

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**INVESTIGACIÓN Y DESARROLLO DE UN SENSOR DE FIBRA ÓPTICA
DISTRIBUIDO PARA LA DETECCIÓN DE VIBRACIONES**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

RODOLFO MARTÍNEZ MANUEL

Ensenada, Baja California, México, Diciembre.

TESIS DEFENDIDA POR
Rodolfo Martínez Manuel
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dr. Mikhail Chliaguine
Director del Comité



Dr. Serguei Miridonov
Miembro del Comité



Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez
Miembro del Comité



Dr. Eugenio Kuzin
Miembro del Comité



Dr. Jesús María Siqueiros Beltrones
Miembro del Comité



Dr. Serguei Stepanov
*Coordinador del programa de posgrado
en óptica*



Dr. David Hilario Covarrubias Rosales
Director de Estudios de Posgrado

RESUMEN de la tesis de **Rodolfo Martínez Manuel**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, Baja California. Diciembre de 2008.

INVESTIGACIÓN Y DESARROLLO DE UN SENSOR DE FIBRA ÓPTICA DISTRIBUIDO PARA LA DETECCIÓN DE VIBRACIONES

Resumen aprobado por:

Dr. Mikhail Shlyagin
Director de Tesis

Se presenta un estudio teórico y experimental de un nuevo sistema sensor de fibra óptica para detectar y localizar perturbaciones en forma de vibración a lo largo de la fibra. El sistema se basa en un arreglo de interferómetros iguales tipo Fabry – Perot (F-P) de baja reflectividad colocados en serie; éstos son interrogados por un diodo láser de retroalimentación distribuida (DFB) modulado en intensidad y que trabaja a una longitud de onda fija. Los interferómetros son formados directamente en la fibra mono modo SMF-28 por pares de rejillas de Bragg gemelas, cada una con una reflectividad $< 0.05\%$.

El algoritmo propuesto en este trabajo permite la localización del interferómetro perturbado con una exactitud alta. En los experimentos mostramos que para una fibra de 5 km de longitud tenemos una exactitud de localización de 10 metros después de 0.5 segundos de promediación.

También se presenta el modelo matemático y la simulación del ruido del sistema. En interferómetros desbalanceados, como los utilizados en nuestro sistema, los cambios de fase aleatorios de la fuente óptica producen conversión de ruido de fase a ruido de intensidad. En nuestro sistema, la longitud de coherencia del diodo láser DFB es optimizada de manera que el ruido producido por la conversión de ruido de fase a ruido de intensidad en los sensores predomina sobre el ruido por retroesparcimiento de Rayleigh en la fibra de 5 kilómetros.

El sistema tiene la capacidad de utilizar más de 100 interferómetros en un solo canal de fibra. La configuración sencilla del sensor y el uso de componentes de baja frecuencia lo hace potencialmente económico y apropiado para aplicaciones donde se tiene que realizar un monitoreo continuo de estructuras largas para detectar vibraciones.

Palabras claves: sensor de fibra óptica, interferómetros iguales tipo F-P, rejillas de Bragg, diodo láser DFB.

ABSTRACT of the thesis presented by **Rodolfo Martínez Manuel** as a partial requirement to obtain the DOCTOR OF SCIENCE degree in OPTICS with orientation in OPTOELECTRONICS. Ensenada, Baja California, México December 2008.

RESEARCH AND DEVELOPMENT OF A DISTRIBUTED FIBER OPTIC SENSOR FOR DETECTION OF VIBRATIONAL DISTURBANCE

A theoretical and experimental study of a new fiber optic sensor system for detection and localization of vibrational disturbance is presented. The system is based on a serial array of identical low-finesse Fabry-Perot interferometers interrogated at a fixed wavelength by intensity modulated distributed feedback (DFB) diode laser. Interferometers are formed directly in the single mode SMF-28 fiber by pairs of fiber Bragg gratings with reflectivity $< 0.05\%$ each.

A proposed algorithm enables localization of a perturbed interferometer with high accuracy. In the experiment, a localization accuracy of 10 meters has been demonstrated for a 5 km long fiber after 0.5 s of averaging.

Also, a mathematical model and simulation of the system noise are presented. The system is based on unbalanced interferometers; in these interferometers, the conversion of source optical phase noise into intensity fluctuations occurs. The coherence length of the DFB diode laser is optimized in such a way that the predominant noise in the system comes from the sensors; this noise is higher than Rayleigh Backscattering.

The system has the capability of using well in excess of 100 interferometers in a single fiber channel. A simple sensor configuration and the use of low-frequency components make it potentially inexpensive and suitable for applications where a continuous monitoring of long structures has to be performed for the detection vibrations.

Keywords: fiber optic sensor system, identical Fabry-Perot interferometers, Bragg gratings, DFB diode laser

Dedicatoria

A mis queridos padres

Elodia Manuel Guzmán y Pedro Martínez Sánchez

A mis hermanos

Leopoldo y Pedro Reynaldo

A mi Abuelita

Magdalena Guzmán Rentería “Doña Elenita”

A toda mi familia

Agradecimientos

A mi familia, gracias por todo su apoyo, cariño y comprensión.

A mi director de tesis Mikhail Shlyagin por todo su apoyo, paciencia, enseñanza y consejos en la elaboración de la tesis y en mi formación en CICESE en estos seis años de maestría y doctorado.

Al comité de tesis, Dr. Serguei Miridonov, Dr. Jesús María Siqueiros Beltrones, Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez y Dr. Evgeny Kuzin por el tiempo invertido en revisar esta tesis.

A mis amigos y compañeros de todas las áreas de Física Aplicada, Oceanología y Ciencias de la Tierra por permitirme convivir con todos ellos y hacer agradable mi estancia de maestría y doctorado.

A los profesores que me guiaron en mi formación académica en CICESE.

A los técnicos Marcia Padilla, Miguel Farfán y Rene Torres, así como también al personal administrativo y de biblioteca por la atención amablemente brindada.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) y al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) por el apoyo brindado durante mis estudios de maestría y doctorado.

Y a todos aquellos que me hizo falta mencionar, Muchas Gracias!!

