2 (I' + 1) = \frac{I'}{2}. \quad (6)$$

Es claro que la familia de soluciones a esta ecuación diferencial presenta dependencias exponenciales, las cuales se relajan del nivel inicial hasta un nivel estacionario. Entonces una solución general de la ecuación 6 del tipo no homogénea tiene la siguiente forma :

$$N_2' = A e^{-(1+I')t'} + \frac{I'}{2(1+I')}, \quad (7)$$

donde A es una constante. De la misma ecuación 7 podemos ver que la población en estado estacionario está dada por $N_2 = N_0 \frac{I'}{2(1+I')}$.

Ahora, de la solución anterior podemos ver que la razón con la cual se establece el estado estacionario, es la siguiente:

$$\tau'^{-1} = (1 + I'). \quad (8)$$

Cambiando los valores normalizados por los valores originales, tenemos que el tiempo de relajación (τ) de población está dado por:

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} (1 + I / I_{sat}). \quad (9)$$

2.2.2 Formación de la rejilla de población en el sistema de dos niveles

Para considerar el proceso de grabado de la rejilla dinámica en la fibra dopada, asumimos que las potencias de las ondas de grabado R y S (ver figura 5) son fijas y por lo tanto consideramos que el grabado de la rejilla se encuentra asegurado por el patrón de interferencia fijo de forma senoidal:

$$P(z) = P_0 [1 + m \cos(Kz)], \quad (10)$$

donde P_0 es la potencia óptica total promedio, m es la profundidad de modulación del patrón de interferencia y $K = 2\pi/\Lambda$ es la frecuencia espacial de la rejilla dinámica (Stepanov y Plata, 2004b).

En la consideración de la formación de la rejilla de población en el régimen estacionario usamos una relación simple (Siegman, 1986), la cual describe la saturación de la absorción óptica inicial no saturada de la fibra α_0 en función del valor local de la potencia óptica $P(z)$:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + P(z)/P_{sat}}. \quad (11)$$

Aquí, la potencia de saturación P_{sat} es un parámetro específico de cada fibra dopada, la cual depende del área modal de la fibra D_M y de la intensidad de saturación (ecuación 4) del ion activo

$$P_{sat} = \frac{\pi}{4} D_M^2 I_{sat}. \quad (12)$$

Para obtener el perfil de la absorción óptica en la rejilla grabada es necesario sustituir la potencia del patrón de interferencia $P(z)$ en la ecuación 11, lo cual resulta en

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + (P_0 / P_{sat})(1 + m \cos(Kz))}. \quad (13)$$

En general, este perfil representa una réplica bastante distorsionada e invertida del patrón senoidal inicial $P(z)$. Esto, debido a la no linealidad de la dependencia de la absorción óptica en función de la potencia (P). Un método sencillo para evaluar la amplitud de la componente espacial fundamental es utilizar la aproximación de profundidad de modulación baja, suponiendo en la ecuación 13 que $m \ll 1$, obteniendo entonces:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + P_0 / P_{sat}} [1 + m' \cos(Kz)]. \quad (14)$$

Aquí el primer término del lado derecho de la igualdad nos representa el nivel promedio de la saturación óptica y el segundo término nos representa la rejilla de amplitud grabada. La profundidad de modulación o contraste de la de la rejilla está

dada por

$$m' = -m \frac{P_0 / P_{sat}}{1 + P_0 / P_{sat}}. \quad (15)$$

El signo negativo nos indica que el mínimo en el perfil de absorción se encuentra localizado en el máximo del perfil del patrón de interferencia (figura 7) lo cual corresponde a una característica típica de una rejilla de amplitud grabada a través del quemado espacial de huecos.

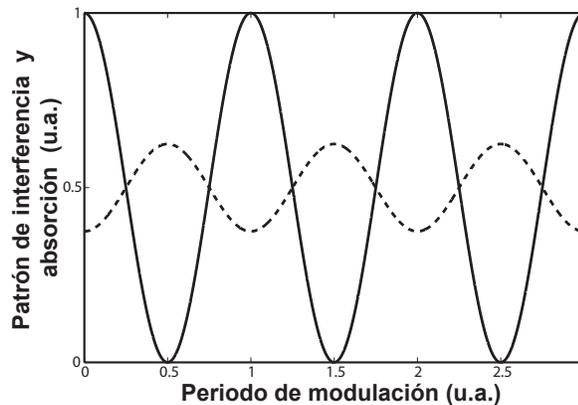


Figura 7. Diagrama simplificado en el cual se ilustra la formación de una rejilla por saturación de absorción óptica: Perfil del patrón de interferencia - línea continua. Perfil del patrón de absorción óptica - línea segmentada.

2.3 Mezclado de dos ondas transitorio por rejillas dinámicas en fibras dopadas

Como mencionamos anteriormente cuando dos ondas mutuamente coherentes viajan en contrapropagación a través de un medio con absorción saturable, se forma una rejilla dinámica de Bragg y ambas ondas de grabado son reflejadas por esta misma rejilla. Como resultado, en una salida de la fibra observamos interferencia de la onda de grabado S transmitida y la onda R reflejada por la rejilla (ver figura 5). Dependiendo del tipo

de rejilla grabada (de amplitud o fase) esto cambia la intensidad de la luz detectada en la salida de la fibra. A este proceso se le conoce como mezclado de dos ondas (MDO).

En el caso del mezclado de dos ondas transitorio usado en nuestros experimentos, una de las dos ondas de grabado (onda R) mantiene su fase fija, mientras que la otra onda S es la que contribuye a los cambios de fase. Estos se introducen en forma controlada por medio de un modulador de fase, o por algún parámetro externo que se desee medir, como por ejemplo: vibraciones, aceleraciones, cambios fotoinducidos, etc.

El mezclado de dos ondas con modulación de fase senoidal fue propuesto como un método para la caracterización de las rejillas dinámicas mismas en Ghertz *et al.* (1987), posteriormente fue bien desarrollado en experimentos con rejillas dinámicas en materiales fotorrefractivos (Garcia *et al.*, 1989). Dicho método se basa en la detección del primer y segundo armónico de la frecuencia de modulación en las intensidades de salida de las ondas de grabado. Una técnica similar aplicada a fibras dopadas con erbio fue utilizada en (Stepanov *et al.*, 2004; Barmenkov *et al.*, 2005). Algo interesante en esta técnica, es el hecho de que nos permite separar las señales inducidas por las rejillas de amplitud o de fase en la respuesta del MDO (frecuencia doble o fundamental).

Para conocer la contribución de las rejillas (fase / amplitud) en la señal de MDO, también se usa una señal rectangular periódica para modular la fase de la onda S de grabado (Stepanov *et al.*, 2004). La respuesta de MDO en este caso tiene la forma de picos transitorios los cuales decaen con un tiempo característico de formación de la rejilla τ , como se puede observar en la figura 8.

Mientras la rejilla de amplitud resulta en una respuesta par (respuesta con todos los picos transitorios de signo negativo), la rejilla de fase presenta una respuesta impar (con

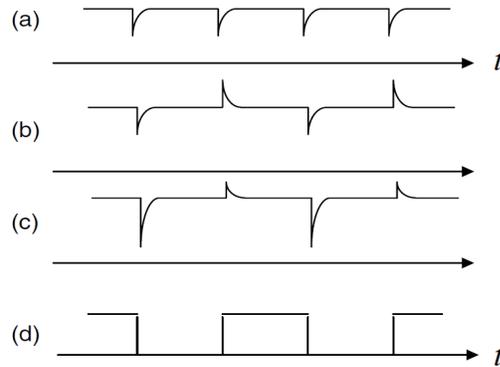


Figura 8. a)- Respuesta del mezclado de dos ondas (MDO) transitorio de la rejilla de amplitud, b)- de la rejilla de fase, c)- respuesta compuesta , y d)- perfil de la señal de modulación de onda cuadrada (Stepanov, 2008, p. 9).

cada segundo pico con signo opuesto) (Stepanov, 2008). La respuesta de MDO para una rejilla compuesta tiene una forma intermedia (ver figura 8 c).

2.4 Acelerómetros de fibra óptica convencionales

El uso de una fibra óptica como elemento transductor en un sensor puede ser asociado con la medición interferométrica de la tensión longitudinal inducida en la fibra por el campo de interés (en este caso la aceleración). En un trabajo original realizado en (Tveten *et al.*, 1980), los autores reportaron la construcción de un dispositivo muy simple (figura 9) empleado para demostrar el principio de operación y sensibilidad de un acelerómetro de fibra óptica, en el cual se mide la tensión en la fibra, producida por la aceleración. La base del dispositivo para detectar los cambios en la longitud del camino óptico, producidos por la tensión en la fibra, fue el uso de una configuración interferométrica de fibra óptica del tipo Mach-Zehnder.

En este trabajo se desarrollaron 2 configuraciones distintas: en una de ellas hicieron pender una masa inercial de dos fibras ópticas (figura 9 b), las cuales fueron empalmadas a cada brazo del interferómetro. En cambio, en la otra configuración hicieron pender

dicha masa de una sola fibra (figura 9 c), la cual fue empalmada a un solo brazo del interferómetro. Para mantener en su máxima sensibilidad (punto en cuadratura) el interferómetro Mach-Zehnder, utilizaron un sistema electrónico el cual se muestra en la figura 9 a (Jackson *et al.*, 1980a) para compensar los cambios de fase inducidos por variaciones de temperatura y de presión ambiental. Los autores reportaron haber obtenido para un rango de frecuencias de 0 - 400 Hz una sensibilidad en la detección de aceleraciones menor a 10^{-6} g/Hz^{1/2}.

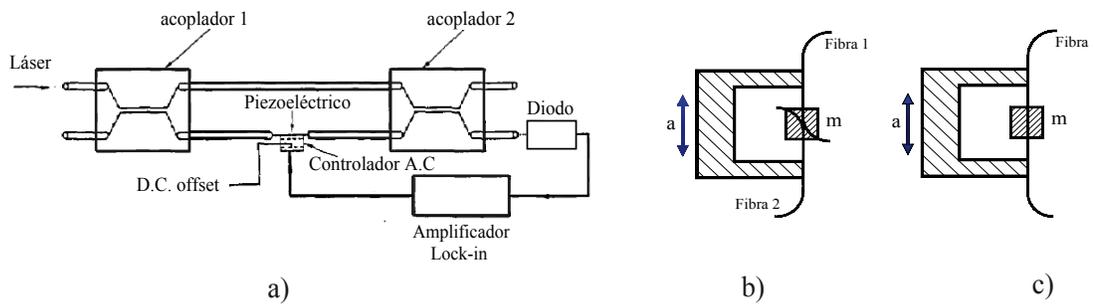


Figura 9. a)- Esquema del interferómetro de fibra óptica de tipo Mach-Zehnder utilizado en la configuración del acelerómetro basado en el estiramiento de la fibra óptica (Jackson *et al.*, 1980a, p. 140) a través de: b)- una masa inercial suspendida entre dos fibras, y c)- una masa inercial suspendida por una sola fibra (Tveten *et al.*, 1980, p. 855).

Otro tipo de acelerómetro de fibra óptica que se encontró en la literatura (Pechstedt y Jackson, 1995a,b), presenta un dispositivo basado en una bobina de fibra óptica enrollada sobre un cilindro de un material blando (como caucho de silicón), el cual se muestra en la figura 10 a. Este se encuentra situado dentro de la configuración del acelerómetro entre una superficie vibrante y una masa de referencia como se puede observar en la figura 10 b.

Aquí las vibraciones generan un estrechamiento del cilindro a lo largo de su eje Z, esto debido a que sobre el cilindro se encuentra situada una masa inercial. En el momento en que se presenta una vibración la masa ejerce una fuerza contraria a la fuerza producida por la vibración, como consecuencia se produce una compresión del

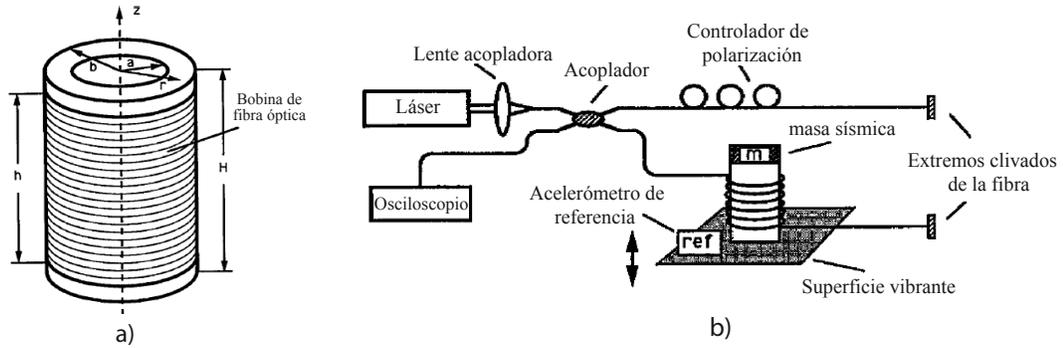


Figura 10. a)- Transductor cilíndrico hecho de un material blando, y b)- configuración experimental del acelerómetro (Pechstedt y Jackson, 1995, p. 3010, 3015, 1995b.)

cilindro, de tal manera que aumenta su diámetro y al mismo tiempo la longitud de la fibra óptica la cual se encuentra enrollada en el cilindro.

La configuración interferométrica de Michelson (figura 10 b) se usa para transformar el cambio de fase de la onda transmitida en el cambio de potencia óptica detectada por el fotodiodo. Haciendo una comparación entre el acelerómetro basado en el estiramiento de forma directa de la fibra óptica y este dispositivo, por el gran número de vueltas de la bobina que envuelve el cilindro, puede tener mucho mejor acoplamiento con la superficie vibrante y como resultado una mayor sensibilidad.

En los artículos mencionados anteriormente (Pechstedt y Jackson, 1995a,b) sobre el acelerómetro basado en una bobina de fibra óptica de 75 vueltas, se reportó haber obtenido una responsividad de alrededor de 4×10^2 rad/g, cuando en el trabajo (Tveten *et al.*, 1980) sobre el acelerómetro basado en el estiramiento directo de la fibra óptica, se reportó una responsividad de alrededor de 1 rad/g. Entonces, la responsividad del dispositivo basado en una bobina de fibra es más de dos órdenes de magnitud mayor. Asimismo, la sensibilidad de este acelerómetro fue mejor, alcanzando un valor de 2×10^{-8} rad/Hz^{1/2}.

Capítulo 3

Equipo, material y sistemas experimentales

3.1 Introducción

Para llevar a cabo el desarrollo y caracterización de la configuración experimental del acelerómetro de fibra óptica con detección adaptativa, fue necesario el uso de equipo de medición y adquisición de datos, así como de diferentes componentes de fibra óptica. Por ello, en este capítulo se muestra una breve descripción de las características del equipo, material y sistemas experimentales utilizados.

3.2 Equipo electrónico

En esta sección se describen las principales especificaciones de los instrumentos electrónicos de medición y adquisición de datos, utilizados para la realización de este trabajo de tesis.

3.2.1 Fotodetectores

Para la medición de las potencias ópticas de salida en los diferentes puntos de nuestras configuraciones experimentales utilizadas en este trabajo, se hizo uso de algunos detectores ópticos de alta velocidad marca Thorlabs modelo DET410 con conector FC y un fotodiodo de tipo PIN de InGaAs. El dispositivo tiene las siguientes características: una respuesta espectral de 700 - 1800 nm , un tiempo de respuesta de 5 ns, una corriente de oscuridad de 25 nA.

Su responsividad espectral, $\mathfrak{R}(\lambda)$, puede obtenerse de la figura 11 a, la cual es necesaria para obtener un valor estimado de la fotocorriente generada. Lo que en el mayor de los casos se desea es convertir esta fotocorriente en un voltaje el cual pueda ser observado en el osciloscopio. Esto se consigue añadiendo una resistencia de carga externa, R_{Load} . El voltaje de salida del fotodetector está dado por:

$$V_0 = P * \mathfrak{R}(\lambda) * R_{Load}, \quad (16)$$

donde P es la potencia óptica. Para evitar la saturación, el fotovoltaje generado debe ser menor que el voltaje de la pila interna ($\approx 12V$), ver la figura 11b.

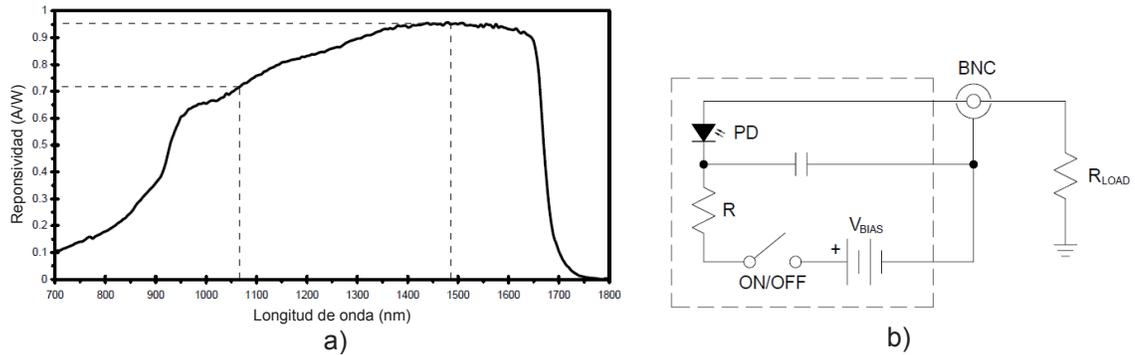


Figura 11. a)- Curva de responsividad espectral, y b)- circuito eléctrico interno del fotodetector DET410 de Thorlabs.