CONTENIDO

	Página
Resumen español.....	i
Resumen inglés.....	ii
Dedicatorias.....	iii
Agradecimientos.....	iv
Contenido.....	v
Lista de Figuras.....	vii
Capítulo I. Introducción.....	1
I.1 Introducción.....	1
1.3 Objetivos.....	4
1.4 Organización de la tesis.....	4
Capítulo II. Sensores de fibra óptica.....	6
II.1 Sensores de fibra óptica (SFO)	6
II.2 Aplicaciones de SFO en la detección de ondas acústicas.....	7
II.3 Sensores interferométricos.....	8
II.3.1 Sensibilidad de la fibra óptica a esfuerzos (stress)	9
II.3.2 Sensibilidad de la fibra óptica a la presión.....	11
II.3.3 Sensibilidad de la fibra óptica a temperatura.....	13
II.3.4 Interferómetros para detectar ondas: Sagnac, Mach-Zehnder, Michelson y F-P.....	14
II.4 Sensores cuasi-distribuidos utilizados en la detección de ondas acústicas...	19
II.4.1 Multiplexión por división de frecuencia (FDM).....	19
II.4.2 Multiplexión por división de tiempo (TDM).....	20
II.4.3 Multiplexión por división de longitud de onda (WDM).....	22
II.5 Sensores distribuidos utilizados en la detección de ondas acústicas.....	27
II.6 Conclusiones.....	30
Capítulo III. Sensor modulado en intensidad para detección y localización de vibraciones	32
III.1 Sensor tipo Fabry – Perot	32
III.2 Método de detección y localización de eventos.....	34
III.3 Cavidad F-P formada por rejillas gemelas.....	38
III.4 Simulación del sistema.....	41
III.5 Conclusiones.....	48

CONTENIDO (continuación)

	Página
Capítulo IV. Ruido del sistema	49
IV.1 Introducción.....	49
IV.2 Ruido de fase de la fuente.....	49
IV.3 Ruido relativo de intensidad de la fuente	59
IV.4 Ruido en el proceso de fotodetección	60
IV.4.1 Ruido de disparo en el fotodetector (shot)	60
IV.4.2 Ruido térmico en el fotodetector	61
IV.5 Relación señal a ruido del sistema	62
IV.6 Simulación del ruido del sistema	63
IV.7 Conclusiones.....	68
Capítulo V. Detección y localización del sensor perturbado con fuente CW modulada en intensidad	69
V.1 Introducción.....	69
V.2.1 Transductores para detectar vibraciones.....	70
V.2.1 Arreglo experimental del sistema sensor.....	74
V.3 Resultados.....	76
V.4 Discusión.....	80
V.5 Conclusiones.....	82
Capítulo VI. Conclusiones generales	83
VI.1 Conclusiones.....	83
VI.2 Trabajos a futuro.....	84
Apéndice	85
Referencias	89

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura</i>		Página
1	Interferómetro de fibra óptica tipo Mach-Zehnder.	14
2	Interferómetro de fibra óptica tipo Michelson	15
3	Interferómetro de fibra óptica tipo Fabry – Perot	16
4	Interferómetro de fibra óptica tipo Sagnac	17
5	Arreglo básico de multiplexión por división de frecuencia $M \times N$; f es la frecuencia portadora, D es el fotodetector.	20
6	Arreglo básico de multiplexión por división de Tiempo; T es el tiempo de retraso entre la señal de cada sensor.	21
7	a) Rejilla de Bragg grabada en el núcleo de la fibra, b) Espectro de la fuente, c) Espectro de transmisión de la rejilla de Bragg, d) Espectro de reflexión de la rejilla de Bragg.	23
8	Arreglo básico de multiplexión por división de Longitud de onda; RB: rejilla de Bragg.	23
9	Arreglo interferométrico WDM utilizando rejillas de Bragg.	24
10	Sensor interferométrico que combina las técnicas WDM y TDM; GP: generador de pulsos: A/D: convertidor análogo – digital: PC: computadora.	25
11	Sensor de detección de intrusión, sistema coherente OTDR sensible en fase.	28

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
12	Trazo OTDR del sistema de detección de intrusión	29
13	Aplicaciones de sensores de fibra óptica en el monitoreo de eventos poco comunes, a) Monitoreo de perímetros, b) Robo de combustible, c) Fugas en gasoductos, d) Excavaciones cerca de líneas subterráneas	31
14	Arreglo básico de un interferómetro F-P de fibra óptica. $R1$ = reflector uno; $R2$ = reflector dos.	32
15	a) Espectro de reflexión del interferómetro, b) Cambios de fase generados por la perturbación en la fibra que forma el interferómetro	33
16	Sistema sensor con interferómetros iguales en una línea de fibra óptica	35
17	Respuesta del sistema sensor en el espacio de frecuencias	36
18	Interferómetro F-P formado por un par de rejillas de Bragg gemelas	38
19	Espectro de reflexión de un sensor formado por un par de rejillas de Bragg gemelas de baja reflectancia	39
20	Cambios de fase generados por la perturbación en la fibra que forma el interferómetro	40
21	Esquema del sistema sensor simulado, S_s : señal reflejada de los sensores	41
22	Espectro de reflexión de una cavidad F – P formada por un par de rejillas de Bragg gemelas	42

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
23	Señales de los sensores 1, 2 y 3 generadas en la simulación, con fases iniciales aleatorias, perturbaciones de 1 kHz, 5 Hz y 8 Hz, respectivamente; y suma de los 3 sensores	44
24	Espectro de potencia de la señal del sistema simulado, con y sin perturbación	45
25	Resultados del sistema simulado, localización del sensor perturbado	46
26	Resultados del sistema simulado, con el efecto de fuga espectral en 12 muestras de las 25 utilizadas en cada sensor.	47
27	Ruido de fase de la fuente, conversión de cambios de longitud de onda de emisión, $\Delta\lambda$, en variación de intensidad	50
28	Arreglo experimental para medir el ruido de fase de la fuente	51
29	Dependencia de la conversión de ruido de fase a intensidad con la fase inicial de la señal del interferómetro. a) Mayor amplitud de ruido. b) Nivel de cd máximo y amplitud pequeña de ruido. c) Nivel de cd mínimo y amplitud pequeña de ruido. σ_I es el ruido de intensidad	52
30	o o o Mediciones experimentales de la conversión de ruido de fase a ruido de intensidad para diferentes valores de la longitud de fibra L_{in}	52
31	Coefficiente de RER para una fibra Corning smf-28	54
32	Retroesparcimiento de Rayleigh en la fibra óptica	55

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
33	Reflectores virtuales a lo largo de la fibra separados a una distancia d	55
34	Suma incoherente de la luz retroesparcida que interfiere en cada longitud d .	56
35	Interacción de la onda reflejada R_{1-2} con la onda de luz retroesparcida	58
36	Relación señal a ruido del sistema sensor	63
37	a) b) Simulación del ruido por RER en el fotodetector con valores $d = 1$ y 10 m. c)d) espectro de potencia del ruido en el fotodetector	64
38	Espectro de potencia del ruido generado por RER y por la interferencia entre los puntos de reflexión R y el RER	65
39	Espectro de potencia de la suma del ruido y señal del sistema simulado	66
40	Señal de un sensor perturbado y ruido total del sistema en un ancho de banda de 1 Hz con cambio en la intensidad de entrada y cambio en la reflexión de los sensores	67
41	Transductor en forma de cilindro; interferómetro tipo F-P. $R =$ <i>reflector parcial</i>	70
42	Arreglo experimental para observar el cambio de visibilidad de franjas de interferencia debido a la birrefringencia inducida en la fibra	71