3.2.2 Osciloscopios

Durante el desarrollo de los experimentos de este trabajo de tesis, una parte fundamental fue la visualización de las señales detectadas, así como la evaluación de sus principales parámetros, por ejemplo: su amplitud, voltaje promedio, etc. Para ello se utilizaron dos osciloscopios digitales de la marca Tektronix de diferente modelo, TDS3012B y TDS340A. Sus principales características se muestran en la tabla 1.

Tabla 1. Especificaciones técnicas de los osciloscopios digitales TDS3012B y TDS340 de la marca Tektronix.

Parámetro	TDS3012B	TDS340A
Ancho de banda	100 MHz	100 MHz
Número de canales	2	2
Velocidad de muestreo	1.25 GS/s	500 MS/s
Adquisición y Promediado	256 trazos	256 trazos
Impedancia de entrada	1 $M\Omega$	1 $M\Omega$
Sensibilidad	1 mV/div	2 mV/div
Interfaz	<i>floppy de 3.5"</i> y puerto Ethernet	<i>floppy de 3.5"</i>

3.2.3 Analizador de espectros

El analizador de espectros es un equipo electrónico al cual es posible introducir una señal de entrada variante en el tiempo y nos permite visualizar las componentes espectrales a partir de su transformada rápida de Fourier (FFT). Debido a que en algunos experimentos fue necesario obtener información espectral de las señales de respuesta del MDO, se hizo uso del analizador de espectros por transformada de Fourier (FFT Spectrum Analyzer) *SR770* de la marca Stanford Research Systems. Una característica importante del analizador de espectros *SR770*, es que cuenta con una fuente interna sintonizable de baja distorsión (-80 dB), la cual fue indispensable para el análisis de la función de transferencia de los sistemas experimentales. En la tabla 2 se muestran algunas de las principales características del analizador de espectros *SR770*.

Tabla 2. Especificaciones técnicas del analizador de espectros SR770 de Stanford Research Systems.

Analizador de espectros <i>SR770</i> de Stanford Research Systems	
Impedancia de entrada	1 M Ω
Número de canales	1
Interfaz	GPIB y <i>floppy de 3.5"</i>
Rango dinámico	90 dB
Ancho de banda en tiempo real	100 kHz
Spans	191 mHz - 100 kHz
Resolución	Span/400
Fuente interna (V_{salida})	100 μV_p - 1 V_P

3.2.4 Amplificador Lock-In

El amplificador Lock-In es un dispositivo de gran sensibilidad, capaz de detectar y medir señales de AC periódicas muy pequeñas (en ocasiones del orden de nV), inclusive en los casos en que estas se encuentran inmersas entre fuentes de ruido miles de veces más grandes. Presenta la ventaja de trabajar como un filtro de banda angosta, el cual, puede ser sintonizado a la frecuencia de la señal de interés, ignorando de esta manera todas las demás frecuencias. En nuestro caso, para la detección de señales pequeñas, se utilizaron dos modelos de amplificadores Lock-in: SR510 y SR850 DSP. Ambos de la marca Stanford Research Systems. El amplificador Lock-In analógico SR510 se utilizó principalmente para el análisis del ruido en las configuraciones experimentales, y del láser de estado sólido de Nd:YAG. El amplificador Lock-In digital SR850 DSP, fue utilizado principalmente para la caracterización de las señales detectadas, es decir, para poder observar sus componentes de primer y segundo armónicos.

En la tabla 3 se muestran las principales características de los dos modelos de amplificadores Lock-In utilizados.

Tabla 3. Especificaciones técnicas de los amplificadores Lock-In SR510 y SR850 de la marca Stanford Research Systems.

Parámetro	<i>Amplificador Lock-In</i>	
	<i>SR510</i>	<i>SR850 DSP</i>
Impedancia de entrada	100 $M\Omega$	10 $M\Omega$
Rango de detección de frecuencias	0.5 Hz - 100 kHz	1 mHz - 102 kHz
Sensibilidad	100 nV - 500 mV	2 nV - 1 V
Tiempo de integración	1 ms - 500 ms	10 μs - 30 ks

3.2.5 Generador de funciones

Durante el desarrollo de los experimentos que involucra este trabajo de tesis, se utilizaron dos diferentes generadores de funciones. El generador Tektronix AFG3021 y el DS335 de Stanford Research Systems. Los generadores de funciones son equipos electrónicos capaces de producir señales periódicas analógicas básicas, como: senoidal, cuadrada, rampa, triangular. En nuestros experimentos estos equipos fueron utilizados como fuentes de voltaje para el modulador piezoeléctrico. En la tabla 4 se muestran las principales características de los dos diferentes modelos de generadores de funciones utilizados.

Tabla 4. Especificaciones técnicas de los generadores de funciones utilizados.

Parámetro	<i>Tektronix</i>	<i>Stanford Research Systems</i>
	<i>AFG3021</i>	<i>DS335</i>
Impedancia de salida	50 Ω	50 Ω
Rango de frecuencias	1 <i>mHz</i> – 25 <i>MHz</i>	1 μ <i>Hz</i> - 3.11 <i>MHz</i>
Resolución espectral	1 μ <i>Hz</i>	1 μ <i>Hz</i>
Amplitud	10 <i>mV_{pp}</i> - 10 <i>V_{pp}</i>	50 <i>mV_{pp}</i> - 10 <i>V_{pp}</i>
Forma de las señales	senoidal, rampa, pulsos triangular, Haversine gaussiana, exponencial, lorentziana y ruido	Senoidal, rectangular, triangular, rampa y ruido

3.2.6 Transductores piezoeléctricos

Dentro de nuestros experimentos de caracterización de la señal de MDO transitoria, la forma en la cual inducimos modulación de fase en los sistemas experimentales, fue mediante el uso de un transductor piezoeléctrico, el cual muestra una elongación mecánica al aplicarle un voltaje externo. En nuestro caso se hizo uso de dos transductores piezoeléctricos: El AE0503D16F y el AE0203D04F, ambos de la marca Thorlabs. Sus principales características las podemos observar en la tabla 5.

Tabla 5. Especificaciones técnicas de los transductores piezoeléctricos de la marca Thorlabs.

<i>Piezoeléctrico</i>	<i>Desplazamiento @ 100V</i>	<i>Frecuencia resonante</i>
AE0203D04F	3.0 μ <i>m</i> +/– 1.5	261 KHz
AE0503D16F	11.6 μ <i>m</i> +/– 2.0	69 KHz

3.3 Preparación y caracterización de las fibras dopadas

Durante el desarrollo de nuestros experimentos se investigaron dos diferentes configuraciones, una de ellas basada en fibra dopada con erbio (FDE) y la otra en fibra dopada con iterbio (FDY). En el arreglo experimental basado en FDE se utilizó fibra EDF-HG980, y en la configuración basada en FDY se empleó fibra Liekki YB-1200. Algunos de los parámetros principales de estas fibras, se presentan en la tabla 6.

Tabla 6. Principales características de las fibras dopadas con tierras raras.

	<i>EDF-HG980</i>	<i>Liekki Yb-1200-4/125</i>
Proveedor	Thorlabs	<i>n</i> Light
Dopante	Erbio	Yterbio
Diámetro modal	$4.4 \pm 0.8 \mu m @ 1550 nm$	$4.4 \pm 0.8 \mu m @ 1060 nm$
Longitud de onda de corte	800 - 950 <i>nm</i>	$1010 \pm 70 nm$
Absorción máxima	5.6 - 14 dB/m @ 980 <i>nm</i>	1200 dB/m @ 976 <i>nm</i>

Aparte de estos, hay otros parámetros que son de suma importancia para los fines de nuestros experimentos, como por ejemplo, el valor de la potencia de saturación P_{sat} , la densidad óptica no saturada $\alpha_0 L$, y el tiempo de relajación espontáneo del ión activo de la tierra rara τ_0 . El método para obtener de forma experimental estos parámetros es a través de la fluorescencia transversal. Mediciones directas de la razón de incremento de la fluorescencia detectada transversalmente en fibra dopada con erbio fueron reportadas en (Stepanov y Santiago, 2006). El arreglo experimental utilizado se muestra en la figura 12a. La técnica de medición consistió en modular de forma periódica con una señal rectangular la potencia de salida del láser. En el experimento se detectó la señal de

fluorescencia transversal mediante el fotodetector situado a un lado de la fibra dopada, muy cerca del inicio de la fibra. La potencia de entrada a la fibra dopada se reguló mediante el uso de un atenuador variable (AV). En la figura 12b se muestra un trazo típico de la señal de fluorescencia transitoria observada en el osciloscopio como respuesta a la modulación rectangular de la potencia de la luz de salida del láser.

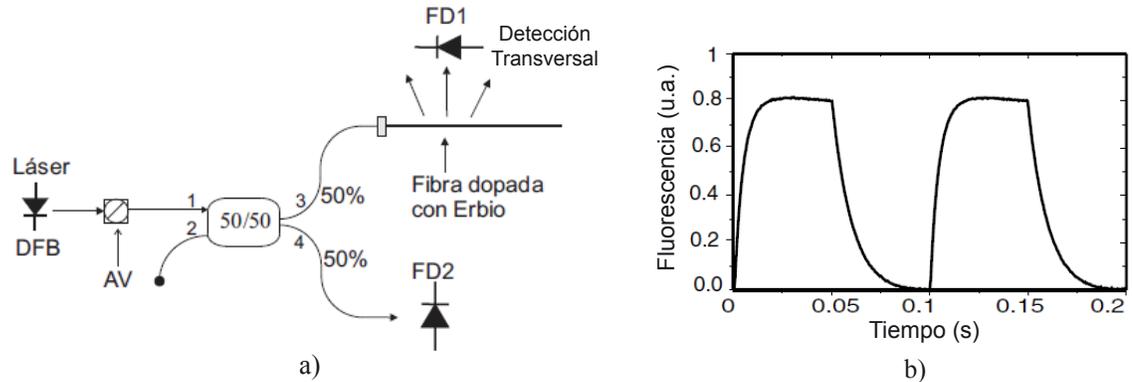


Figura 12. a)- Configuración experimental utilizada para la medición de la fluorescencia transversal en fibras dopadas, y b)- trazo típico de osciloscopio de la señal de fluorescencia detectada transversalmente (Stepanov y Santiago, 2006, p. 111).

De estos trazos es posible obtener los tiempos de excitación τ y de relajación τ_0 para diferentes potencias de entrada a la fibra dopada (ver figura 13). Basándonos en la ecuación (9) podemos deducir que para el caso en el que la potencia de entrada (P_{in}) es igual a la potencia de saturación (P_{sat}) de la fibra, el valor de la razón de crecimiento de la señal de fluorescencia es del doble de la razón de decaimiento ($\tau^{-1} = 2\tau_0^{-1}$).

En la tabla 7 se muestran la potencia de saturación (P_{sat}) y el tiempo de relajación (τ_0) obtenidos mediante el método de fluorescencia transversal en los trabajos realizados en (Stepanov y Sánchez, 2010) en fibra dopada con erbio, y en (Nuñez Quintero, 2009) en fibra dopada con iterbio.

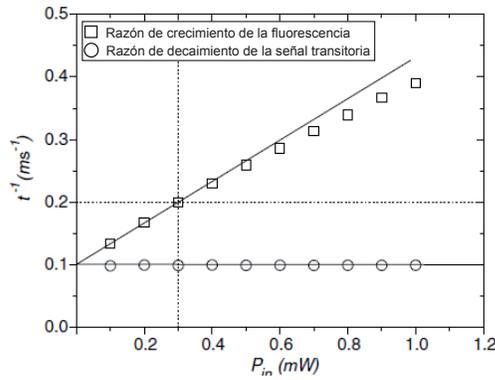


Figura 13. Razón de crecimiento y decaimiento de la señal de fluorescencia como función de la potencia de entrada P_{in} a la fibra dopada con erbio (Stepanov y Santiago, 2006, p. 112).

Las densidades ópticas no saturadas se midieron en las muestras de fibras dopadas, particularmente, usando longitudes de onda específicas con potencias incidentes mucho menores que la P_{sat} de la fibra dopada, respectivamente.

Tabla 7. Principales características de las fibras dopadas con tierras raras.

	<i>EDF-HG980</i>	<i>Liekki Yb-1200-4/125</i>
Longitud	2 m	1.77 m
Densidad óptica ($\alpha_0 L$)	4.4	0.98
Potencia de saturación (P_{sat})	$\approx 0.22 - 0.3$ mW	$\approx 8 - 10$ mW
Tiempo de relajación (τ_0)	≈ 10 ms	≈ 0.8 ms

3.4 Láser de estado sólido Nd:YAG de onda continua

En nuestros experimentos con la configuración basada en fibra dopada con iterbio, se utilizó un láser de estado sólido Nd:YAG de onda continua con una longitud de onda de operación de 1064 nm. El láser de la compañía Crystalaser modelo CL 1064-200-SO

acoplado directamente a fibra óptica se muestra en la figura 14.



Figura 14. Láser de estado sólido Nd:YAG acoplado a fibra óptica.

Los parámetros más importantes del láser, los cuales son proporcionados por el fabricante los podemos observar en la tabla 8. Otro parámetro de mucho interés para los fines de este trabajo, es el nivel de ruido (intensidad y fase) producido por la fuente de luz láser.

Tabla 8. Principales parámetros proporcionados por el fabricante del láser de estado sólido Nd:YAG CL 1064-200-SO Crystalaser.

<i>Láser de estado sólido Nd:YAG CL 1064-200-SO de Crystalaser</i>	
Longitud de onda de emisión	1063.44 <i>nm</i>
Potencia de salida	214 <i>mW</i>
Potencia de salida con fibra SM	148 <i>mW</i>
Modo transversal	TE_{00}
Ruido de amplitud	$< 0.5\%$ (10 <i>Hz</i> – 200 <i>MHz</i>)
Ancho de línea espectral	10^{-5} <i>nm</i>

3.4.1 Evaluación del ruido óptico del láser Nd:YAG

El exceso de ruido producido por una fuente de luz láser cae dentro de dos tipos: el ruido de fase y el ruido de intensidad. Por lo tanto, de manera general, una fuente de luz láser se encuentra caracterizada por estos dos tipos de ruido.

El ruido de intensidad de una fuente de luz láser puede ser medido de varias formas, una de ellas es mediante el uso de la configuración experimental mostrada en la figura 15. En esta configuración interferométrica tipo Michelson podemos detectar directamente la potencia de salida del láser para medir el ruido de intensidad. Un fotodetector con un ancho de banda amplio en conjunto con un amplificador Lock-in, o en su lugar un analizador de espectros eléctrico, sirven para este propósito.

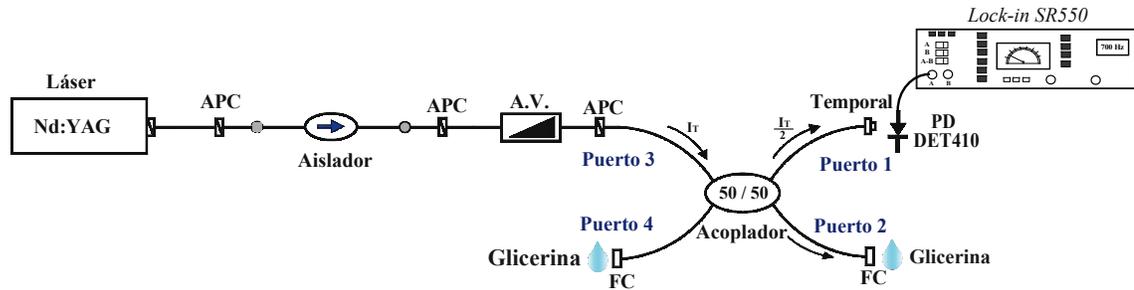


Figura 15. Configuración experimental para la evaluación del ruido de intensidad del láser de estado sólido de Nd:YAG.

Sin embargo, como también nos interesa evaluar el ruido de fase del láser, y las fluctuaciones de fase de la luz emitida no pueden ser detectadas directamente por el fotodetector, la configuración interferométrica tipo Michelson es más apropiada. En este tipo de configuración los cambios de fase se transforman en modulaciones aleatorias en la intensidad de la luz de salida y así pueden ser detectadas por el fotodiodo. Evaluando de esta manera, con una misma configuración, el ruido de fase e intensidad del láser.

Con el fin de tener una mínima aportación de ruido por reflexiones parásitas, el conectorizado de los elementos del arreglo se llevó a cabo mediante el uso de

conectores APC, mientras que en las terminales libres con conectores FC (puertos 2 y 4) del acoplador 50/50 se colocó acoplador óptico el cual tiene un índice de refracción de un valor cercano al del índice de refracción del núcleo de la fibra óptica. La potencia de entrada al acoplador 50/50 se reguló mediante el uso de un atenuador variable (A. V.) y la detección de la potencia de salida en el puerto 1 se realizó a través del fotodetector DET410 (con $R_L = 1.33 \text{ k}\Omega$). Las mediciones de amplitud efectiva del ruido del láser se efectuaron en el puerto de salida 1 mediante el uso del amplificador analógico *Lock-in SR550* para una detección en un ancho espectral de 1 Hz sintonizado a la frecuencia de 700 Hz , ignorando de esta manera el valor efectivo de ruido a otras frecuencias.

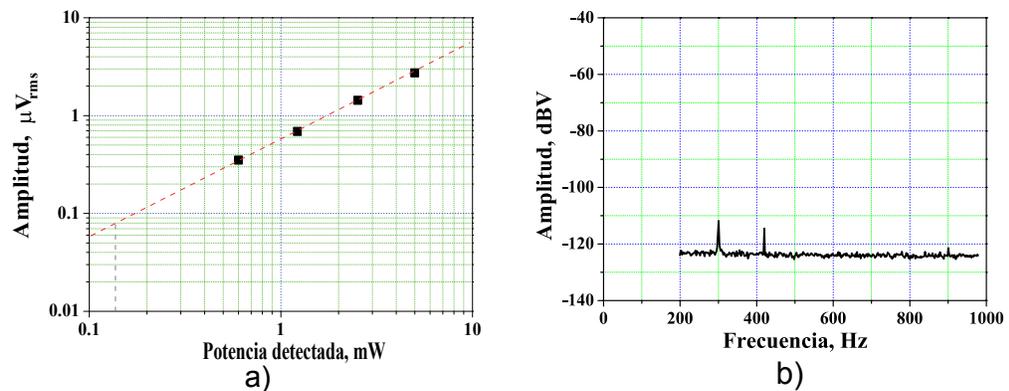


Figura 16. a) Dependencia del valor efectivo de ruido en un ancho espectral de 1 Hz para una frecuencia de 700 Hz como función de la potencia detectada, y b) perfil del espectro del nivel de ruido del láser Nd:YAG para una potencia detectada $P = 0.64 \text{ mW}$.

En la figura 16a podemos observar los resultados de las mediciones de la amplitud efectiva del ruido de intensidad del láser para diferentes valores de la potencia detectada. Se observa como la amplitud efectiva del ruido crece linealmente con el valor de la potencia detectada. Este tipo de dependencia es típica para el ruido de intensidad. Tomando en cuenta que la amplitud del ruido de intensidad crece linealmente con la potencia detectada, podemos evaluar que en el ancho espectral de 1 Hz la amplitud efectiva del ruido de intensidad del láser de Nd:YAG es de $\approx 0.6 \times 10^{-6}$ del valor del

voltaje promedio detectado.

En la figura 16b observamos el perfil espectral del ruido del láser de Nd:YAG obtenido con el analizador de espectros SR770 para una potencia detectada de $P = 0.64 \text{ mW}$. Si del espectro obtenido nos enfocamos en el nivel del ruido que se tiene a 700 Hz, podemos ver que el valor efectivo de ruido para la potencia antes mencionada, es de alrededor de -125 dBV ($\approx 0.56 \mu\text{V}$). Este valor es un poco más alto que el medido por el Lock-in para la misma potencia detectada, esto debido a que el analizador de espectros tiene un ancho de banda de $1/400$ del valor máximo de la frecuencia de barrido (2.5 Hz en este caso).

Para realizar una evaluación del ruido de fase de nuestro láser Nd:YAG, también utilizamos la configuración interferométrica mostrada en la figura 15. En este caso (ver figura 17) el fotodetector mide el resultado de la interferencia en el puerto de entrada 4 de las dos ondas reflejadas de los extremos libres de los puertos de salida 1 y 2 del acoplador 50/50. Es importante mencionar que en esta configuración la potencia incidente reflejada por las terminales libres, experimenta un coeficiente de reflexión de $\approx 4\%$.

Para un primer caso en el cual aparentemente no existe diferencia de caminos ópticos entre los brazos del interferómetro, el sistema debe detectar solamente el ruido de intensidad del láser. Sin embargo, en nuestras mediciones observamos un pequeño incremento (de una razón de $1.6/2$) en el ruido de intensidad en comparación con la detección de ruido realizada en la configuración mostrada en la figura 15. Este incremento se le atribuye a las pequeñas reflexiones parásitas que se producen dentro de la configuración interferométrica, y a un pequeño desbalance en las longitudes de los brazos del interferómetro.

Para el segundo caso hemos desbalanceado el interferómetro de Michelson agregándole un metro de fibra adicional a uno de sus brazos (figura 17), esperando de esta manera observar la contribución del ruido de fase del láser manifestado en un incremento en la amplitud del ruido detectado por el fotodiodo.

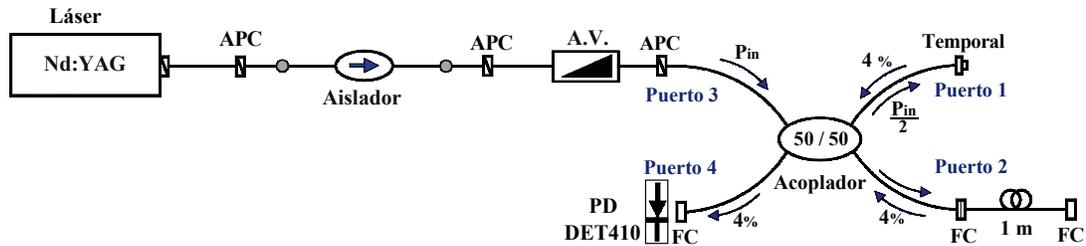


Figura 17. Configuración experimental para la evaluación del ruido de fase del láser de estado sólido de Nd:YAG.

Aquí la evaluación del ruido de fase consistió en detectar de igual manera que en el caso anterior el valor promedio de la interferencia en el puerto 4, y observar si hay algún aumento en la amplitud del ruido detectado en comparación con el ruido medido en la configuración balanceada (ambos brazos con la misma longitud). La señal promedio detectada para esta evaluación estuvo alrededor de 0.16 V , la cual, para un valor de resistencia de carga $R_L = 1.33\text{ K}\Omega$ en el fotodetector DET410, corresponde de acuerdo a la ecuación 16, a la potencia promedio detectada de $\approx 0.16\text{ mW}$.

El valor de ruido obtenido a través del amplificador analógico *Lock-in SR550* para el valor de la potencia antes mencionada fue de $\approx 0.8\ \mu\text{ V}$ y según la dependencia experimental presentada en la figura 16a este valor de ruido corresponde a un valor efectivo de ruido de intensidad de $\approx 0.08\ \mu\text{ V}$. Por lo tanto, al desbalancear el interferómetro de Michelson con una diferencia de caminos ópticos de 3m (es solo 1 m de fibra adicional con un índice de refracción de ≈ 1.5 , pero se consideran 2 m de diferencia de longitud debido a la trayectoria de ida y regreso de la luz) tenemos un

valor de ruido detectado de aproximadamente 10 veces mayor al ruido de intensidad, lo cual creemos que es un indicador de que existe la contribución de ruido de fase en el ruido producido en nuestro láser de estado sólido Nd:YAG.

3.5 Láser semiconductor DFB de onda continua de 1485 nm

Otra fuente de luz láser utilizada durante el desarrollo de nuestros experimentos fue el láser semiconductor DFB (Distributed Feedback) de onda continua con salida directa a fibra óptica, con una longitud de onda de operación de $\lambda = 1485 \text{ nm}$. En la figura 18 lo podemos observar sujeto sobre una base de tipo mariposa. Los parámetros más importantes proporcionados por el fabricante se muestran en la tabla 9.



Figura 18. Láser semiconductor DFB NLK1S5GAAA.

Tabla 9. Principales parámetros del láser semiconductor (DFB) NLK1S5GAAA.

<i>Láser semiconductor (DFB) NLK1S5GAAA de Crystalaser</i>	
Longitud de onda de operación	1484.6 <i>nm</i>
Corriente de umbral (I_{TH})	10 <i>mA</i>
Potencia máxima a la salida de la fibra	20 <i>mW</i>
Ancho de línea espectral ($\Delta\nu$)	2 <i>MHz</i>

3.5.1 Evaluación del ruido óptico del láser semiconductor DFB

Las fluctuaciones en intensidad, así como las fluctuaciones de fase, también son características inherentes de los dispositivos láser de semiconductor. Estas fluctuaciones se deben a la naturaleza cuántica de las transiciones del proceso láser, dando origen al ruido de intensidad. Dicho ruido depende de los parámetros estructurales del dispositivo láser, atribuyéndosele tanto a la emisión espontánea como al proceso de recombinación de portadores (Derickson, 1997). También las fluctuaciones de intensidad y de fase de la irradiación generada pueden resultar de las fluctuaciones de la corriente de bombeo del láser semiconductor.

El ruido de intensidad de nuestro láser semiconductor DFB se midió en una configuración sencilla, la cual, consta de un aislador óptico, un atenuador óptico variable, un fotodetector DET410 con una resistencia de carga $R_L = 10 \text{ K}\Omega$ y el analizador de espectros SR770 (ver figura 19a). En principio, es lo mínimo requerido para lograr el propósito de la evaluación de la amplitud efectiva del ruido de intensidad del láser.

Es importante mencionar que el espectro del ruido del láser semiconductor puede ser afectado tanto por la magnitud como por la polarización de la potencia óptica la cual es reflejada de regreso al láser debido a reflexiones provenientes de conectores o empalmes. Esto puede ocasionar un efecto dramático en el ruido del láser, es por ello que se utilizó un aislador óptico y un conector APC en la salida de la fibra, para así reducir al mínimo las reflexiones parásitas dentro del sistema.

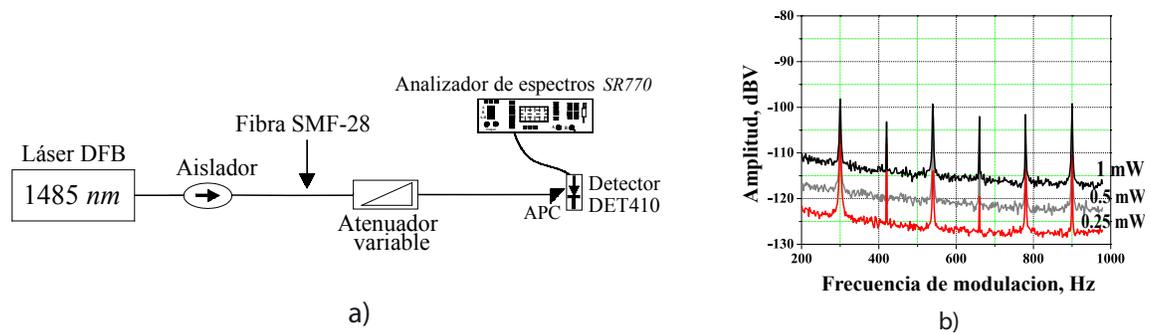


Figura 19. a) Configuración para la detección de ruido de intensidad del láser DFB, y b) Perfiles espectrales del ruido de intensidad del láser semiconductor DFB para diferentes valores de la potencia detectada.

Aquí las mediciones del ruido de intensidad fueron realizadas con el valor máximo de la corriente de bombeo del láser ($I_B \approx 94 \text{ mA}$), esto para obtener una mayor estabilidad en la emisión láser. En la figura 19b podemos observar los perfiles espectrales obtenidos mediante el analizador de espectros SR770 para diferentes valores de la potencia detectada a la salida del láser, de ellos podemos ver fácilmente como el nivel de ruido aumenta linealmente con el valor de la potencia detectada. También podemos apreciar unos picos que sobresaltan en los perfiles espectrales, los cuales creemos que son armónicos (impares) de la frecuencia fundamental (60 Hz) de la línea eléctrica. Tomando en cuenta el ancho espectral del analizador de espectros (2.5 Hz) y también el valor de resistencia de carga ($10 \text{ k}\Omega$), de la figura 19b podemos evaluar que para nuestro láser DFB la razón de ruido efectivo de intensidad y el valor

promedio de la señal detectada es alrededor de $10^{-7}\text{Hz}^{-1/2}$. Entonces, desde este punto de vista, el láser DFB es mucho menos ruidoso que el áser de estado sólido Nd:YAG antes mencionado.

Capítulo 4

Investigación del interferómetro adaptativo de tipo Sagnac

4.1 Introducción

En este capítulo analizamos el interferómetro adaptativo de tipo Sagnac basado en una rejilla dinámica en fibra dopada con una tierra rara saturable. Presentamos los aspectos teóricos, detalles de los arreglos reales, resultados de la investigación experimental y su uso como sensor acelerómetro.

4.2 Operación de la configuración adaptativa de tipo Sagnac basada en fibras dopadas

Nuestra configuración adaptativa de tipo Sagnac, básicamente esta compuesta por un acoplador direccional de fibra óptica de cuatro puertos, con una razón de división de $r/(1-r)$, y un tramo de fibra dopada con una tierra rara saturable, la cual, se encuentra empalmada entre los puertos de salida "3" y "4" del acoplador. El esquema de la configuración se muestra en la figura 20.

En la configuración interferométrica de tipo Sagnac de fibra óptica convencional, es decir, sin fibra dopada (Mortimore, 1988), la onda reflejada (de la salida "3" a la entrada "1") sufre un cambio de fase adicional de $\pi/2$. La onda transmitida a través de la salida del interferómetro de Sagnac es formada debido a la interferencia destructiva entre las ondas S1 (con potencia normalizada r) y S2 (con potencia normalizada $1-r$), las cuales después de propagarse a través del lazo del interferómetro, regresan a las terminales de

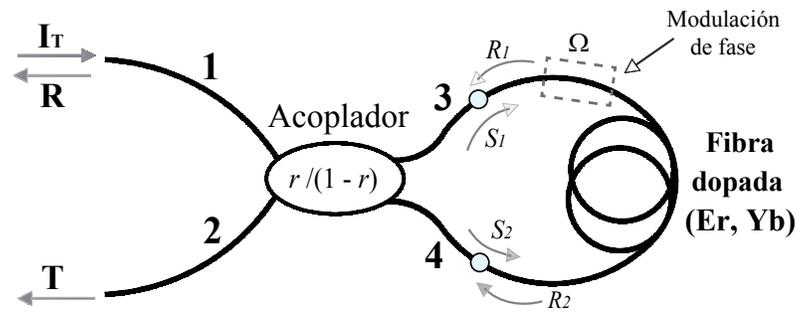


Figura 20. Esquema de la configuración adaptativa de fibra óptica de tipo Sagnac.

salida "3" y "4" del acoplador. Esto resulta, en particular, en una desaparición completa de la onda transmitida (en la salida "2") para el caso en el cual $r = 0.5$ (Mortimore, 1988). Para un caso general el coeficiente de transmisión de la configuración está dado por:

$$T = |\sqrt{r}\sqrt{r} - \sqrt{1-r}\sqrt{1-r}|^2 = (2r - 1)^2, \quad (17)$$

aquí, hemos ignorado el cambio de fase total, el cual aparece después de la propagación a través del lazo cerrado de Sagnac. Por el contrario, la onda reflejada (en la salida "1") es formada como resultado de la interferencia constructiva de las mismas ondas (S1 y S2) y su coeficiente de reflexión está dado por:

$$R = |\sqrt{1-r}\sqrt{r} + \sqrt{r}\sqrt{1-r}|^2 = 4r(1-r) = 1 - T. \quad (18)$$

Las dependencias teóricas de los coeficientes de reflexión y transmisión como función del factor de reflexión r del acoplador, se muestran en la figura 21. En las consideraciones anteriores de los coeficientes de transmisión y reflexión, se despreció la atenuación convencional de la luz dentro del lazo de Sagnac, la cual obviamente resulta en una reducción proporcional de la potencia de la luz transmitida y de la reflejada.

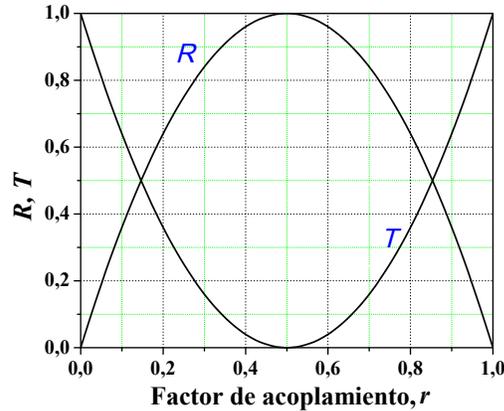


Figura 21. Coeficientes de reflexión y transmisión de la configuración convencional de Sagnac como función de la razón de división del acoplador.

Cuando introducimos un segmento de fibra dopada saturable dentro del lazo del interferómetro de Sagnac, las dos ondas mencionadas anteriormente S_1 y S_2 contrapropagándose en el lazo cerrado de Sagnac forman una rejilla de Bragg dinámica dentro de la fibra dopada. Como resultado de la autodifracción de las dos ondas de grabado de la rejilla, surgen dos ondas adicionales R_1 y R_2 dentro del lazo cerrado del Sagnac (ver figura 20). Debido a esto, se ve afectada la potencia de la luz en las salidas de la configuración de Sagnac. A este efecto se le conoce como mezclado de dos ondas (MDO) por una rejilla dinámica.

A continuación se muestra que los resultados dependen del tipo (amplitud y/o fase) de la rejilla dinámica formada en la fibra saturable. Los principales resultados pueden ser obtenidos mediante una aproximación de baja eficiencia de difracción ($\eta \ll 1$) de la rejilla. En este caso podemos no considerar la atenuación de las ondas de luz transmitida a través de la rejilla y aceptar que las ondas difractadas R_1 y R_2 tendrán la potencia normalizada ηr y $\eta(1-r)$ respectivamente. Sin hacer un análisis detallado para un caso general, vamos a iniciar con la consideración de una rejilla de amplitud grabada en una fibra dopada con absorción saturable (sin bombeo óptico).

Es muy bien conocido que en este caso ambas ondas difractadas R_1 y R_2 demuestran

estar en fase con las ondas iniciales de grabado S_2 y S_1 (Stepanov, 2008). Los coeficientes de transmisión y reflexión pueden ser expresados de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} R &= T_l |\sqrt{1-r}(\sqrt{r} + \sqrt{\eta}\sqrt{1-r}) + \sqrt{r}(\sqrt{1-r} + \sqrt{\eta}\sqrt{r})|^2 \\ &\approx T_l [4r(1-r) + 4\sqrt{\eta}\sqrt{r}\sqrt{1-r}], \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} T &= T_l |\sqrt{r}(\sqrt{r} + \sqrt{\eta}\sqrt{1-r}) - \sqrt{1-r}(\sqrt{1-r} + \sqrt{\eta}\sqrt{r})|^2 \\ &= T_l (2r - 1). \end{aligned} \quad (20)$$

Aquí T_l es el coeficiente de transmisión del recorrido de ida y vuelta de la luz a través del lazo cerrado de Sagnac, asociado con la absorción promedio de la fibra dopada, también no se consideraron los pequeños términos lineales en $\eta (\ll 1)$. De las ecuaciones 19 y 20, podemos observar que en estado estacionario, la presencia de la rejilla dinámica de amplitud se manifiesta en un incremento adicional únicamente en la potencia reflejada (sobre la terminal "1" del acoplador).