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
43	Señal del fotodetector, Máxima y Mínima visibilidad de las franjas de interferencia cuando la fuente hace un barrido en longitud de onda	71
44	Transductor que genera una rotación del estado de polarización de 360 grados	72
45	Máxima visibilidad de franjas de interferencia sin importar la orientación del estado de polarización a la entrada del interferómetro	72
46	Transductor de placas paralelas	73
47	Esquema del arreglo utilizado para generar deformaciones dinámicas en la fibra que forma el interferómetro	74
48	Arreglo experimental del sistema sensor constituido por 3 sensores iguales	75
49	Arreglo experimental del sistema sensor constituido por 15 sensores iguales	76
50	Ejemplo del espectro de potencia de la señal del fotodetector. (a) No hay perturbación en ningún sensor. (b) Perturbación de un sensor a una frecuencia de 1 kHz	77
51	Localización del interferómetro perturbado, sistema con 3 interferómetros	78
52	Localización del interferómetro perturbado, en azul el primer sensor y en rojo el último sensor, sistema con 15 interferómetros en serie	79

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
53	En rojo el resultado con un sistema de un sensor y en cian el resultado con un sistema de 15 sensores. (a) Localización del sensor perturbado, en los dos casos perturbamos el mismo sensor. (b) Espectro de potencia del sistema con 1 y 15 sensores	80
54	Dos interferómetros perturbados simultáneamente a diferente frecuencia cada uno	81
55	Graficas del ruido del sistema en base del ruido de fase de la fuente, programa en MATLAB presentado en este apéndice	88

Capítulo I

Introducción

I.1 Introducción

En los últimos años, se ha mostrado un creciente interés en la implementación de la tecnología de sensores de fibra óptica en aplicaciones como: el monitoreo de integridad y estado de estructuras civiles grandes, la detección y localización de fugas y daños en ductos, la detección de intrusión ilegal en sistemas de seguridad de perímetros, etc. Para estas aplicaciones, los sensores de fibra óptica poseen cualidades muy atractivas como son la capacidad de multiplexión de sensores, operación segura en ambientes explosivos y la inmunidad del cable sensor a la interferencia electromagnética. La baja atenuación en las fibras ópticas modernas permite el desarrollo de sistemas multiplexados a larga escala y de sensores de fibra óptica verdaderamente distribuidos.

Se han reportado diferentes sistemas sensores de fibra óptica distribuidos y cuasi-distribuidos para medir deformaciones y/o temperatura (Kirkendall y Dandridge, 2004; Alasaarela et al., 2002). Los sistemas de medición distribuida basados en el esparcimiento de Brillouin o Raman en la fibra óptica son ejemplos notables de los sensores de fibra óptica (Alasaarela et al., 2002). Estos sensores utilizan pulsos de luz cortos y sistemas electrónicos de alta velocidad, son capaces de proporcionar la medición de temperatura y/o deformación en varios miles de puntos a lo largo de la fibra. Sin embargo, la baja eficiencia del esparcimiento inelástico resulta en una señal muy débil; se requiere un tiempo de promediación largo, que va usualmente desde varios segundos hasta minutos, para obtener una sensibilidad aceptable a la influencia externa (una buena razón señal a

ruido, SNR, para cada segmento de fibra espacialmente resuelto). Por lo tanto, estos sensores son apropiados para mediciones estáticas o parámetros que varían lentamente.

Para mediciones dinámicas, los sensores interferométricos son una buena elección debido a su alta sensibilidad. Por ejemplo, se han desarrollado sensores interferométricos de fibra óptica con diferentes configuraciones para medir deformaciones en forma de vibración. Sin embargo, estos sensores sufren un desplazamiento del punto de operación debido a que son muy sensibles a las variaciones de temperatura. Esto resulta en una variación de la sensibilidad y la distorsión de la señal medida. Se han desarrollado diferentes técnicas de interrogación que proporcionan la información de sensado codificada en una señal portadora para superar el problema del desplazamiento del punto de trabajo, como por ejemplo la técnica de interrogación de tipo heterodino (Cranch et al., 2004). Basados en esta técnica, recientemente se reportó un sistema de detección de intrusión (Wooler y Crickmore, 2005) y un arreglo de micrófonos interferométricos de fibra óptica para aplicaciones militares (Wooler y Crickmore, 2007). Sin embargo, la necesidad de usar componentes sofisticados y caros resulta en un costo significativo en la unidad de interrogación (Wooler y Crickmore, 2007).

Para algunas aplicaciones, donde el sensor tiene que detectar una perturbación (sin la medición del espectro de la señal) y determinar la posición de la perturbación a lo largo de la fibra, el diseño del sistema sensor puede ser simplificado y, por lo tanto, reducir el costo del sistema. Recientemente se reportó un sistema coherente de reflectometría óptica en el dominio del tiempo (por sus siglas en inglés, OTDR) sensible en fase como sensor de detección de intrusión (Juarez y Taylor, 2007). Este sistema utiliza pulsos de luz de un láser con coherencia alta. La interferencia de las ondas de luz retroesparcidas de diferentes secciones de fibra resulta en un trazo de tipo OTDR. El retroesparcimiento de Rayleigh en fibras ópticas es más fuerte en comparación con el esparcimiento inelástico y puede proporcionar una razón señal a ruido más alta, incluso con el uso de un solo pulso de luz. Esto abre la posibilidad de detectar y localizar cambios en la distribución espacial del índice de refracción efectivo de la fibra. Los cambios locales del índice de refracción efectivo producen cambios de fase de las ondas de luz retroesparcidas que interfieren. Como resultado, cambios locales aparecen en el intervalo correspondiente del trazo del

OTDR. La perturbación variante en el tiempo en la fibra puede ser detectada y localizada restando el trazo del OTDR del trazo anteriormente almacenado. Este sistema permite la detección de perturbaciones simultáneas en varios puntos a lo largo de la fibra. Sin embargo, el láser debe satisfacer requerimientos muy estrictos en su intensidad (no se permite promediación), longitud de coherencia, y se requiere que el desplazamiento en la frecuencia óptica entre pulsos sea muy pequeño.

Se han propuesto diferentes sistemas para detectar y localizar perturbaciones poco comunes (o eventos individuales). La propuesta más reciente se basa en el análisis del espectro de un sistema de reflectometría óptica de polarización en el dominio del tiempo (Zhang y Bao, 2008). Otros sistemas propuestos se basan en diferentes combinaciones de interferómetros de fibra óptica de longitudes largas como son: el interferómetro de Sagnac (Dakin et al., 1987), Mach-Zehnder (Chitchebakov et al., 1998), Sagnac doble (Russell et al. 2001), Mach-Zehnder de anillo (Sun et al., 2008), etc. En estos sistemas se requieren dos interferómetros para compensar la influencia de una frecuencia de perturbación en el cálculo de la posición del evento. Huang et al. (2007) utilizan una configuración híbrida de interferómetros Sagnac y Mach-Zehnder en la detección de perturbaciones de banda ancha simulando una fuga de tubería de alta presión. La posición de la perturbación fue determinada de las frecuencias en cero en el espectro de salida. Hong et al. (2007) presentaron una propuesta similar basada en la aparición de las frecuencias en cero en el espectro de potencia de la señal pero en diferentes configuraciones experimentales.