Ahora, si introducimos modulación de fase con una amplitud pequeña en un tramo del lazo del Sagnac entre la fibra dopada y el acoplador como se puede observar en la figura 20. Por simplicidad, podemos asumir que la modulación es de muy pequeña amplitud $\Delta \ll 1 \text{ rad}$ y con una frecuencia bastante alta $\Omega \gg \tau^{-1}$, donde τ es el tiempo de formación de la rejilla. Bajo estas condiciones podemos ignorar la influencia de las vibraciones del patrón de interferencia en la grabación de la rejilla dinámica, y considerarla como estable y con una máxima eficiencia de difracción estacionaria η . La pequeña modulación de fase introducida al sistema puede ser descrita por el siguiente factor:

$$e^{i\Delta \text{sen}(\Omega t)}, \quad (21)$$

el cual, se aplica a todas las ondas que pasan a través del área de modulación.

De la figura 20 podemos observar que antes de abandonar el lazo cerrado del Sagnac las ondas transmitidas S_1 y S_2 pasan una sola vez a través de la zona de modulación, la onda difractada R_1 obtiene doble modulación, mientras que la onda difractada R_2 no es modulada en absoluto. En nuestro análisis sobre intensidades de salida, en general podemos omitir la modulación de fase $e^{i\Delta sen(\Omega t)}$ en todas las ondas y asumir que las ondas transmitidas S_1 y S_2 no son moduladas. R_1 obtiene una modulación $e^{i\Delta sen(\Omega t)}$ y R_2 obtiene modulación invertida $e^{-i\Delta sen(\Omega t)}$. En este caso, las ecuaciones anteriores (19 y 20) para la intensidad de los coeficientes de transmisión y reflexión cambian de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
R &= T_l [\sqrt{1-r}(\sqrt{r} + e^{-i\Delta sen(\Omega t)}\sqrt{\eta}\sqrt{1-r}) + \\
&\quad \sqrt{r}(\sqrt{1-r} + e^{i\Delta sen(\Omega t)}\sqrt{\eta}\sqrt{r})]^2 \\
&= T_l [2\sqrt{r}\sqrt{1-r} + i(2r-1)\sqrt{\eta} sen(\Delta sen(\Omega t)) + \\
&\quad \sqrt{\eta} cos(\Delta sen(\Omega t))]^2 \\
&\approx T_l \{4r(1-r) + 4\sqrt{\eta}\sqrt{r}\sqrt{1-r} [1 + \frac{(\Delta sen(\Omega t))^2}{2}]\}, \tag{22}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T &= T_l |\sqrt{r}[\sqrt{r} + e^{-i\Delta sen(\Omega t)}\sqrt{\eta}\sqrt{1-r}] - \\
&\quad \sqrt{1-r}[\sqrt{1-r} + (e^{i\Delta sen(\Omega t)}\sqrt{\eta}\sqrt{r})]|^2 \\
&= T_l |(2r-1) - 2i sen(\Delta sen(\Omega t))\sqrt{r}\sqrt{\eta}\sqrt{1-r}|^2 \\
&\approx T_l (2r-1)^2. \tag{23}
\end{aligned}$$

De aquí podemos ver que el resultado de la modulación periódica de fase aparece solo en la onda reflejada en la forma de segundo armónico de la frecuencia de modulación. En general, el segundo armónico de la modulación puede aparecer en la onda transmitida, pero con un amplitud significativamente baja (proporcional a η).

En el caso en el que se tiene una rejilla dinámica no desplazada, puramente de fase, ambas ondas difractadas obtienen un cambio adicional de fase de $\pm \pi/2$, dependiendo del signo de la modulación del índice de refracción (Stepanov y Hernández, 2007). En las ecuaciones anteriores sobre los coeficientes de reflexión/transmisión sustituimos $\sqrt{\eta}$ por $i\sqrt{\eta}$, lo cual resulta en:

$$\begin{aligned}
 R &= T_l [2\sqrt{r} \sqrt{1-r} - (2r-1) \sqrt{\eta} \operatorname{sen}(\Delta \operatorname{sen}(\Omega t)) + \\
 &\quad i \sqrt{\eta} \operatorname{cos}(\Delta \operatorname{sen}(\Omega t))]^2 \\
 &\approx T_l \{ [4r(1-r)] - 4\sqrt{\eta} \Delta \operatorname{sen}(\Omega t)(2r-1)\sqrt{r} \sqrt{1-r} \}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 T &= T_l |(2r-1) + 2 \operatorname{sen}(\Delta \operatorname{sen}(\Omega t))\sqrt{r} \sqrt{\eta} \sqrt{1-r}|^2 \\
 &\approx T_l [(2r-1)^2 + 4\sqrt{\eta} \Delta \operatorname{sen}(\Omega t)(2r-1)\sqrt{r} \sqrt{1-r}]. \quad (25)
 \end{aligned}$$

En este caso, se puede observar claramente que la respuesta del MDO es lineal (es decir en el primer armónico de la frecuencia de modulación) y con una amplitud significativamente alta proporcional a $\sqrt{\eta}$. Además, se puede observar que la suma de los componentes periódicamente oscilantes en la onda transmitida y reflejada son igual a cero, es decir, oscilan en antifase. Esto significa que, como se esperaba para la rejilla de fase, tenemos un intercambio de energía entre estas dos ondas de salida.

El presente análisis de nuestra configuración de Sagnac nos muestra, en particular, que para tener una respuesta lineal fuerte en nuestra configuración de Sagnac la rejilla dinámica necesita una contribución importante de la componente de fase. La componente de amplitud de la rejilla no tiene una influencia significativa en la señal de salida, por lo menos a niveles bajos de la modulación de fase.

4.3 Configuraciones experimentales

En esta sección nos enfocamos en la descripción del interferómetro adaptativo, el cual se basa en una configuración de tipo Sagnac. Para el caso de fibra dopada con iterbio su configuración se muestra en la figura 22.

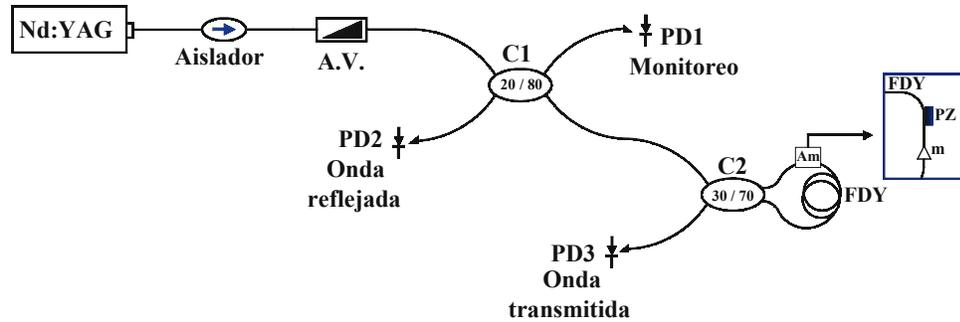


Figura 22. Configuración experimental basada en fibra dopada con iterbio (FDY).

Para el grabado de una rejilla en fibra dopada se requiere que la longitud de onda de operación se encuentre dentro del rango del espectro de absorción de la tierra rara utilizada. En estudios realizados anteriormente (Stepanov *et al.*, 2007), se ha demostrado que al emplear fibra dopada con iterbio con una longitud de onda de grabado de $\lambda = 1064 \text{ nm}$, se puede llegar a obtener una respuesta de MDO lineal muy fuerte. Esto debido a la mayor contribución de la rejilla de fase dentro de la fibra dopada.

Nuestra configuración experimental del interferómetro adaptativo está compuesta por: un láser de estado sólido Nd:YAG de onda continua ($\lambda = 1064 \text{ nm}$), un atenuador variable de fibra óptica OZ Optics (110472 – 1), tres fotodetectores (PD1, 2, 3) DET410 de THORLABS, dos acopladores ópticos con diferentes factores de acoplamiento: C1 (20/80), C2 (30/70) de fibra óptica HI1060 Flex con diámetro modal de $\simeq 4.3 \mu\text{m}$, un modulador piezoeléctrico (AE0503D16F), y 1.77 m de fibra dopada con iterbio monomodo Liekki (Yb-1200-4/125).

En esta configuración experimental el patrón de interferencia es formado por la contrapropagación de dos ondas mutuamente coherentes S_1 y S_2 , las cuales provienen del haz láser que incide en el puerto 1 del acoplador C2. Como resultado, en la fibra dopada se forma una rejilla dinámica. En el puerto 2 del acoplador C2 se detectó la señal transmitida, mientras la potencia de la señal reflejada es monitoreada a través del fotodetector PD2 (ver figura 22).

El acoplador C1 se utilizó debido a que la potencia de salida del láser Nd:YAG es fija (148 mW) y la forma de regularla es mediante el atenuador variable (A.V.). Con el acoplador C1 y mediante el fotodetector PD1 se monitoreó la potencia de entrada a la configuración del interferómetro de Sagnac. El acoplador C1 es de una razón de 20/80, esto significa que en el puerto de salida 3 mediante el fotodetector PD1 se detecta solo el 20% de la potencia total, mientras el 80% restante sale por el puerto 4 y entra a la configuración de Sagnac.

Aquí, el elemento sensible del interferómetro (donde introducimos modulación de fase) es un tramo de fibra óptica, la cual se encuentra sujeta de forma puntual al extremo vibrante de un transductor piezoeléctrico, y pende de ella, a una determinada distancia, una masa inercial (ver figura 23). Dicho elemento se encuentra situado dentro del lazo cerrado del interferómetro de Sagnac, entre el puerto 3 del acoplador C2 y el tramo de fibra dopada, como se muestra en la figura 22.

La modulación de fase periódica es inducida mediante el uso de un generador de funciones conectado al modulador piezoeléctrico, permitiéndonos así introducir al sistema vibraciones calibradas. Los pequeños cambios en el camino óptico, debidos al estiramiento mecánico de la fibra óptica, se detectan mediante nuestro interferómetro, el cual transforma los cambios de fase en variaciones en la potencia óptica de la luz transmitida (y reflejada) y detectada por el fotodiodo en la salida del interferómetro.

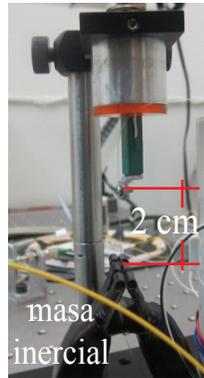


Figura 23. Masa inercial pendiendo de la fibra óptica a una distancia de 2 cm.

Ahora, describiremos el sistema experimental basado en fibra dopada con erbio (figura 24). Para su operación, esta configuración necesita una fuente de luz coherente que se encuentre dentro del rango espectral de 1480 - 1570 nm . Por lo tanto, se utilizó un láser semiconductor DFB con una longitud de onda de emisión de 1485 nm , un aislador óptico, un atenuador variable de fibra óptica, un controlador de polarización, dos acopladores con diferente factor de acoplamiento (90/10 y 70/30), tres fotodetectores DET410, un modulador piezoeléctrico (AE0203D04F), y 2 m de fibra dopada EDF-HG980.

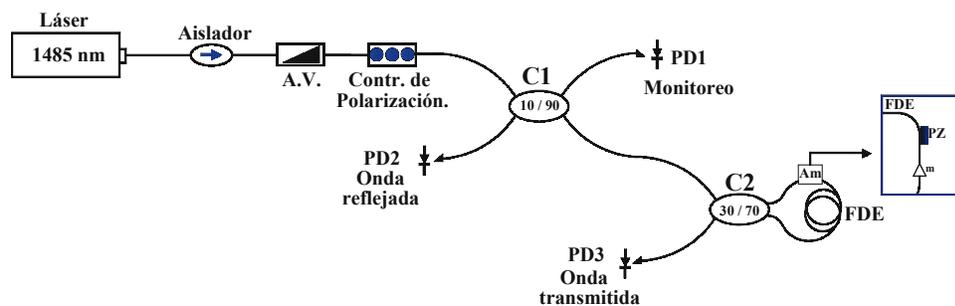


Figura 24. Configuración experimental basada en fibra dopada con erbio (FDE).

En general, este sistema funciona, en principio, como el interferómetro adaptativo basado en FDY descrito anteriormente.

4.4 Caracterización experimental de los sistemas interferométricos adaptativos basados en fibras dopadas con tierras raras (FDY y FDE)

En esta parte del capítulo se presentan los resultados de la caracterización del mezclado de dos ondas (MDO) en los sistemas interferométricos adaptativos de tipo Sagnac basados en fibra dopada con erbio e iterbio.

4.4.1 Caracterización del interferómetro adaptativo basado en FDY

Como se mencionó anteriormente, en estudios realizados en (Stepanov *et al.*, 2007) se reportó que al emplear fibras dopadas con iterbio a una longitud de onda de grabado de 1064 nm, la respuesta de MDO transitoria es prácticamente del tipo impar. Esto indica que la rejilla grabada es del tipo de fase principalmente. También, se observó que su mayor eficiencia es alcanzada cuando la potencia de entrada es comparable o mayor que la potencia de saturación de la fibra dopada. Por lo tanto, para evaluar de forma experimental el valor de la potencia de saturación de nuestra configuración de Sagnac adaptativa en FDY, uno de los primeros puntos a caracterizar fue la dependencia de la potencia promedio de salida en función de la potencia de entrada. Dicho experimento consistió en variar la potencia de entrada al interferómetro y medir la potencia promedio de salida detectada en las ondas transmitida y la reflejada.

Como resultado se obtuvo la dependencia no lineal presentada en la figura 25, de la cual podemos observar desviaciones de los puntos experimentales con una dependencia lineal, las cuales están representadas por las líneas punteadas. Esto nos indica la saturación significativa de la fibra dopada. En mediciones anteriores, de fluorescencia transitoria, se reporta haber obtenido una potencia de saturación de la fibra Liekki

Yb-1200 de aproximadamente 10 mW, (Nuñez Quintero, 2009), lo cual concuerda con nuestros datos mostrados en la figura 25, donde se observa que para una potencia de entrada al interferómetro de alrededor de 10 mW se tiene un valor significativo de saturación de absorción en nuestra fibra dopada Liekki YB-1200.

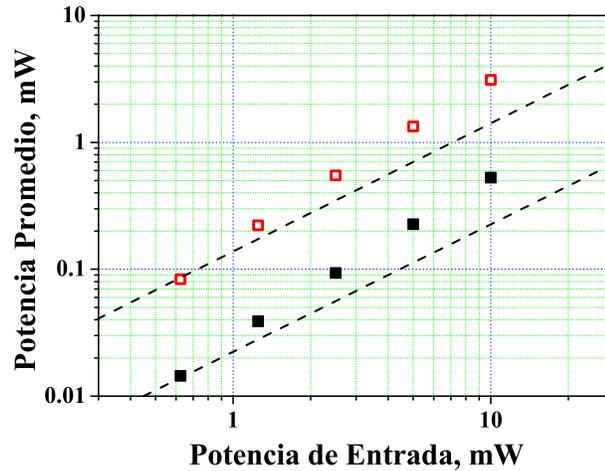


Figura 25. Dependencia de la potencia promedio detectada en las salidas del interferómetro de Sagnac con FDY, como función de la potencia de entrada: □ onda reflejada; ■ onda transmitida; - - - dependencias lineales.

Ahora, aplicando un voltaje senoidal al transductor piezoeléctrico observamos la señal de modulación con la misma frecuencia en la onda transmitida y en la onda reflejada de la configuración. Siguiendo con los experimentos de caracterización de la configuración basada en FDY, otro punto a resolver fue encontrar el peso y la longitud de fibra estirada adecuados con los cuales nuestro interferómetro adaptativo pudiera tener una respuesta espectral en la que la señal de MDO no presentara resonancias fuertes dentro de un rango espectral de 200 - 1000 Hz. Para observar dicha respuesta, se sujetó un pequeño tramo de la fibra de forma puntual a un modulador piezoeléctrico, y a una distancia de 2 cm se le hizo pender una masa inercial de un peso de 9.6 gr (ver figura 23). Mediante el analizador de espectros SR770 se observó una respuesta de MDO con resonancias fuertes dentro del rango espectral de nuestro interés. Para reducir las

frecuencias de resonancia, y de este modo desplazarlas a una banda de frecuencias por debajo de 100 - 200 Hz, se elaboraron masas de mayor peso: 20, 40 y 50 gr las cuales fueron colocadas a una distancia de la fibra óptica de 1.25, 3 y 5 cm. Como se esperaba, los resultados obtenidos demostraron que las frecuencias de resonancia se recorren a frecuencias más bajas (100 - 200 Hz) conforme aumentamos el peso o incrementamos la longitud de la fibra estirada, como se puede observar en la figura 26.

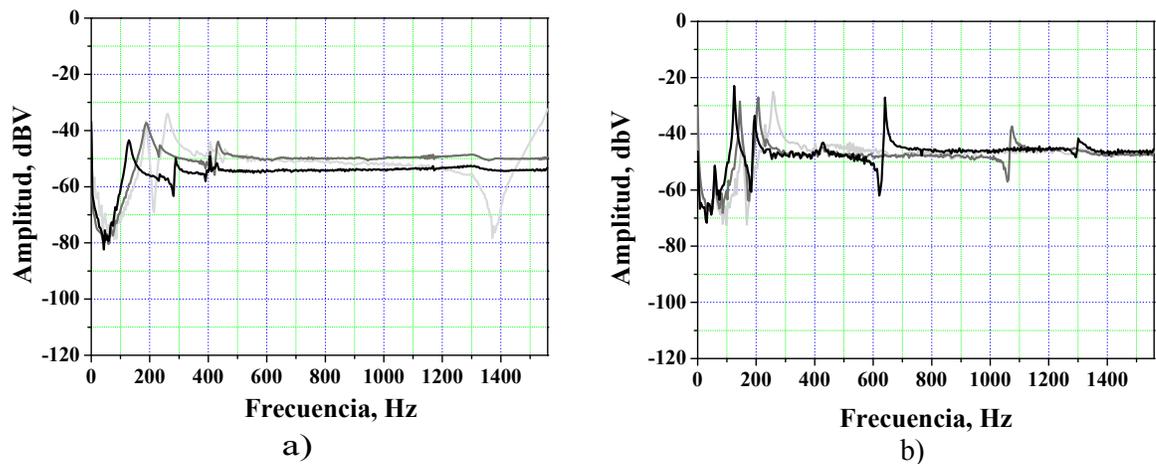


Figura 26. Forma de la respuesta espectral con la variación: a)- del peso, y b)- de la longitud de fibra estirada.

En estos experimentos se encontró que haciendo pender una masa inercial de un peso de 50 gr a una longitud de fibra estirada de 2.5 cm, se obtiene una respuesta de MDO plana, la cual no presenta resonancias dentro del rango espectral de nuestro interés (200 - 1000 Hz). La curva espectral de la respuesta de MDO obtenida con los parámetros antes mencionados se muestra en la figura 27.

Para obtener la dependencia de la amplitud en función de la potencia óptica de entrada al interferómetro de Sagnac, se varió la potencia de entrada a través del atenuador variable, el cual se puede observar en la figura 22. La señal de MDO se detectó en la salida de la onda transmitida mediante el fotodetector PD3. Su función de transferencia (es decir, la dependencia de la frecuencia de modulación) se obtuvo

con el analizador de espectros SR770.

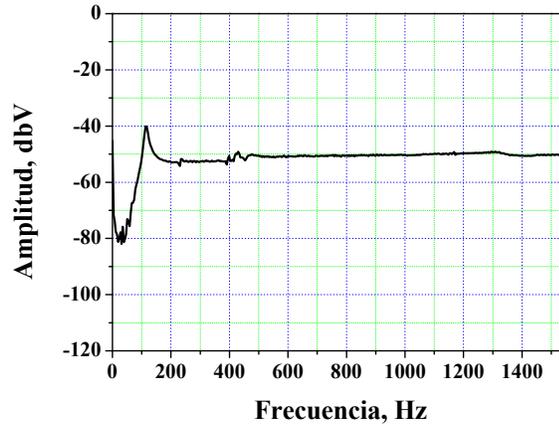


Figura 27. Respuesta espectral de la señal MDO en FDY para un peso de 50 gr y una longitud de fibra estirada de 2.5 cm.

En la figura 28a se observa la respuesta espectral del mezclado de dos ondas como función de la frecuencia de modulación para diferentes valores de la potencia óptica de entrada al interferómetro. En la figura 28b se puede observar la dependencia de la amplitud del MDO como función de la potencia de entrada. Como se esperaba, para una frecuencia de modulación fija, la amplitud absoluta de la señal de MDO detectada por el analizador de espectros SR770 crece cuadráticamente (para potencias bajas con respecto a la potencia de saturación de la fibra) con la potencia de entrada a la configuración de Sagnac.

Posteriormente, otro punto a evaluar, dentro de la caracterización del interferómetro adaptativo, fue la dependencia de la amplitud de la respuesta de MDO como función del voltaje de modulación. Para esto, se le aplicó una señal senoidal al transductor piezoeléctrico (AE0503D16F) con una frecuencia fija de alrededor de 700 Hz, variando solamente la amplitud de la señal de 1 a 10 V_{p-p} a través del generador de señales Tektronix AFG3021. Con el osciloscopio digital Tektronix 340, se evaluó la amplitud de la señal de MDO en la salida de la onda transmitida en el interferómetro. En la figura

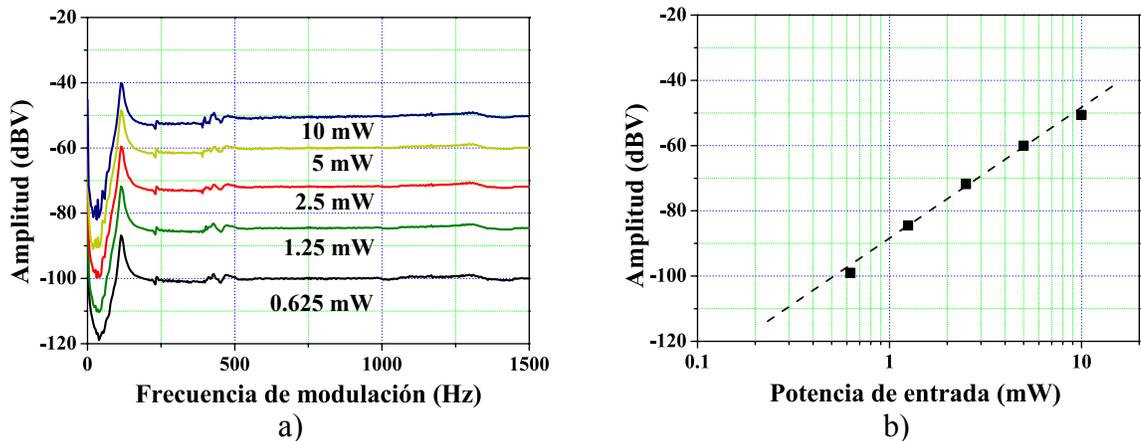


Figura 28. Dependencias de la amplitud del MDO como función de la potencia de entrada al interferómetro de Sagnac: a)- función de transferencia observada para diferentes potencias de entrada, y b) - amplitud del MDO observada para una frecuencia de modulación fija de 700 Hz.

29 se muestra la amplitud relativa (o profundidad de modulación) de la señal de MDO transitoria detectada, la cual se define como:

$$MDO = \frac{\Delta V}{V_0}, \quad (26)$$

aquí V_0 es el nivel promedio de la señal detectada en ausencia de modulación y ΔV es la amplitud máxima de los picos transitorios debidos a la modulación de fase. De la misma figura 29 podemos observar que la amplitud de la señal de MDO presenta un crecimiento lineal para voltajes de modulación pequeños ($1-3 V_{p-p}$). En cambio para el caso en que introducimos modulación de fase con amplitud comparable a 1 rad ($V_{mod} \approx 5V_{p-p}$) observamos saturación en amplitud de la señal de MDO.

Ahora, un punto importante a considerar dentro de la dependencia de la amplitud de la señal de MDO, fue analizar la forma de la señal detectada en las salidas del interferómetro (onda transmitida y reflejada) con el osciloscopio digital Tektronix 340. Se observó que para voltajes de modulación pequeños la forma de la respuesta de MDO es lineal (figura 30 a). En cambio, para voltajes de modulación altos ($> 5 V_{p-p}$) con modulación de fase mayor a 1 rad de amplitud, la señal de MDO detectada en ambas

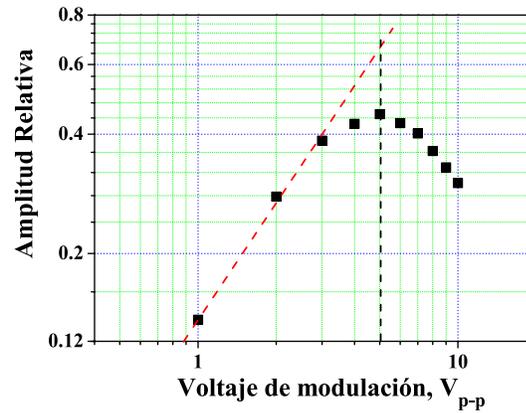


Figura 29. Dependencia de la amplitud de la señal de MDO como función de la amplitud de modulación.

salidas del interferómetro presenta distorsiones (figura 30 b). En general, en la figura 30 se presentan los trazos típicos de osciloscopio, de los cuales se puede apreciar claramente que ambas ondas, reflejada y transmitida, oscilan en antifase, lo cual es esperado para el intercambio de energía en una rejilla de fase.

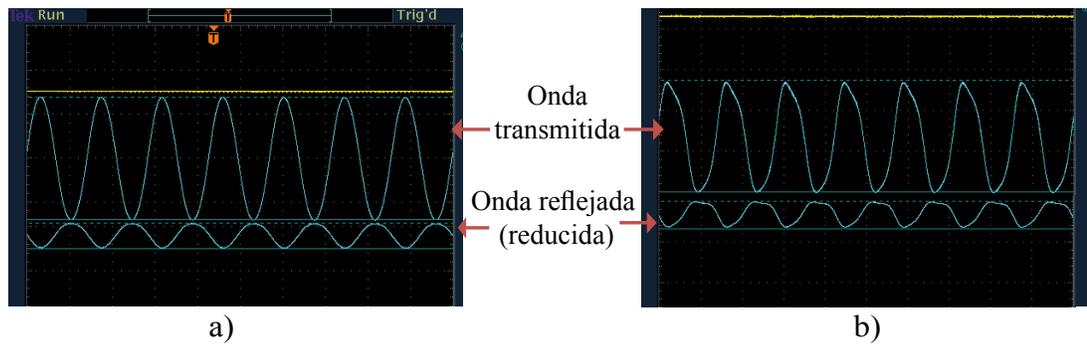


Figura 30. Forma de la señal de MDO detectada con el osciloscopio para modulación senoidal con amplitud de: a) - $3 V_{p-p}$, b) - $7 V_{p-p}$.

4.4.2 Caracterización del interferómetro adaptativo basado en FDE

Ahora, en esta sección nos enfocamos en la caracterización de la configuración adaptativa en FDE, obteniendo primeramente la dependencia de la potencia promedio de salida en la onda transmitida del interferómetro como función de la potencia de entrada (ver figura 31). La realización de este experimento consistió en variar la potencia de entrada

al interferómetro a través de un atenuador variable y mediante el osciloscopio detectar el valor de voltaje promedio en la salida del interferómetro. Como resultado se obtuvo la dependencia mostrada en la figura 31, de la cual se puede observar que para potencias de entrada bajas (< 0.2 mW) la potencia promedio de salida obedece una dependencia lineal (línea punteada). Para potencias mayores comienza a haber discrepancias con la línea punteada, lo cual nos indica la saturación significativa de nuestra fibra dopada.

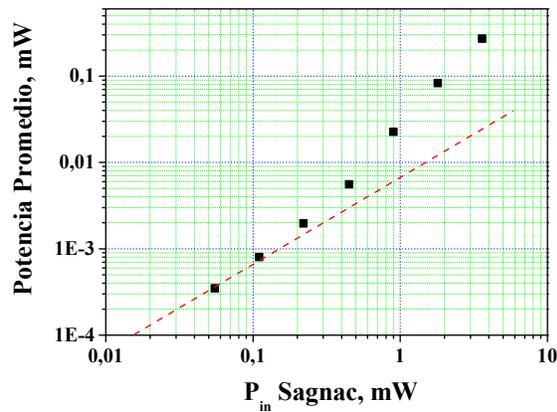


Figura 31. Dependencia de la potencia promedio de salida del interferómetro de Sagnac con FDE como función de la potencia de entrada.

Siguiendo con los experimentos de caracterización de la configuración basada en FDE, uno de los puntos a desarrollar fue obtener una respuesta de MDO sin resonancias fuertes en un rango espectral de 200 - 1000 Hz. Para ello se hizo uso de los resultados obtenidos anteriormente con respecto al peso y la longitud de fibra estirada (50 gr y 2.5 cm), obtenidos en la configuración con FDY. Como se esperaba, los resultados arrojados en nuestra configuración con FDE, no presentaron resonancias fuertes en el rango espectral de nuestro interés, como se puede observar en la figura 32.

En la figura 33 se presenta la respuesta de la configuración del interferómetro, detectada con el amplificador lock-in para el primer y segundo armónico en las salidas de onda transmitida y reflejada, con una frecuencia de modulación de alrededor de 700

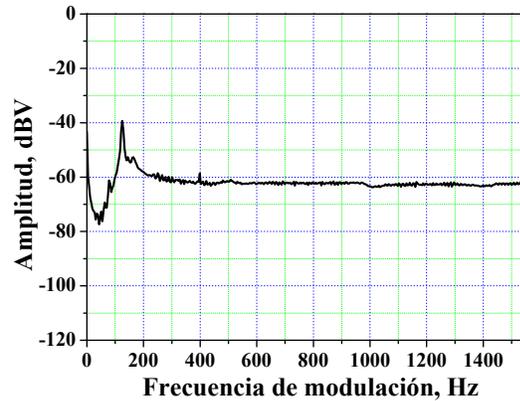


Figura 32. Respuesta espectral de la señal de MDO en FDE para un peso de 50 gr y una longitud de fibra estirada de 2.5 cm.

Hz y una potencia de entrada de $\approx 0.9 \text{ mW}$. Se puede observar que el caso en el que se aplica una amplitud de modulación de fase comparable a 1 rad ($5 V_{p-p}$), en la onda transmitida se tiene una señal de MDO con una amplitud de primer armónico aproximadamente 30 veces mayor que la amplitud presentada por el segundo armónico (figura 33 a). En la onda reflejada la señal de MDO presenta una amplitud de primer armónico apenas 2 veces mayor que la amplitud del segundo armónico (figura 33 b).

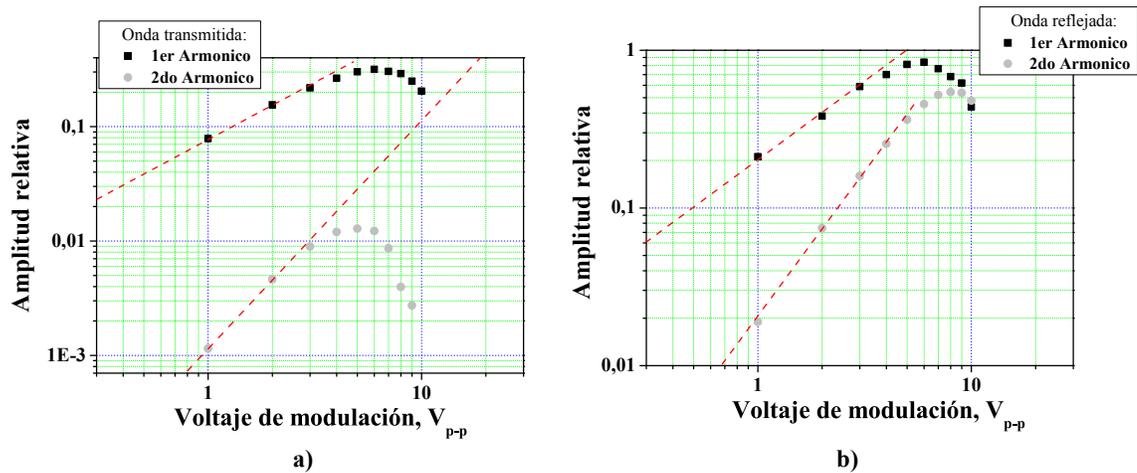


Figura 33. Dependencia del primer y segundo armónico en las salidas de: a) - Onda transmitida, b) - Onda reflejada del interferómetro.

Es importante mencionar que la ausencia significativa de la componente de segundo armónico de la frecuencia de modulación, sigue directamente el análisis teórico

presentado anteriormente en este capítulo. También, que el armónico fundamental aparece debido a la presencia de la rejilla de fase, mientras el segundo armónico aparece por la presencia de la rejilla de amplitud. Por lo tanto, la salida de la onda transmitida de la configuración de Sagnac en FDE presenta una respuesta de MDO muy lineal, debido a la contribución dominante de la rejilla de fase.

En la figura 34 se muestran los trazos típicos de osciloscopio de la señal de MDO detectada en las salidas de las ondas transmitida y reflejada, para una señal de modulación senoidal con una amplitud moderada de $3 V_{p-p}$. De dichos trazos se puede observar que la forma senoidal de la respuesta de MDO detectada en ambas salidas no sufre deformaciones. Sin embargo, modulando con la misma señal senoidal, sólo que,

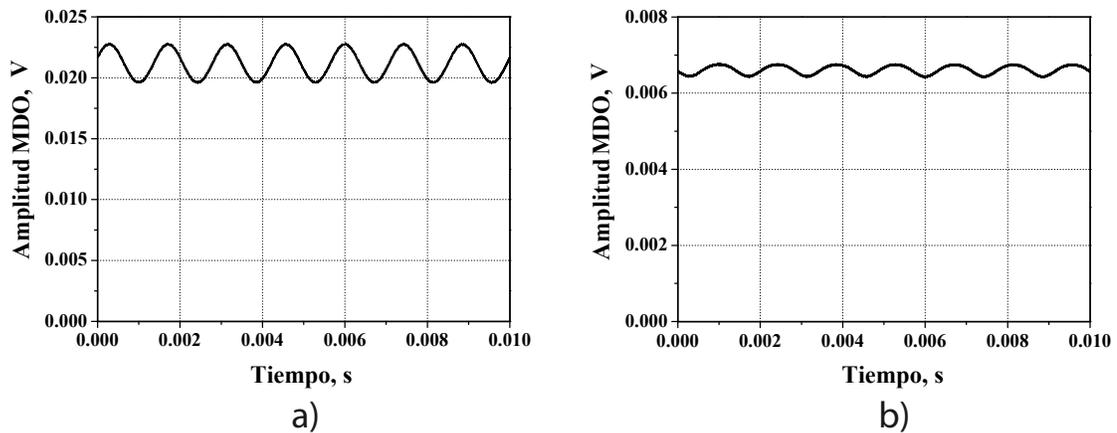


Figura 34. Forma de la señal de MDO obtenida con el osciloscopio en las salidas de: a) - la onda transmitida, y b) - la onda reflejada, para modulación senoidal con una amplitud de $3 V_{p-p}$.

con una amplitud considerablemente alta de aproximadamente $10 V_{p-p}$, los trazos obtenidos mediante el osciloscopio demuestran distorsiones de segundo armónico de la frecuencia de modulación en la onda reflejada (figura 35 b). Esto debido a la fuerte contribución de la rejilla de amplitud. Se observa que en la salida de la onda transmitida, la señal de MDO sigue presentando una respuesta lineal, sin deformaciones considerables en su forma senoidal (ver figura 35a).