Para ciertas aplicaciones, eventos individuales poco comunes como una fuga de tubería presurizada, impactos o excavaciones cerca de ductos de gas o combustible deben ser detectados y localizados. Usualmente, no se requiere una medida precisa del espectro de la perturbación. Además, las ondas acústicas generadas por fugas (y por impactos mecánicos) pueden propagarse algunas distancias en los ductos o suelo. En este caso, en lugar de un sistema de sensado realmente distribuido, un arreglo de interferómetros de baja reflectividad colocados en serie puede ser usado en la detección y localización de perturbaciones. Los interferómetros pueden ser formados por reflectores parciales, como lo son las rejillas de Bragg de baja reflectividad.

La motivación de este trabajo es el desarrollo de un sistema sensor simplificado para detectar y localizar vibraciones a lo largo de kilómetros de fibra óptica. Proponemos un nuevo método para detectar y localizar perturbaciones a lo largo del cable sensor. A diferencia de los sistemas descritos en este capítulo, nuestro sistema es relativamente barato debido al uso de fibra y componentes ópticos estándar para telecomunicaciones ópticas

Un sistema de este tipo es potencialmente económico y apropiado para aplicaciones donde se tiene que realizar un monitoreo continuo de estructuras largas para detectar vibraciones; por ejemplo, la detección y localización de impactos y excavaciones cerca de ductos, el monitoreo de perímetros para detectar intrusiones ilegales, etc.

I.2 Objetivo

El objetivo principal de este trabajo es la investigación y desarrollo de un sistema sensor de fibra óptica para detectar y localizar perturbaciones en forma de vibración a lo largo de la fibra (vibraciones mecánicas del orden de kHz).

Identificar las fuentes de ruido predominantes del sistema sensor.

I.3 Organización de la tesis

En el capítulo II, “Sensores de fibra óptica”, hacemos una revisión del estado del arte de los sensores de fibra óptica utilizados en la detección de vibraciones, así como del principio del cambio de fase de la luz cuando existen cambios de tensión, presión o temperatura en la fibra óptica.

En el capítulo III “Sensor modulado en intensidad para la detección y localización de vibraciones” presentamos el modelo matemático de nuestro sistema sensor y el algoritmo propuesto para la detección y localización de perturbaciones a lo largo de la fibra; así como los resultados de su simulación en MATLAB.

En el capítulo IV “Ruido del sistema” mostramos el análisis teórico de los ruidos del sistema, su simulación y por último obtenemos la relación señal a ruido del sistema. También mostramos resultados experimentales de la medición de ruido de fase de la fuente utilizada en el sistema sensor.

En el capítulo V “Detección y localización del sensor perturbado con fuente CW modulada en intensidad” presentamos el esquema y los resultados de dos arreglos experimentales, uno de 3 sensores y 5 km de longitud y otro de 15 sensores y 3 km de longitud.

En el capítulo VI “Conclusiones generales” se mencionan los resultados relevantes y conclusiones del trabajo; así como las investigaciones posibles a futuro basadas en los resultados obtenidos.

Capítulo II

Sensores de fibra óptica

II.1 Sensores de fibra óptica.

Los sensores tienen una gran importancia tanto en el área industrial como la científica, durante las últimas tres décadas se han investigado y desarrollado sensores ópticos, en particular los que se basan en fibras ópticas, para la medición de parámetros físicos como temperatura, presión, esfuerzo y posición entre otros (Giallorenzi et al., 1982; Kersey, 1996; Grattan y Sun, 2000; Culshaw, 2000; Alassaarela et al., 2002; Kirkendall y Dandridge, 2004).

Los sensores de fibra óptica tienen la ventaja, sobre los electrónicos, de poder ser utilizados en medios con riesgo de explosión como los que existen en la industria petrolera, química, eléctrica, minera, etc. Esto es debido a su naturaleza dieléctrica. Las bajas pérdidas de potencia que se tienen en las fibras ópticas actuales permiten que el sensado se pueda realizar en lugares remotos. Los sensores de fibra óptica son ligeros y soportan condiciones ambientales extremas como calor, humedad, etc.

Los sensores de fibra óptica basan su principio de funcionamiento en que al aplicar una perturbación a la fibra óptica se modifica la luz que pasa por su núcleo. Esta modificación puede ser de intensidad, por micro curvaturas, absorción o esparcimiento; modificación de longitud de onda, por fluorescencia o fosforescencia; modificación de polarización, por birrefringencia; modificación de fase óptica, por cambios en el camino óptico. Cuando es detectado el cambio de uno o más de estos parámetros por la interacción entre la fibra

óptica y la perturbación a ser medida, la fibra óptica actúa como sensor y puede ser diseñado para medir una amplia variedad de parámetros físicos y químicos (Grattan y Meggitt, 1998).

II.2 Aplicación de sensores de fibra óptica en la detección de ondas acústicas.

Se denomina emisión acústica al proceso de generación de ondas elásticas dentro de un material como resultado de un cambio en su campo de tensiones internas, cuando éste es influenciado por algún tipo de fuerza externa.

Las ondas acústicas son vibraciones mecánicas que viajan a través de un medio que puede ser un sólido, un líquido o un gas. La atenuación y velocidad de propagación de las ondas acústicas en diferentes medios dependen de las características del material. Por lo tanto, la propagación de ondas acústicas es utilizada en el análisis de propiedades de materiales.

La tecnología desarrollada para detectar ondas acústicas está creciendo de forma importante en la ciencia moderna y en aplicaciones de ingeniería. Por ejemplo, en la navegación, el sonar es usado para determinar la profundidad y topografía del fondo del mar. En caracterización de materiales, técnicas de ultrasonido son utilizadas para pruebas no destructivas de propiedades mecánicas de materiales, y para detectar defectos en materiales como fracturas, esfuerzos y micro desplazamientos. En aplicaciones médicas, las técnicas de eco de pulsos ultrasónicos de banda ancha son ampliamente usadas en la construcción de imágenes y diagnósticos de órganos internos del cuerpo humano. Dentro de todas estas aplicaciones, el sensor acústico es el instrumento principal para obtener la información del campo acústico en un medio en particular.

Los sensores de fibra óptica han sido utilizados en la detección de ondas acústicas, en aplicaciones como el monitoreo de integridad y estado de estructuras civiles grandes (Measures, 2001), en redes de hidrófonos (Cranch et al., 2003), en el monitoreo de perímetros para detectar intrusiones ilegales (Wooler y Crickmore, 2005; Juarez y Taylor,

2007), en la detección de fugas en líneas de gas y en la detección de excavaciones cerca de ductos (Gao et al., 2005).

Debido a las bajas pérdidas en fibras ópticas, el sensor puede estar a unos metros o a kilómetros de distancia con un impacto menor en el desempeño del sensor.