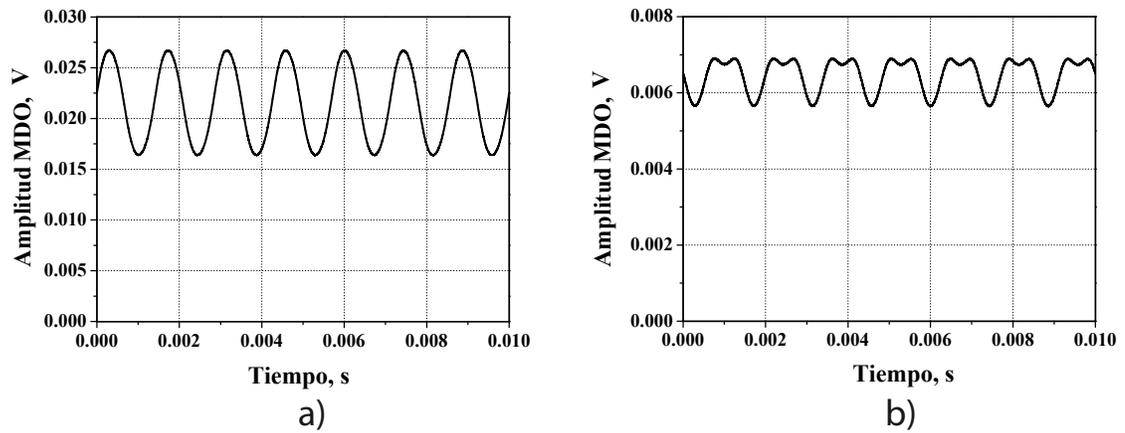


Figura 35. Forma de la señal de MDO obtenida con el osciloscopio en las salidas de: a) - la onda transmitida, y b) - la onda reflejada, para modulación senoidal con una amplitud de $10 V_{p-p}$.

En la figura 36 se puede observar la dependencia de la amplitud del armónico fundamental de la frecuencia de modulación en la señal de MDO, como función de la potencia de entrada al interferómetro. La amplitud de la componente de primer armónico alcanza un máximo para una potencia de entrada de $P_{in} = 0.9 \text{ mW}$. Por lo tanto, podemos deducir que al trabajar con una potencia de entrada del doble de la potencia de saturación de la fibra dopada ($P_{sat} = 0.44 \text{ mW}$), se obtiene la mayor profundidad de modulación de la señal de MDO.

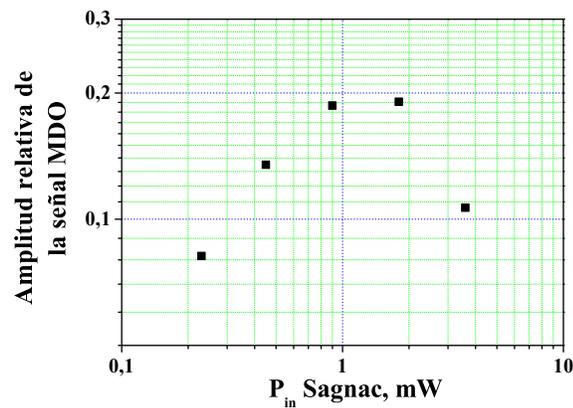


Figura 36. Dependencia de la amplitud del armónico fundamental de la señal de MDO, como función de la potencia de entrada.

4.5 Análisis de ruido y evaluación de la sensibilidad del sensor

4.5.1 Introducción

En cualquier sistema de mediciones el ruido juega un papel importante en su desempeño, ya que el ruido determina el valor de la señal mínima que puede ser detectada (Derickson, 1997). El ruido asociado con sistemas optoelectrónicos es posible dividirlo en dos grupos principales. El primero se encuentra asociado con las fuentes de luz láser, mientras el segundo está asociado con los detectores y sistemas electrónicos utilizados (Kirkendall y Dandridge, 2004). En configuraciones con detección interferométrica la señal de salida comúnmente es observada en presencia de un nivel promedio significativo de la potencia óptica detectada. Como consecuencia, el ruido asociado a los sistemas electrónicos es casi siempre despreciable y la sensibilidad del sistema interferométrico se encuentra comúnmente determinada por el ruido de la fuente láser utilizada: ruido fotónico fundamental, ruido óptico de intensidad o ruido de fase (Agrawal, 1997).

El ruido fotónico es un ruido fundamental, el cual se encuentra presente en cualquier sistema de detección de fotones. Este tipo de ruido está asociado con la naturaleza discreta del proceso de absorción de fotones por el fotodetector, lo que resulta en una aleatoriedad en el tiempo de llegada de los electrones fotogenerados, los cuales forman una corriente eléctrica. El ruido fotónico, también conocido como ruido de disparo (shot noise) puede ser descrito por un proceso probabilístico de Poisson (Saleh y Teich, 1991). Este tipo de procesos tienen las características de que en cualquier intervalo de tiempo, la varianza o incertidumbre rms en el número de electrones es igual a la raíz cuadrada del número promedio:

$$\Delta N_{rms} = \sqrt{\bar{N}}. \quad (27)$$

Esta variación, en el número promedio de electrones que llegan durante un intervalo de tiempo específico, conduce a la generación del ruido de disparo o ruido fotónico. El valor rms de la corriente del ruido fotónico puede escribirse como una variación rms en la carga detectada por unidad de tiempo como

$$i_{sn} = \frac{q\Delta N_{rms}}{\Delta t}, \quad (28)$$

donde Δt es el intervalo de tiempo de medición y q es la carga del electrón. La fotocorriente de DC puede ser expresada de una manera similar usando el número promedio de los electrones que llegan por unidad de tiempo:

$$i_{dc} = \frac{q\bar{N}}{\Delta t} \quad [A]. \quad (29)$$

Este resultado nos permite expresar el valor rms de la corriente de ruido fotónico en términos de corriente DC utilizando las tres ecuaciones anteriores:

$$i_{sn} = \sqrt{\frac{qI_{dc}}{\Delta t}} \quad [A]. \quad (30)$$

Ahora, para escribir esta expresión de una forma más común, debemos de relacionar el intervalo de tiempo de medición Δt a un ancho de banda equivalente del ruido (Δf) donde:

$$\Delta f = \frac{1}{2\Delta t} \quad [Hz], \quad (31)$$

ahora podemos escribir la ecuación (30) de tal forma que nos sea más familiar (Derickson, 1997)

$$i_{sn} = \sqrt{2qI_{dc}\Delta f} \quad [A]. \quad (32)$$

Vamos a evaluar el ruido fotónico para el caso típico de la potencia promedio detectada alrededor de 1 mW . La corriente promedio en el caso de una longitud de onda de operación de aproximadamente $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ es de alrededor de 1 mA , mediante la ecuación (32) obtenemos el valor de la corriente de ruido fotónico de $i_{sn} = 1.8 \times 10^{-8} \text{ mA}$ en un ancho de banda de $\Delta f = 1 \text{ Hz}$.

En muchas aplicaciones el ruido de intensidad es de suma importancia. Como mencionamos anteriormente en el capítulo III, por ruido de intensidad se entienden las fluctuaciones de intensidad de salida del láser, las cuales no están determinadas por la estructura discreta de la luz. En particular, este tipo de ruido puede aparecer en un láser como resultado de variaciones en la potencia de bombeo.

El ruido óptico de fase de una fuente de luz láser es un ruido fundamental en todo sistema interferométrico (Henry, 1986). Dicho ruido juega un papel muy importante en sensores de tipo interferométrico y para interferómetros de grandes longitudes puede ser la fuente de ruido dominante. El ruido de fase, de la fuente láser, se entiende como pequeñas variaciones en la longitud de onda de emisión de la fuente ($\lambda + \Delta\lambda$). En particular, aparece como resultado de la variación temporal de la frecuencia de resonancia de la cavidad láser.

4.5.2 Análisis del ruido óptico en las configuraciones interferométricas adaptativas

Iniciamos con la evaluación del ruido óptico en nuestra configuración interferométrica de tipo Sagnac en FDY, en la cual, la fuente de luz coherente es un láser de estado sólido Nd:YAG de onda continua, con una longitud de onda de operación de 1064 nm . Este estudio consistió en evaluar y comparar los espectros de ruido y valores de amplitud efectiva (V_{rms}) detectados en las salidas de monitoreo (PD1) y de onda transmitida

(PD2) de la configuración experimental, la cual se muestra en la figura 37a.

Para el presente experimento se trabajó con una potencia de entrada al interferómetro de aproximadamente 10 mW (potencia de entrada típica de trabajo en nuestra configuración adaptativa), detectándose en la salida de monitoreo mediante el fotodiodo PD1 con una resistencia de carga de 250Ω , un voltaje promedio de 485 mV , lo que resulta en una potencia detectada de $\approx 2.5 \text{ mW}$. En la salida de onda transmitida se utilizó una resistencia de carga en el fotodiodo PD2 de $1 \text{ k}\Omega$, detectándose un voltaje promedio de 485 mV y una potencia detectada de $\approx 0.6 \text{ mW}$.

Las mediciones de amplitud efectiva de ruido alrededor de la frecuencia de 700 Hz en la banda espectral de 1 Hz, se realizaron con el amplificador Lock-in análogo SRS510. En la salida de monitoreo se detectó un voltaje efectivo de ruido de $\approx 0.27 \mu V_{rms}$. En esta salida, en realidad solo se está detectando la potencia de salida del láser. En la salida de la onda transmitida se detectó un voltaje efectivo de ruido de alrededor de $0.74 \mu V_{rms}$.

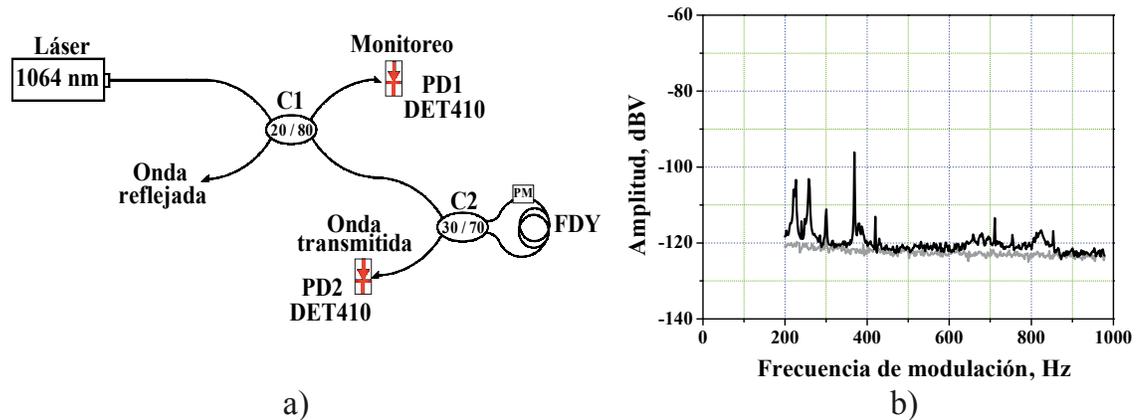


Figura 37. a)- Configuración experimental del interferómetro adaptativo de Sagnac, y b)- perfiles espectrales del ruido detectado en las salidas de monitoreo - línea gris - y de onda transmitida - línea gris - del interferómetro.

También, se desarrolló un análisis espectral del ruido del sistema interferométrico, el cual, consistió en tomar un perfil del ruido en un rango espectral de 200 - 1000 Hz

con el analizador de espectros Stanford SR770, en las salidas de monitoreo y de la onda transmitida (ver figura refMedicionrb).

En la figura 38a se muestran los perfiles espectrales obtenidos mediante el analizador de espectros SR770 para las diferentes potencias detectadas en la salida de monitoreo. En la figura 38b se presentan, al igual que en el caso anterior, perfiles espectrales obtenidos para las diferentes potencias detectadas en la salida de la onda transmitida. Esta misma evaluación hecha mediante el analizador de espectros, se

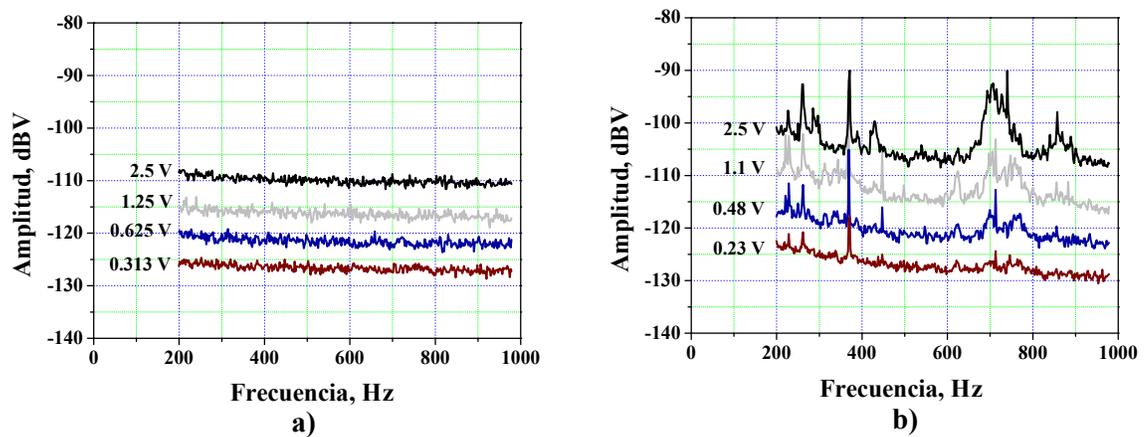


Figura 38. Perfiles espectrales del ruido obtenidos en las salidas de: a) - Monitoreo, y b) - onda transmitida, para diferentes valores de la potencia detectada.

realizó también con el amplificador Lock-in; de igual forma, detectando el valor efectivo de ruido en ambas salidas (monitoreo y onda transmitida). En la figura 39 se muestran las dependencias del valor efectivo de los ruidos detectados mediante el amplificador Lock-in alrededor de la frecuencia de 700 Hz. Se puede observar, que el ruido detectado en la salida de monitoreo crece linealmente con el voltaje promedio, lo que nos indica que en este punto del sistema solo tenemos ruido de intensidad. Por otro lado, el ruido detectado en la salida de la onda transmitida del interferómetro, crece más rápido que el voltaje promedio detectado. Por lo tanto, podemos deducir que el ruido de fase del láser o las vibraciones ambientales (más reflexiones parásitas)

están contribuyendo al ruido total detectado.

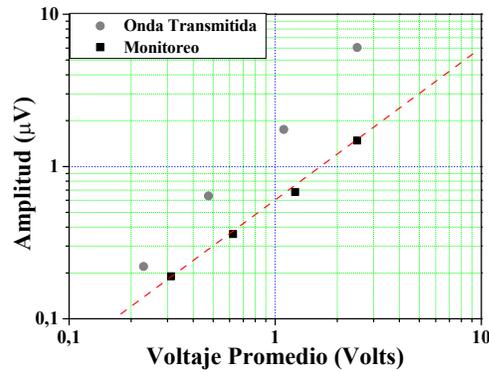


Figura 39. Nivel de ruido detectado alrededor de la frecuencia de 700 Hz, mediante el amplificador Lock-in en las salidas de monitoreo y la onda transmitida para diferentes valores de voltaje promedio.

En la figura 40 se muestra el espectro de la máxima señal de MDO, la cual, es alcanzada para modulación de fase con amplitud comparable a 1 rad. Así como también se muestra el espectro del ruido ambiental detectado por el dispositivo, para el caso en el que se encuentra sujeta la masa de la fibra óptica. En este caso en particular, en el que el interferómetro se comporta como acelerómetro, cuenta con un

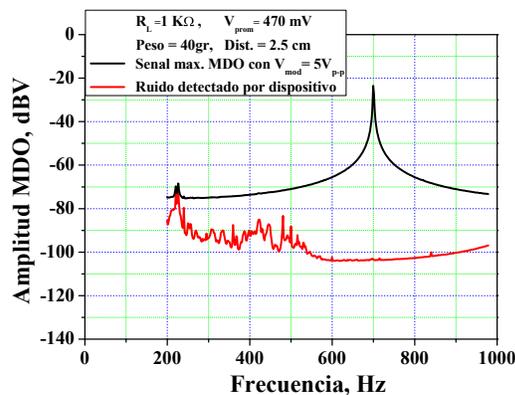


Figura 40. Razón entre la máxima amplitud de la señal detectada y la amplitud del ruido (SNR) del interferómetro adaptativo en FDY.

rango dinámico de aproximadamente 80 dB para detección a frecuencias mayores de 550 Hz. El interferómetro adaptativo puede detectar modulaciones de fase con una

amplitud menor a 10^{-4} rad/Hz^{1/2}; o visto en unidades de desplazamiento, el dispositivo es capaz de detectar vibraciones con amplitudes de $\approx 1.2 \times 10^{-11}$ m/Hz^{1/2}.

La aportación de ruido óptico en la configuración con FDE se evaluó de igual manera que en la configuración en FDY. En esta configuración la fuente de luz coherente es un láser de semiconductor DFB de onda continua, con una longitud de onda de operación de 1485 nm. Aquí se presentan los perfiles espectrales obtenidos mediante el analizador de espectros SR770 de la señal de salida de la onda transmitida observada para un valor óptimo de la potencia incidente (0.9 mW), bajo diferentes condiciones experimentales. En particular, en la figura 41a se presenta el espectro del ruido electrónico de salida obtenido con el láser apagado. En la figura 41b se muestra un perfil espectral parecido al anterior, sólo que ahora el láser se encuentra encendido, sin modulación externa y sin la masa inercial sujeta de la fibra óptica. Asumimos que, sin la masa inercial la sensibilidad de la configuración a las vibraciones ambientales se ve disminuida significativamente, esto nos permite observar básicamente el ruido óptico de nuestra configuración interferométrica.