Los sensores de fibra óptica comúnmente utilizados en la detección de ondas acústicas son de tipo interferométrico debido a su alta sensibilidad (Sagnac, Michelson, Fabry – Perot, etc.). El sensor puede ser cuasi distribuido cuando los interferómetros son multiplexados a expensas del aumento en la complejidad del diseño, asimismo se utilizan rejillas de Bragg que son multiplexadas en longitud de onda. El sensor de fibra óptica también puede ser distribuido; este sensor basa su funcionamiento en el monitoreo del retroesparcimiento de Rayleigh de la fibra óptica.

II.3 Sensores interferométricos.

Los sensores interferométricos de fibra óptica son usados principalmente en la medición de desplazamiento, temperatura, tensión, presión y señales acústicas (Kirkendall y Dandridge, 2004). Los interferómetros de fibra óptica son muy sensibles y pueden detectar señales acústicas en un ancho espectral muy amplio. Los sensores interferométricos comúnmente utilizados en la medición de ondas acústicas son de tipo Mach-Zehnder, Michelson, Sagnac y Fabry-Perot (Grattan y Meggitt, 1998).

En estos sensores se detectan cambios de fase producidos por cambios de tensión o presión en la fibra de sensado. La fase de la luz que viaja a través de la fibra puede ser alterada por cambios en las dimensiones de la misma y/o cambios en su índice de refracción. La cantidad básica a ser calculada es el cambio de fase de la luz por unidad de longitud por unidad del estímulo físico considerado. Esto es, $(\Delta\phi)/(DL)$, donde $\Delta\phi$ es el cambio de fase en radianes, L es la longitud de la fibra y D es el estímulo sobre la fibra óptica, tensión o presión.

A continuación se describe el principio del cambio de fase de la luz cuando existen cambios de tensión, presión y temperatura en la fibra óptica.

II.3.1 Sensibilidad de la fibra óptica a esfuerzos (stress).

Cuando la fibra óptica es tensionada existe una deformación en ella, ε , y en el área de tensión se produce un cambio de fase en la señal que viaja a través de la fibra. Antes de tensionar la fibra, la fase de la onda de luz que viaja en esta sección es $\phi = \beta L$, donde β es la constante de propagación longitudinal del modo fundamental. Deformar la fibra en la dirección axial cambiará la fase por:

$$\Delta\phi_i = \beta\Delta L + L\Delta\beta. \quad (1)$$

El primer término representa el efecto del cambio de longitud física de la fibra debida a la deformación y es simplemente $\beta\Delta L = \beta\varepsilon L$. El segundo término de la ecuación (1), cambio en ϕ por un cambio en β , resulta del efecto elasto-óptico, donde la tensión en la fibra produce cambios en el índice de refracción,

$$L\Delta\beta = L \frac{d\beta}{dn} \Delta n. \quad (2)$$

Definimos $\beta = n_{efec} k_0$, donde k_0 es el número de onda y n_{efec} es el índice de refracción efectivo que se encuentra en un valor entre el índice del núcleo y de la cubierta de la fibra; debido a que estos índices difieren por un orden aproximado de 0.5 % podemos usar $\beta \cong n k_0$ y por lo tanto,

$$\frac{d\beta}{dn} = k_0 = \frac{\beta}{n}. \quad (3)$$

El cambio del índice de refracción debido a la deformación en la fibra está dado por:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 [\varepsilon(1 - \mu)p_{12} - \mu\varepsilon p_{11}], \quad (4)$$

donde μ es la razón de Poisson, ε es la deformación en la fibra, $\varepsilon = \Delta L/L$, p_{11} y p_{12} son componentes del tensor elasto-óptico (Butter y Hocker, 1978). Para obtener la expresión del cambio de fase de la luz debida a la tensión aplicada a la fibra sustituimos los valores de (2), (3) y (4) en (1),

$$\Delta\phi_t = \beta\varepsilon L \left[1 - \frac{n^2}{2} [p_{12} - \mu(p_{11} + p_{12})] \right]. \quad (5)$$

El cambio de fase de la onda de luz por unidad de deformación por unidad de longitud es:

$$\frac{\Delta\phi_t}{\varepsilon L} = \beta \left[1 - \frac{n^2}{2} [p_{12} - \mu(p_{11} + p_{12})] \right]. \quad (6)$$

Considerando una fibra óptica monomodo de sílice (Hocker, 1979) $n = 1.46$, $\mu = 0.17$, $p_{11} = 0.121$ y $p_{12} = 0.270$, para una fuente de luz emitiendo a $\lambda = 1534 \text{ nm}$, de la ecuación (6), tenemos,

$$\frac{\Delta\phi}{\varepsilon L} = 4.6 \text{ rad} / \mu\varepsilon \cdot m, \quad (7)$$

donde $\mu\varepsilon$ son unidades de deformación por diez a la menos seis ($\varepsilon = \text{strain}$).

II.3.2 Sensibilidad de la fibra óptica a la presión.

Cuando la fibra óptica está bajo una tensión isotrópica debido a la presión P , podemos escribir matemáticamente la tensión como un vector con 3 componentes (Hocker, 1979):

$$\sigma = \begin{bmatrix} -P \\ -P \\ -P \end{bmatrix}, \quad (8)$$

donde σ es la tensión; entonces la deformación debida a la presión se puede escribir como un vector:

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -P(1-2\mu)/E \\ -P(1-2\mu)/E \\ -P(1-2\mu)/E \end{bmatrix}, \quad (9)$$

donde ε es la deformación en la fibra debida a la presión, μ es la razón de Poisson y E es el modulo de Young de la fibra. Cuando la fibra es deformada por la presión aplicada tenemos un cambio de fase de la onda de luz que viaja en esta sección de fibra:

$$\Delta\phi_p = \beta\Delta L + L\Delta\beta. \quad (10)$$

El primer término representa el efecto del cambio de longitud física de la fibra debida a la presión aplicada. Para la presión considerada,

$$\beta\Delta L = \beta\varepsilon_z L = -\beta(1-2\mu)LP/E. \quad (11)$$

El segundo término de la ecuación (10), cambio en ϕ por un cambio en β , resulta del efecto elasto-óptico, donde la presión en la fibra produce cambios en el índice de refracción,

$$L\Delta\beta = L \frac{d\beta}{dn} \Delta n. \quad (12)$$

Igual que en la ecuación (2) $\beta = n_{efec}k_0$, y podemos considerar el índice de refracción efectivo igual al índice del núcleo de la fibra, $\beta = nk_0$, $d\beta/dn = k_0$ y el cambio en el índice de refracción es (Hocker, 1979):

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 (P/E)(1 - 2\mu)(2p_{12} + p_{11}). \quad (13)$$

Para obtener la expresión del cambio de fase de la luz debida a la presión aplicada a la fibra sustituimos los valores de (11), (12) y (13) en (10),

$$\Delta\phi_p = \beta LP \left[-\frac{(1-2\mu)}{E} + \frac{n^2}{2E} (1-2\mu)(2p_{12} + p_{11}) \right], \quad (14)$$

y el cambio de fase por unidad de presión por unidad de longitud de la fibra es:

$$\frac{\Delta\phi_p}{PL} = \beta \left[-\frac{(1-2\mu)}{E} + \frac{n^2}{2E} (1-2\mu)(2p_{12} + p_{11}) \right]. \quad (15)$$

Considerando una fibra óptica de sílice (Hocker, 1979) $n = 1.46$, $\mu = 0.17$, $E = 7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, $p_{11} = 0.121$ y $p_{12} = 0.270$, para una fuente de luz emitiendo a $\lambda = 1534 \text{ nm}$, de la ecuación (15), tenemos,

$$\frac{\Delta\phi_p}{PL} = 1.66 \times 10^{-5} \text{ rad/Pa} \cdot \text{m}, \quad (16)$$

donde Pa = pascal es la unidad de presión que es equivalente a una fuerza total de un newton actuando uniformemente en un metro cuadrado.

II.3.3 Sensibilidad de la fibra óptica a la temperatura.

Un cambio en la temperatura ΔT de la fibra cambia la fase óptica de la luz que viaja a través de la fibra debido a dos efectos: el cambio en la longitud de la fibra debido a la expansión o contracción térmica, y cambios en el índice de refracción (Hocker, 1979). Debido a que $\phi = nL2\pi/\lambda$, podemos escribir:

$$\frac{\Delta\phi_r}{\Delta TL} = \frac{2\pi n}{\lambda} \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \right). \quad (17)$$

donde $\Delta\phi_r$ es el cambio de fase generado por los cambios de temperatura ΔT en la fibra óptica, $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = 5 \times 10^{-7} / ^\circ C$ es el coeficiente de expansión térmica y $\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = 10 \times 10^{-6} / ^\circ C$ representa el coeficiente termo-óptico de la fibra óptica de sílice. Para una fuente de luz emitiendo a $\lambda = 1534 \text{ nm}$ y $n = 1.46$, de la ecuación (17), tenemos,

$$\frac{\Delta\phi_r}{\Delta TL} = 62.8 \text{ rad} / ^\circ C \cdot m, \quad (18)$$

Como podemos ver de la ecuación (18), los cambios de fase generados por los cambios de temperatura son considerables; para un metro de fibra, el cambio de un grado centígrado genera un cambio de fase de 62.8 radianes. Por tanto, los interferómetros de fibra de sílice de estas dimensiones sufren el desplazamiento del punto de trabajo; ésto resulta en una variación de su sensibilidad. Para superar este problema, por ejemplo, se utilizan métodos de interrogación de tipo heterodino, lo cual resulta en sistemas sensores complicados

(Cranch et al., 2004; Russell et al., 2001) y en un aumento del costo del sistema (Wooler y Crickmore, 2007).

II.3.4 Interferómetros utilizados para detectar ondas acústicas: Mach-Zehnder, Michelson, Sagnac y Fabry – Perot.

El interferómetro tipo Mach-Zehnder es uno de los primeros sensores de fibra óptica utilizado en la detección de ondas acústicas (Giallorenzi et al., 1982). En este interferómetro la detección se realiza en transmisión, la luz viaja en una dirección desde la fuente, a través del interferómetro hasta el fotodetector, figura 1. El haz de luz de la fuente se introduce al interferómetro a través del puerto de entrada del acoplador, parte del haz dividido se transmite por la fibra de referencia y la otra parte del haz se transmite por la fibra de sensado que es expuesta a la onda acústica. El haz de luz que viaja por la fibra de sensado es modulado en fase por las perturbaciones, mientras que la fase del haz que viaja por la fibra de referencia no es perturbada. Los dos haces son recombinados en el segundo acoplador y su señal de interferencia incide en el fotodetector.

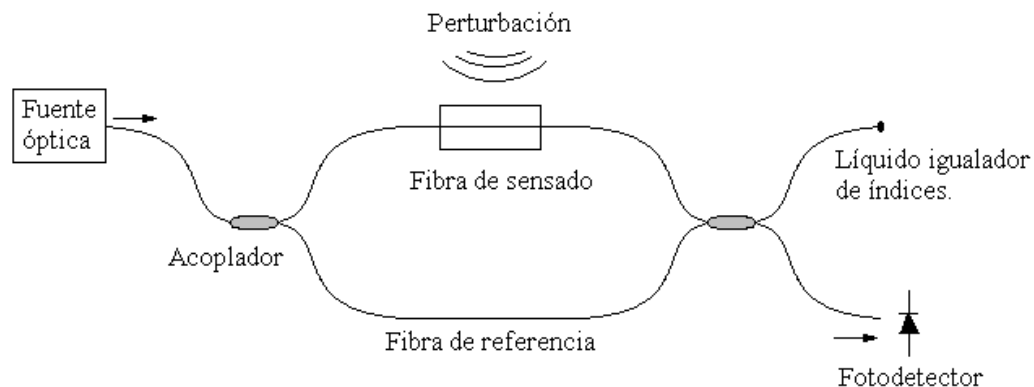


Figura 1: Interferómetro de fibra óptica tipo Mach-Zehnder.

Aquí la longitud de coherencia de la fuente es mucho mayor que la diferencia de camino óptico del interferómetro; esto es, $L_C \gg n(L_R - L_S)$, donde L_C es la longitud de coherencia de la fuente, n es el índice de refracción de la fibra, L_R es la longitud de la fibra de

referencia y L_S es la longitud de la fibra de sensado. Podemos considerar que en ausencia de perturbación, el camino óptico de los dos brazos del interferómetro es igual. Por lo tanto, cuando la fibra de sensado es perturbada, la señal en el fotodetector se puede presentar como:

$$I_{fd.} = I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S} \cos(\Delta\phi) , \quad (19)$$

donde $I_{R,S}$ son intensidades ópticas del haz de referencia y de sensado, respectivamente; $\Delta\phi = \phi_R - \phi_S$ es la diferencia de fase entre el haz de referencia y de sensado. Esta diferencia de fase se produce debido a la perturbación generada en la fibra de sensado, tensión o presión (ecuación 5 y 14 respectivamente).

Otra implementación de un interferómetro clásico en los sensores acústicos de fibra óptica es el interferómetro tipo Michelson, figura 2. En este caso, un solo acoplador divide y recombina el haz de luz. El haz de la fuente es dividido y viaja por el brazo de referencia y de sensado; el haz, después de atravesar los brazos del interferómetro, es reflejado y regresa por la misma fibra, referencia y sensado, como se muestra en la figura 2. Por último, el acoplador recombina los haces de luz que han viajado a través del interferómetro.