En la figura 41c se muestra una señal de ruido similar, sin embargo, aquí la masa inercial se encuentra sujeta de la fibra óptica. Aquí, se observa un nivel de ruido adicional al mostrado en los casos anteriores (específicamente a bajas frecuencias), el cual podemos atribuir a las vibraciones ambientales en el edificio del laboratorio. Finalmente, en la figura 41d se muestra el espectro de la señal de salida detectada para el caso en el que se aplica una modulación externa con un voltaje de $6 V_{p-p}$, resultando en la máxima señal de salida del sistema. Una comparación de esta amplitud máxima de la señal de salida con el nivel de ruido óptico en la misma frecuencia, nos permite evaluar la máxima relación señal a ruido (SNR) o amplitud mínima de modulación de fase detectable por la configuración adaptativa. En nuestra evaluación se tomó en cuenta que las curvas

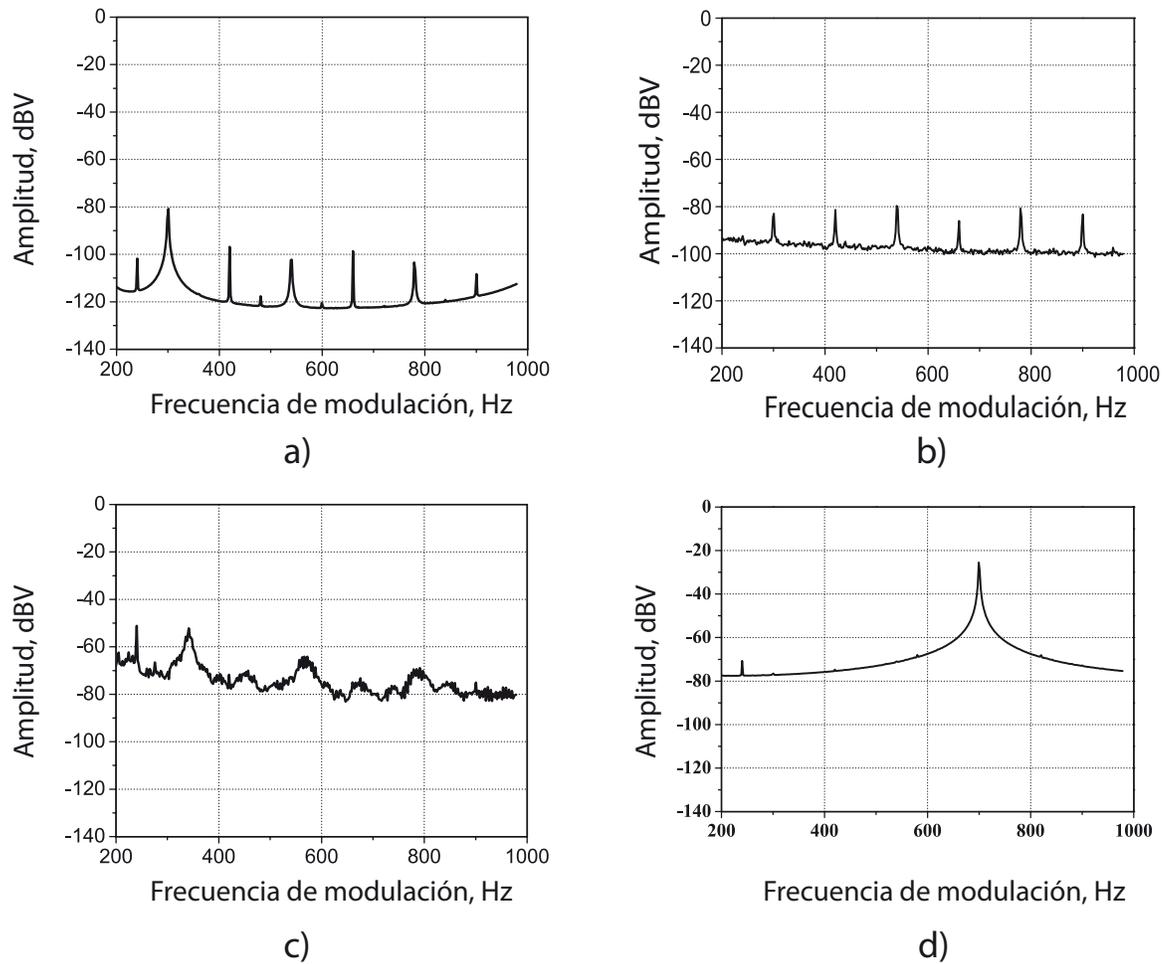


Figura 41. Espectros de frecuencias de la señal detectada en la salida de onda transmitida para una potencia incidente de 0.9 mW, bajo las siguientes condiciones experimentales: a)- láser apagado, b)- láser encendido pero sin la masa inercial colgando de la fibra óptica, c)- con el láser encendido pero con la masa inercial, y d)- caso anterior con modulación senoidal con amplitud de $6 V_{p-p}$.

espectrales presentadas en la figura 41 se obtuvieron con el analizador de espectros SR770 para un ancho de banda de 2 Hz (800/400). Además, el valor máximo de la señal obtenida para modulación de fase con amplitud de 1 rad (es decir, un voltaje de modulación de $6 V_{p-p}$) es reducida por un factor de 1.5 a través de la reducción en la amplitud de la rejilla dinámica (ver figura 33). Tomando en cuenta todos estos factores, podemos evaluar la resolución de detección (amplitud mínima detectable) como $\approx 7 \times 10^{-5} \text{ rad/Hz}^{1/2}$.

Para una potencia promedio detectada de 0.02 mW (potencia típica detectada en la salida de onda transmitida), la razón entre la densidad del ruido y el nivel de la señal promedio detectada fue de $3.5 \times 10^{-5} \text{ Hz}^{-1/2}$. Por otro lado, para este nivel de potencia detectada una relación similar determinada por el ruido fotónico fundamental es de alrededor de $1.75 \times 10^{-7} \text{ Hz}^{-1/2}$. La comparación de estos dos valores nos indica que el ruido detectado es de aproximadamente 200 veces mayor que el ruido fotónico esperado teóricamente, es decir, el nivel de ruido real está determinado por otras razones.

Como se mencionó en el capítulo anterior, en mediciones directas del ruido de intensidad (es decir fluctuaciones aleatorias de la potencia de salida del láser) del láser de semiconductor DFB utilizado en nuestra configuración en FDE, se demostró que para una potencia promedio detectada $< 1 \text{ mW}$, el ruido de intensidad es comparable con el ruido fotónico fundamental y prácticamente puede ser ignorado.

Por otro lado, el ruido de fase demostró ser significativamente fuerte en el láser de semiconductor DFB. En particular, las fluctuaciones en intensidad resultantes de la interferencia de las dos ondas generadas por nuestro láser DFB y retardadas por tres metros, demostraron ser dos órdenes de magnitud mayor al ruido fotónico fundamental estimado para la potencia promedio detectada típicamente (0.02 mW) en nuestra configuración.

Para estas condiciones, podemos deducir que la sensibilidad de nuestra configuración en FDE se encuentra limitada por el ruido de fase del láser de semiconductor DFB. Sin embargo, para reducir al mínimo en nuestras mediciones las fluctuaciones en intensidad aportadas por reflexiones parásitas producidas dentro del interferómetro, todos los elementos de fibra óptica fueron empalmados, y sus extremos conectados a los fotodetectores mediante conectores APC.

Sin embargo, existe una importante reflexión dentro del lazo cerrado del

interferómetro de Sagnac, la cual no puede ser eliminada completamente, esta reflexión es debida a la rejilla dinámica grabada, la cual obviamente, es necesaria para el funcionamiento de nuestro arreglo interferométrico adaptativo. Para reducir la transformación del ruido de fase del láser en fluctuaciones de la potencia detectada se puede tratar de minimizar la diferencia de camino óptico entre las dos ondas que interfieren (la onda transmitida a través de la rejilla y la onda reflejada también por la rejilla) en el fotodetector. Claramente, la mejor forma de realizar esto, es mediante una configuración completamente simétrica, que es el caso cuando la rejilla dinámica se graba en el centro del lazo cerrado del Sagnac. De hecho, por esta razón el tramo de fibra dopada se colocó en medio de las dos salidas del acoplador de fibra de la misma longitud.

También se encuentra otra fuente inherente de ruido óptico en esta configuración, esta se conoce como fluorescencia incoherente, la cual se debe a la despoblación espontánea del estado metaestable. En realidad, las condiciones óptimas de la rejilla dinámica de población se observan cuando la potencia de la luz incidente es de un valor cercano al de la potencia de saturación de la fibra, bajo esta condición, el estado metaestable se encuentra significativamente poblado. Tomando en cuenta que el grado de población y la intensidad de la fluorescencia pueden depender fuertemente de la longitud de onda de operación (en este caso $\lambda = 1485$ nm). De hecho, en un sistema de dos niveles la inversión de población puede estar muy cerca a completarse para la longitud de onda de operación dentro de la región de 1460 - 1480 nm, la cual es utilizada para el bombeo óptico en sistemas de FDE.

La interacción coherente de la emisión espontánea junto con la señal promedio de la onda detectada, puede contribuir significativamente en la reducción de la sensibilidad de la configuración. Sin embargo, estimamos que la optimización de la configuración y

la reducción de las reflexiones internas, pueden mejorar el rendimiento de la detección de nuestra configuración adaptativa.

4.6 Análisis y adquisición de datos de la respuesta del sensor

4.6.1 Introducción

En esta sección mostramos las primeras pruebas realizadas en el laboratorio a nuestro acelerómetro adaptativo en FDE, con el fin de realizar la adquisición de datos en tiempo real, y evaluar la respuesta del sensor mediante la técnica de correlación cruzada. Por esta razón sustituimos el equipo que se utiliza para pruebas en laboratorio como: osciloscopio, analizador de espectros, generador de funciones, etc., por una tarjeta de adquisición de datos y una PC. De esta forma hace más práctico el sistema de medición.

4.6.2 Primeras pruebas de laboratorio

Las primeras pruebas realizadas al acelerómetro basado en fibra dopada con erbio, se hicieron usando una tarjeta de adquisición de datos y una PC. La tarjeta de adquisición de datos utilizada para estos experimentos es la *NI USB-6009* de National Instrument, la cual se muestra en la figura 42. Algunas de sus características principales son: cuenta con 8 entradas analógicas con una resolución de 14 bits con una velocidad máxima de muestreo de 48 KS/s, 2 salidas analógicas con resolución de 12 bits, 12 entradas/salidas digitales, un rango de voltaje de entrada de ± 10 V, y una interfaz USB. Para la manipulación, visualización y almacenamiento de los datos se utilizó el software Labview de National Instrument versión 2011.



Figura 42. Tarjeta de adquisición de datos *NI USB-6009* de 8 entradas analógicas con una resolución de 14 bits y una velocidad máxima de muestreo de 48 KS/s.

Las primeras pruebas consistieron en analizar la señal de respuesta proveniente del acelerómetro (voltaje promedio de salida, profundidad de modulación y su espectro) obtenida con la tarjeta *NI USB-6009*, y compararlas con las señales obtenidas con el osciloscopio digital *Tektronix 340* y el analizador de espectros *SR770*. Para este caso

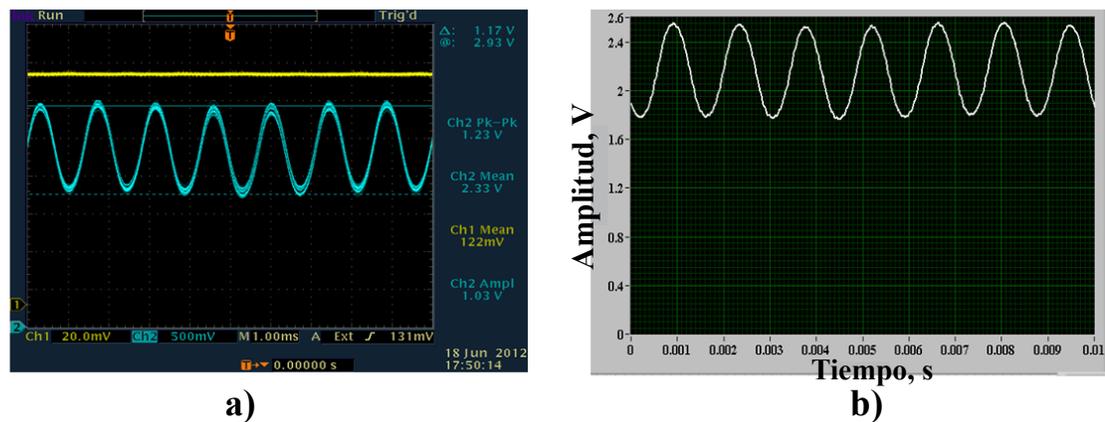


Figura 43. Señal de la respuesta en el tiempo del sensor obtenida con: a) - Osciloscopio digital *Tektronix 340*, b) - *Labview*, ambas detectadas con una R_L de 100 K Ω .

introducimos vibraciones calibradas al sistema con modulación de fase de amplitud cercana a 1 rad mediante una señal senoidal con una frecuencia de 700 Hz. La respuesta del acelerómetro se detectó mediante el fotodetector *DET410* con una resistencia de carga de 100 K Ω .

En la figura 43a se muestra la señal de respuesta obtenida mediante el osciloscopio digital Tektronix 340, mientras en la figura 43b se muestra la señal obtenida mediante el paquete Labview. En la figura 44a se muestra el espectro de la respuesta del acelerómetro obtenido con el analizador de espectros SR770. En la figura 44b se muestra el espectro de la misma señal obtenido mediante el paquete Labview. De estas figuras podemos observar que, el paquete Labview junto con la tarjeta de adquisición de datos nos arrojan trazos muy parecidos a los trazos desplegados típicamente por los equipos de laboratorio, lo cual indica que Labview nos es útil para los fines de esta investigación.

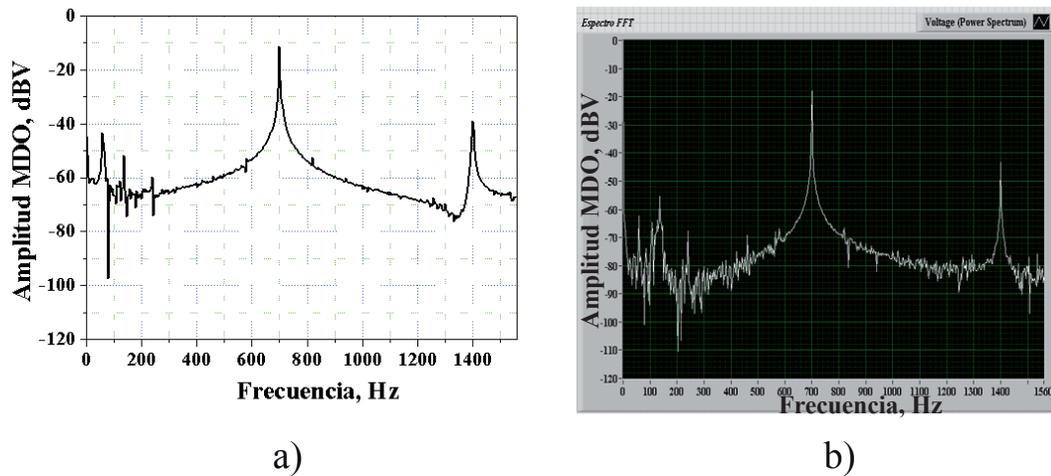


Figura 44. Espectros de frecuencias de la respuesta del acelerómetro obtenidos mediante: a)- analizador de espectros SR770, b)- Labview, ambos detectados con una R_L de 100 K Ω .

4.6.3 Análisis de las señales detectadas mediante la técnica de correlación cruzada

En esta sección nos enfocamos en desarrollar la técnica de correlación de señales y desplegarla en tiempo real.

En este caso las pruebas consistieron en generar la máxima amplitud de la respuesta del sensor, introduciendo modulación de fase con amplitud comparable a 1 *rad* ($5V_{p-p}$) a través de una señal senoidal. En la figura 45a se muestra su auto correlación. Por

otro lado, en la figura 45b se observa la señal de auto correlación del ruido ambiental detectado por el sensor.

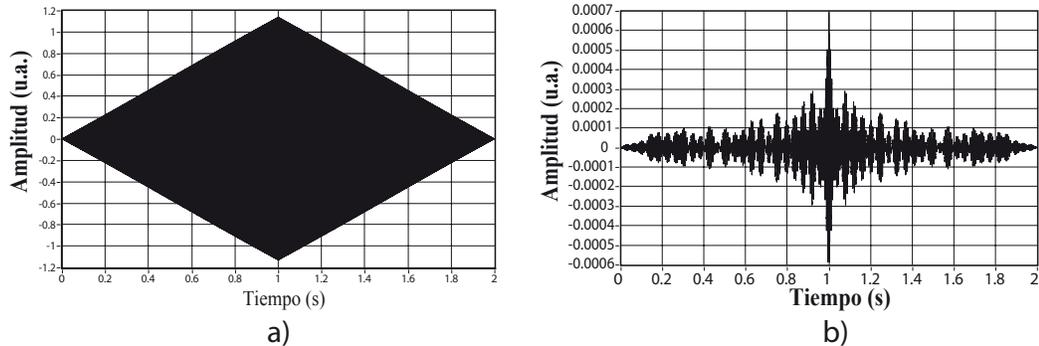


Figura 45. a) Señal máxima de autocorrelación, y b) autocorrelación del ruido ambiental.