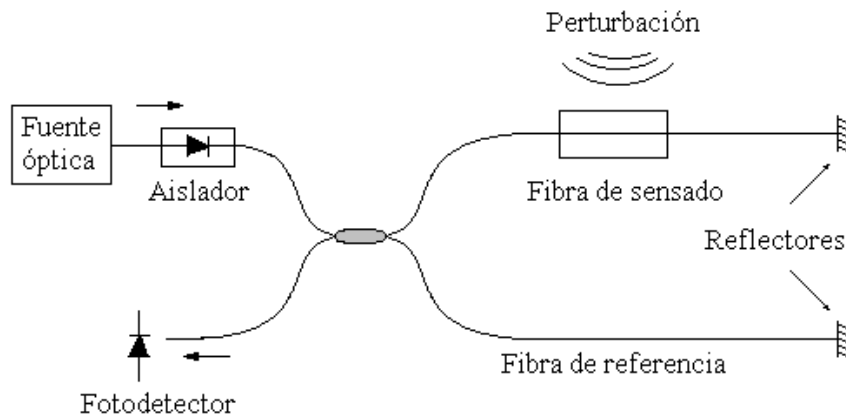


Figura 2: Interferómetro de fibra óptica tipo Michelson.

Como se puede ver, existen similitudes entre la configuración Mach-Zehnder y Michelson; ambas configuraciones son similares en presupuesto de pérdidas ópticas. Sin embargo, debido al hecho que en el interferómetro Michelson la luz pasa dos veces por la fibra de sensado, el cambio de fase óptica por unidad de longitud de la fibra es doble, lo que conduce a mayor sensibilidad.

Otro interferómetro comúnmente utilizado en reflexión es el tipo Fabry – Perot (F-P), figura 3. Este sensor de fibra óptica está constituido por dos reflectores que forman el interferómetro F-P en la fibra; el haz de la fuente se introduce a un circulador que guía la luz hacia el interferómetro, la luz que llega al primer reflector es parcialmente reflejada y parte de la luz transmitida es reflejada en el segundo reflector. La fibra que forma la cavidad es el elemento sensor. En el fotodetector tenemos la señal de interferencia debida a la luz reflejada por los dos espejos.

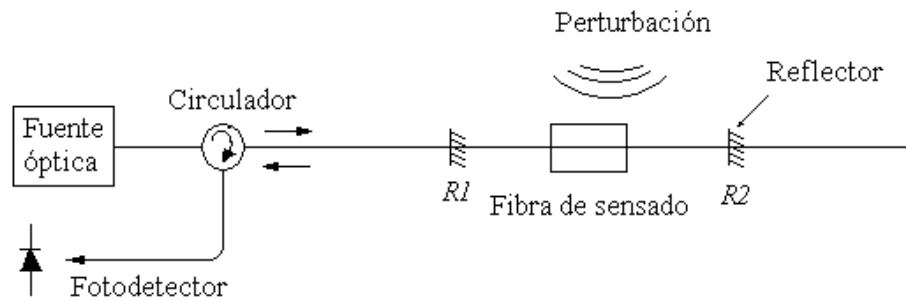


Figura 3: Interferómetro de fibra óptica tipo Fabry – Perot.

Este tipo de sensor acústico normalmente utiliza espejos de baja reflectividad y por lo tanto es suficiente considerar las reflexiones de primer orden. Por lo tanto, la señal en el fotodetector puede ser descrita por:

$$I_{fd.} = I_{R1} + I_{R2} + 2\sqrt{I_{R1}I_{R2}} \cos\left(\frac{4\pi nL_{F-P}}{\lambda} + \Delta\phi\right) \quad (20)$$

donde $I_{R,1y2}$ son intensidades ópticas reflejadas en los reflectores 1 y 2, respectivamente; L_{F-P} es la longitud del interferómetro F-P, λ es la longitud de onda del haz de la fuente, $\Delta\phi$ es la diferencia de fase entre los haces reflejados generada por la perturbación, tensión o presión, en el interferómetro F-P (ecuación 5 y 14).

Otro interferómetro utilizado como sensor acústico de fibra óptica es el interferómetro de Sagnac. Este interferómetro ha sido principalmente usado para medir rotaciones como un reemplazo del giroscopio de láser de anillo, sin embargo, también es empleado para detectar vibraciones.

En los interferómetros de Sagnac estándar, figura 4, la fibra es un lazo cerrado. Dentro del lazo de fibra óptica viajan dos haces en contra propagación. Cuando no existe ninguna asimetría en el camino óptico los dos haces se recombinan con cero diferencia de camino óptico. Sin embargo, cuando la simetría se rompe se produce un cambio de fase en los haces recombinados.

La sensibilidad del sensor acústico de Sagnac depende de la localización de la perturbación. Si la perturbación está en el centro del lazo de fibra, el cambio de fase es cero debido a que los haces en contra propagación llegan al centro del lazo al mismo tiempo. En la medida que la perturbación se experimenta alejada del centro del lazo, la señal del interferómetro aumenta; esta perturbación en la fibra genera cambios de fase debido a que los haces en contra propagación experimentan la perturbación a tiempos diferentes.

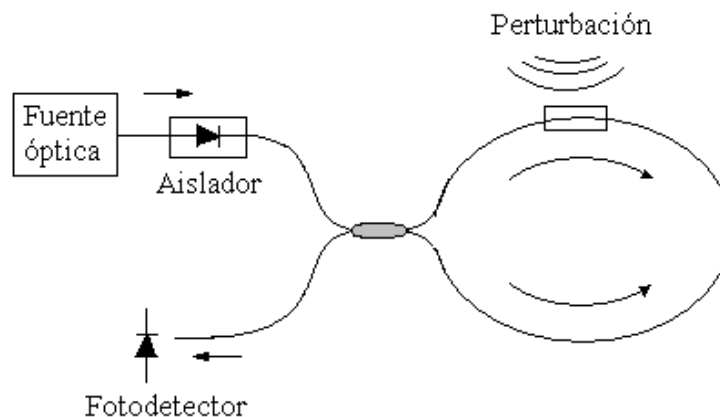


Figura 4: Interferómetro de fibra óptica tipo Sagnac.

Los sensores de fibra óptica basados en métodos interferométricos, Mach-Zehnder, Michelson, Fabry – Perot y Sagnac, han sido estudiados y mostrado una alta sensibilidad a señales acústicas (Kirkendall y Dandridge, 2004; Fomitchov et al., 2000; Grattan y Meggit, 1998). Sin embargo, debido a que la señal de salida de un sensor interferométrico es descrita por la función coseno, ésta es inherentemente no lineal. El evento sensado induce cambios de fase proporcionales a su magnitud, pero estos cambios de fase son codificados por la función no lineal del interferómetro en cambios de intensidad en el fotodetector. Entre los primeros trabajos para realizar el seguimiento de fase, y superar el problema de la respuesta no lineal del interferómetro, está el esquema homodino activo (Jackson et al., 1980). Este esquema fue utilizado en experimentos de laboratorio y para el desarrollo y caracterización de transductores. Pero no resulto apropiado para aplicaciones prácticas debido a la necesidad de incorporar un elemento activado electrónicamente en el interferómetro. Así, durante el periodo de 1982 a 1985 se desarrollaron técnicas basadas en la modulación de la frecuencia del láser para generar una señal portadora con los corrimientos de fase en interferómetros desbalanceados. Estos esquemas fueron más atractivos para aplicaciones prácticas ya que permiten que el interferómetro opere en un modo eléctricamente pasivo (Kersey, 1996; Grattan y Sun, 2000). De las técnicas desarrolladas, la más exitosa es la demodulación homodina que utiliza una portadora generada por fase (por sus siglas en inglés, PGC) (Dandridge et al., 1982). En esta técnica, la fuente óptica es modulada en frecuencia en forma senoidal para generar una señal portadora generada por fase en un interferómetro desbalanceado. Los cambios de fase en el interferómetro generados por la señal que se desea conocer, perturbación, se convierten en bandas laterales de la frecuencia portadora. Estas bandas laterales pueden ser detectadas y demoduladas tal que la respuesta del interferómetro sea linealizada.