Las siguientes pruebas consistieron en generar mediante el generador de funciones Tektronix AFG3021 un tren de dos pulsos rectangulares con una duración de cada pulso de 1 ms y una separación entre los pulsos de 400 ms con una periodicidad del tren de pulsos de 1 s. En la figura 46a se observa la respuesta en el tiempo a la perturbación provocada por los trenes de pulsos, mientras en la figura 46b se muestra la señal de correlación de la respuesta del sensor para el mismo tren de pulsos. De este ultimo trazo podemos ver fácilmente que el análisis de correlación nos brinda información del retraso en tiempo que existe entre las señales de respuesta a los pulsos generados. El tiempo de retraso corresponde a la distancia entre los picos de la señal de autocorrelación.

En la figura 47 se observa la dependencia de la amplitud de los picos de autocorrelación como función de la amplitud de los dos pulsos generados, manteniendo los demás parámetros iguales, variando solo la amplitud del tren de pulsos. Aquí, se puede observar que la amplitud de los picos de correlación crece cuadráticamente con la amplitud de los pulsos generados.

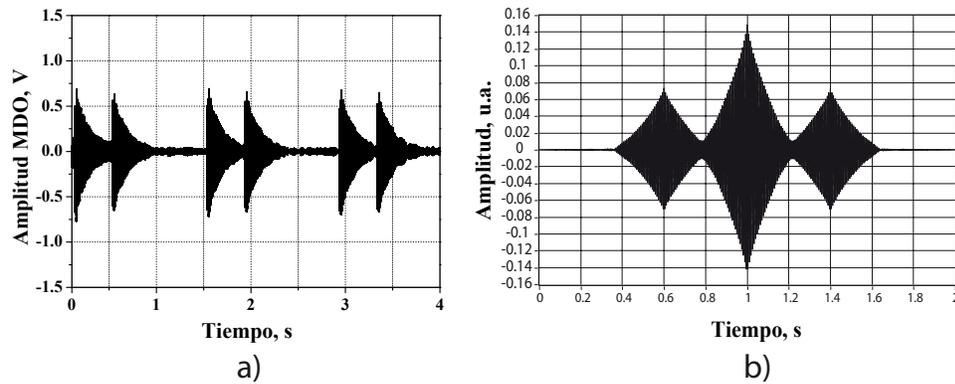


Figura 46. a)- Respuesta del sensor para el caso en el que modulamos con un tren de dos pulsos rectangulares con una amplitud de $5 V_{p-p}$, con una duración por pulso de 1 ms separados por un tiempo de 400 ms, y una repetición del tren de pulsos de 1 s, y b) autocorrelación de la señal de respuesta al mismo tren de pulsos que el caso anterior.

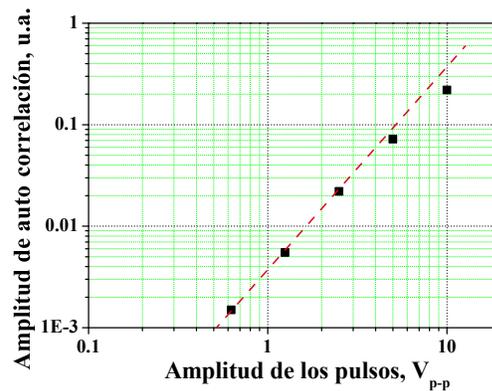


Figura 47. Dependencia de la amplitud del pico de correlación como función de la amplitud de los pulsos generados.

En la figura 48a se muestra un trazo típico de osciloscopio de la respuesta en el tiempo del sensor, para el caso de modulación con una amplitud de los pulsos muy débil. De este trazo no es posible discernir entre el tren de pulsos y el ruido detectado. sin embargo, cuando se utiliza la técnica de correlación, todavía se puede distinguir el tren de pulsos, del ruido ambiental detectado por el dispositivo (ver figura 48b). Mostrando el tiempo de retraso que existe entre los pulsos.

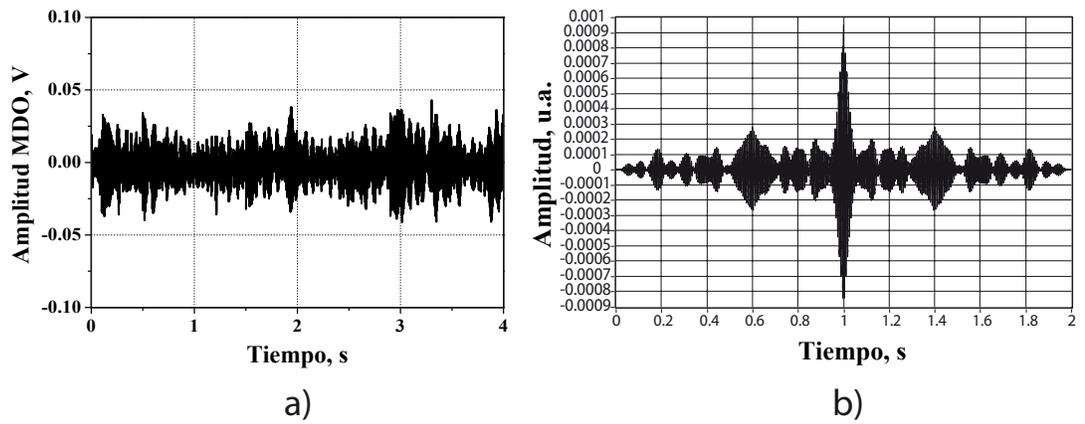


Figura 48. a) Respuesta del sensor cuando modulamos con un tren de 2 pulsos rectangulares separados por un tiempo de 400 con una amplitud de 300 mV_{p-p} , y b) señal de auto-correlación de la respuesta a la modulación.

Capítulo 5

Resultados principales y conclusiones

Resultados principales del trabajo de tesis

1. Se prepararon y caracterizaron las muestras de fibras ópticas dopadas con erbio del tipo EDF-HG980 con una longitud $L = 2\text{ m}$, así como también la fibra dopada con iterbio Liekki Yb-1200 con una longitud $L = 1.77\text{ m}$. Las fibras tienen una densidad óptica de $\alpha_0 L = 4.4$, y $\alpha_0 L = 0.98$ para longitudes de onda de operación de 1485 nm y 1064 nm respectivamente. Las mediciones realizadas por la técnica de fluorescencia transversal indican que las potencias de saturación de estas fibras son de aproximadamente 0.44 mW para fibra dopada con erbio y de 10 mW para fibra dopada con iterbio, las cuales cuentan con un tiempo característico de relajación del estado metaestable τ_0 de aproximadamente 10 y 1 ms, respectivamente.
2. Se implementaron los arreglos experimentales del acelerómetro basados en la configuración del interferómetro de Sagnac adaptativo en fibra dopada con erbio con el láser semiconductor DFB con longitud de onda de operación de 1485 nm . También, se implementó una configuración similar basada en fibra dopada con iterbio con un láser de estado sólido de Nd:YAG con longitud de onda de operación de 1064 nm .
3. Se caracterizó la respuesta de MDO en ambas configuraciones experimentales (FDY y FDE) realizando mediciones de las dependencias de las señales de salida de onda transmitida y reflejada del interferómetro de Sagnac, tales como:

dependencias con respecto a la potencia de entrada, a la frecuencia de modulación, y a la amplitud. Así como también se analizó la función de transferencia, contenido espectral, forma de la señal de MDO, y amplitudes parciales de primer y segundo armónico.

4. Se comprobó de forma experimental la presencia dominante de la rejilla de fase en la configuración del interferómetro de Sagnac basado en fibra dopada con iterbio, para una longitud de onda de operación de 1064 nm, mediante la observación de la significativa linealidad de la respuesta de MDO en ambas ondas de salida del interferómetro (R y T). También se observó que dichas señales de salida se encuentran en antifase, comprobando así el intercambio de energía entre las dos ondas de salida, lo que coincide ampliamente con la teoría del interferómetro de Sagnac, para el caso en el que se tiene una rejilla dinámica puramente de fase.
5. Para la configuración con fibra dopada con erbio y con una longitud de onda de operación de 1485 nm, los resultados demostraron que en la onda transmitida del interferómetro de Sagnac se tiene la fuerte presencia del armónico fundamental de la frecuencia de modulación, mientras que en la onda reflejada se tiene segundo armónico con una amplitud comparable a la del armónico fundamental. Estos resultados están también en concordancia con el análisis teórico del mezclado de dos ondas en la configuración de Sagnac para el caso en el que también se forma una rejilla de amplitud significativa.
6. Se realizó la evaluación de la contribución de los diferentes tipos de ruido (eléctrico, óptico, ambiental) en la señal detectada. Se encontró que los ruidos de los láseres utilizados resultan ser una gran limitante; para la detección del sistema interferométrico. En la configuración de fibra dopada con erbio el ruido

de fase del láser DFB resultó ser la mayor limitante, mientras que en la configuración basada en fibra dopada con iterbio, resultó ser el ruido de intensidad del láser de Nd:YAG.

La configuración interferométrica adaptativa basada en FDE demostró detectar modulaciones de fase con amplitudes por lo menos menores a 7×10^{-5} rad/Hz^{1/2}, o que en unidades de desplazamiento es 1.12×10^{-11} m/Hz^{1/2}. Mientras la configuración basada en FDY demostró detectar modulaciones de fase de 10^{-4} rad/Hz^{1/2} que en unidades de desplazamiento es igual a 1.2×10^{-11} m/Hz^{1/2}.

7. Se desarrolló un sistema para la adquisición de los datos arrojados por el acelerómetro usando la tarjeta *NI USB-6009* y el software *LabView 2011* de *National Instrument*. Se realizaron pruebas con señales pulsadas y el procesamiento de las señales obtenidas se llevó a cabo mediante la técnica de correlación cruzada para detectar el tiempo de retraso entre los pulsos generados.
8. Los resultados más importantes de este trabajo se expusieron en un póster con el nombre *Adaptive fiber-optic accelerometer with population gratings in Er/Yb-doped fibers and Sagnac configuration* en la conferencia internacional SPIE'12 (San Diego E.U., Septiembre 2012). También se sometió a revisión el artículo *Adaptive Sagnac interferometer with dynamic population grating in saturable rare-earth -doped fiber* a la revista internacional *Optics Express*.

Propuestas para investigaciones futuras

1. Realizar pruebas en campo con dos sensores y mediante la técnica de correlación cruzada de las señales reales obtener la localización de la fuente de ruido en ductos de larga distancia.
2. Mejorar la sensibilidad del sensor mediante técnicas de reducción de los niveles de ruido producidos por las fuentes láser utilizadas.
3. Presentar pruebas con diferentes pesos y métodos para introducir fricción al sistema mediante algún líquido viscoso (aceite) o la incorporación de algún material blando; con el propósito de obtener así una mayor sensibilidad en la localización de la fuente de sonido mediante la técnica de correlación cruzada.

Referencias bibliográficas

- Agrawal, G. (1997). *Fiber-Optics Communication Systems*. John Wiley, tercera edición. 546 pp.
- Barmenkov, Y. O., Kir'yanov, A. V., y Andrés, M. V. (2005). Dynamic bragg gratings induced in erbium-doped fiber at phase-modulated beams. *IEEE J. Quantum Electron.*, **41**: 1176–1180.
- Becker, P., Olson, N. A., y Simpson, J. R. (1999). *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press. 460 pp.
- Dakin, J. y Culshaw, B. (1997). *Optical Fiber Sensors: Applications, Analysis and Future Trends*. Artech House. 478 pp.
- Derickson, D. (1997). *Fiber Optic Test and Measurement*. Prentice Hall. 672 pp.
- Desurvire, E. (1994). *Erbium doped fiber amplifiers, principles and applications*. Wiley Interscience. 770 pp.
- Dewhurst, R. J. y Shan, Q. (1999). Optical remote measurement of ultrasound. *Meas. Sci. Technol.*, **10**: 139–168.
- Eichler, H. J., Günter, P., y Pohl, D. W. (1986). *Laser-Induced Dynamic Gratings*. Springer. 256 pp.
- Fischer, B., Zyskind, J. L., Sulhoff, J. W., y DiGiovanni, D. J. (1993a). Nonlinear wave mixing and induced gratings in erbium-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, **18**: 2108–2110.
- Fischer, B., Zyskind, J. L., Sulhoff, J. W., y DiGiovanni, D. J. (1993b). Nonlinear four-wave mixing in erbium-doped fiber amplifiers. *Electron. Lett.*, **29**: 1858–1859.
- Friskén, S. (1992). Transient bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, **17**: 1776–1778.
- García, M. P., Cescato, L., y Frejlich, J. (1989). Phase-shift measurement in photorefractive holography recording. *Appl. Phys.*, **66**: 47–49.
- Ghertz, M., Pinsl, J., y Brauchle, C. (1987). Sensitive detection of phase and absorption gratings: phase-modulated, homodyne detected holography. *Appl. Phys.*, **43**: 61–77.
- Henry, C. H. (1986). Phase noise in semiconductor-lasers. *Lightwave Technol.*, **4**: 298–311.

- Hotoleanu, M., Kiiveri, P., Tammela, S., Srkilahti, S., Valkonen, H., Rajala, M., Kurki, J., y Janka, K. (2002). Characteristics of highly doped Er^{+3} fiber manufactured by the new direct nanoparticle deposition process. *NOC 2002 proceedings*. 200-204 pp.
- Jackson, D. A., Dandridge, A., y Sheen, S. K. (1980a). Measurement of small phase shifts using a single-mode optical-fiber interferometer. *Opt. Lett.*, **5**: 139–141.
- Jackson, D. A., Dandridge, A., y Tventen, A. B. (1980b). Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber. *Appl. Opt.*, **19**: 2926–2929.
- Kamshilin, A. A., Romashko, V. R., y Kulchin, N. Y. (2009). Adaptive interferometry with photorefractive crystals. *Appl. Phys.*, **105**: 031101 – 031101–11.
- Kirkendall, C. K. y Dandridge, A. (2004). Overview of high performance fibre-optic sensing. *Lightwave Technol.*, **37**: 197 – 216.
- Miridonov, A., Plata, M., y Stepanov, S. (2011). Adaptive sagnac fiber interferometer with saturable ytterbium-doped fiber dynamic population grating. Photorefractive Materials, Effects and Applications: Light in Nonlinear Structured Materials, 2011 proceedings, Ensenada Baja California. P-34.
- Mortimore, D. B. (1988). Fiber loop reflectors. *Lightwave Technol.*, **6**: 1217–1224.
- Núñez Quintero (2009). *Interferómetro adaptativo de fibra óptica dopada con iterbio para la detección de ondas ultrasónicas*. Tesis de maestría, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Ensenada, Baja California.
- Pask, H. M., Carman, R. J., Hanna, C., Tropper, A. C., Mackechnie, C. J., Barber, P. R., y Judith M, D. (1995). Ytterbium-doped silica fiber lasers: Versatile sources for the 1 - 1.2 μ region. *IEEE J. Quantum Electron.*, **1**: 2–13.
- Pechstedt, R. D. y Jackson, D. A. (1995a). Performance analysis of a fiber optic accelerometer based on a compliant cylinder design. *Rev.Sci. Instrum.*, **66**: 207–214.
- Pechstedt, R. D. y Jackson, D. A. (1995b). Design of a compliant-cylinder-type fiber-optic accelerometer: theory and experiment. *Appl. Opt.*, **34**: 3009–3017.
- Poole, S. B., Payne, D. N., y Fermann, M. E. (1985). Fabrication of low loss optical fibers containing rare earth ions. *Electron. Lett.*, **21**: 737–738.
- Rubén, V. S., Carlos, G. L., Alfredo, R. P., Manuel, M. A., y Jorge, C. L. (2008). Sensor láser con rejillas de bragg de fibra óptica caracterizado con celdas peltier para aplicaciones como un sensor de alarma de temperatura. *simposio de Metrología, Santiago de Querétaro, México*. 1164-1 - 1164-6.
- Saleh, B. E. y Teich, M. C. (1991). *Fundamental of photonics*. John Wiley. 949 pp.

- Siegman, A. E. (1986). *Lasers*. University Science Books. 1283 pp.
- Stepanov, S. (1994). Applications of photorefractive crystals. *Reports on Progress in Physics*, **57**: 39 – 116.
- Stepanov, S. (2008). Dynamic population gratings in rare-earth doped optical fibres. *Appl. Phys.*, **41**: 1–23.
- Stepanov, S. y Hernández, E. H. (2007). Phase contribution to dynamic gratings recorded in er-doped fiber with saturable absorption. *Opt. Commun.*, **271**: 91–95.
- Stepanov, S. y Plata, M. (2004b). Efficiency of two-wave mixing via dynamic bragg gratings in er-doped optical fibers. *Ukr. J. Phys.*, **49**: 389 – 399.
- Stepanov, S. y Sánchez, M. P. (2010). Amplitud of the dynamic phase gratings in saturable er-doped fibers. *Appl. Phys.*, **102**: 601–606.
- Stepanov, S. y Santiago, C. N. (2006). Intensity depende of the transient two-wave mixing by population grating in er-doped fiber. *Opt. Commun.*, **264**: 105–115.
- Stepanov, S., Hernández, E., y Sánchez, M. P. (2004). Two-wave mixing by means of dynamic bragg gratings recorded by saturation of absorption in erbium-doped fibers. *Opt. Lett.*, **29**: 1327 – 1329.
- Stepanov, S., Fotiadi, A., y Mergret, P. (2007). Effective recording of dynamic phase gratings in Yb-doped fibers with saturable absorption at 1064 nm. *Opt. Express.*, **15**: 8832–8837.
- Tveten, A. V., Dandridge, A., Davis, C. M., y Gianllorenzi, T. G. (1980). Fibre optic accelerometer. *Electron Lett.*, **16**: 854–856.
- Udd, E. (1991). *Fiber Optics Sensors - An introduction for Engineers and Scientists*. John Wiley, segunda edición. 476 pp.