Una de las ventajas de los sensores de fibra óptica es la posibilidad de multiplexar varios sensores en la misma línea de fibra óptica; en la siguiente sección se describen algunas técnicas de multiplexión de sensores de fibra óptica utilizados en la detección de ondas acústicas.

II.4 Sensores cuasi-distribuidos utilizados en la detección de ondas acústicas.

En algunas aplicaciones como el monitoreo de integridad y estado de estructuras civiles, monitoreo de perímetros y redes de hidrófonos, es necesario que los sensores interferométricos sean multiplexados para tener un sensado cuasi-distribuidos. La multiplexión de sensores permite disminuir el costo por punto de sensado y así poder competir con su contraparte de sensores electrónicos.

Existe una variedad de esquemas de multiplexión de sensores de fibra óptica, y la elección del esquema depende de la aplicación del sensor. La clave para seleccionar el mejor esquema de multiplexión es encontrar un balance óptimo entre desempeño y costo. El costo tiene varios factores, y el costo dominante depende de la aplicación. En algunas aplicaciones, el costo de la fibra puede ser dominante y un esquema que provee la mayor densidad de canales por línea de fibra provee el costo total más bajo. En otras aplicaciones el costo de los sistemas electro-ópticos predomina y el esquema de multiplexión que provee la mayor densidad de canales por unidad láser provee el esquema de menor costo. En esta sección se describen tres de las técnicas de multiplexión más usadas, Multiplexión por División de Frecuencia (por sus siglas en inglés, FDM), Multiplexión por División de Tiempo (por sus siglas en inglés, TDM) y Multiplexión por División de Longitud de Onda (por sus siglas en inglés, WDM).

II.4.1 Multiplexión por división de frecuencia (FDM).

La multiplexión por división de frecuencia (FDM) se basa en el esquema de modulación de portadora generada por fase, PGC (Dandridge et al., 1987; McGarrity et al., 1995). Esta técnica emplea modulación óptica para generar diferentes frecuencias portadoras usadas para interrogar sensores. La figura 5 muestra un arreglo FDM $M \times N$ que utiliza M fuentes láser y N fibras de salida. Cada fuente láser es modulada para generar una frecuencia

portadora. El arreglo es configurado tal que cada fotodetector recibe la respuesta de M sensores con diferente frecuencia portadora cada uno; lo que permite que sean discriminados eléctricamente entre ellos.

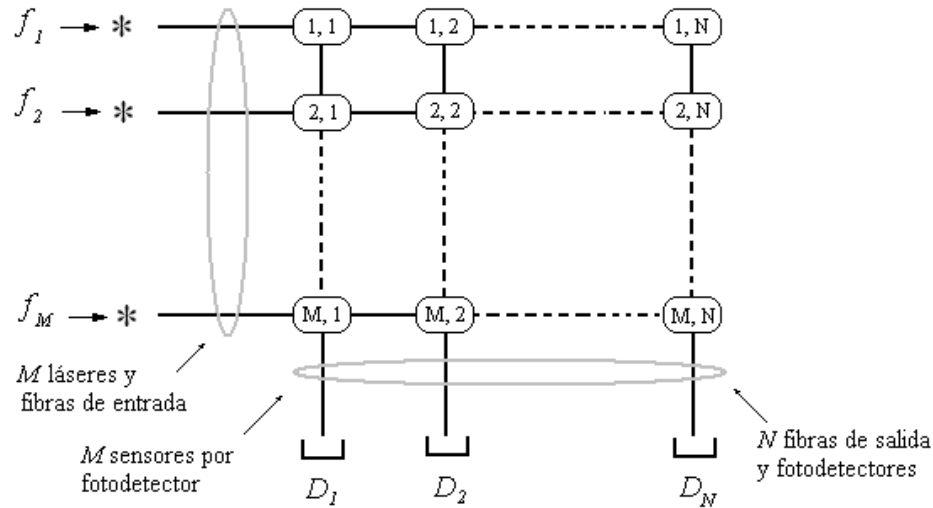


Figura 5: Arreglo básico de multiplexión por división de frecuencia $M \times N$; f es la frecuencia portadora, D es el fotodetector.

En este esquema, la frecuencia óptica de los láseres no puede ser exactamente igual, ya que podrían interferir entre ellos. Una limitación práctica es que el espacio en frecuencia de los láseres debe ser al menos cien veces más grande que la frecuencia PGC para prevenir interacción entre láseres.

El espaciamiento entre frecuencias portadoras PGC determina el ancho de banda disponible de cada sensor.

II.4.2 Multiplexión por división de tiempo (TDM).

La técnica de multiplexión por división de tiempo (TDM) identifica la señal de cada sensor por el tiempo que le toma al haz de luz viajar desde la fuente hasta el detector pasando por el sensor. Se han reportado diferentes esquemas que utilizan la técnica TDM (Kersey et al., 1987; Vakoc et al., 1999; Lopez, 2002; Sun et al., 2004). El amplificador de fibra óptica dopada con erbio (EDFA) ha complementado arquitecturas de sensores de fibra óptica

proporcionando amplificación óptica al sistema. Las altas pérdidas de potencia en sensores de fibra óptica que utilizan TDM pueden ser superadas colocando estratégicamente los amplificadores ópticos a lo largo del sistema; permitiendo el diseño de un arreglo denso de sensores. La figura 6 muestra un arreglo TDM que es una variación de la clásica topología de escalera. En este arreglo la fuente láser es modulada directamente para generar una frecuencia portadora. El haz de la fuente pasa a través de un interruptor óptico, el cual genera un pulso de luz que enseguida es amplificado por un EDFA. El pulso óptico amplificado es distribuido por los acopladores en serie, los cuales dividen en igual cantidad la potencia óptica en todos los sensores. Entre cada sensor se coloca una sección de fibra óptica de longitud apropiada para retrasar en tiempo el pulso que llega a cada sensor, T ($T = nL/c \approx 5 \text{ ns m}^{-1}$). Después de cada sensor, otro arreglo de acopladores en serie se usa para recombinar todas las salidas de los sensores en una sola fibra. La señal de cada sensor es identificada por la diferencia de tiempo de llegada al fotodetector. Las pérdidas por empalmes, fibra y acopladores aumenta proporcionalmente con el tamaño del arreglo TDM.

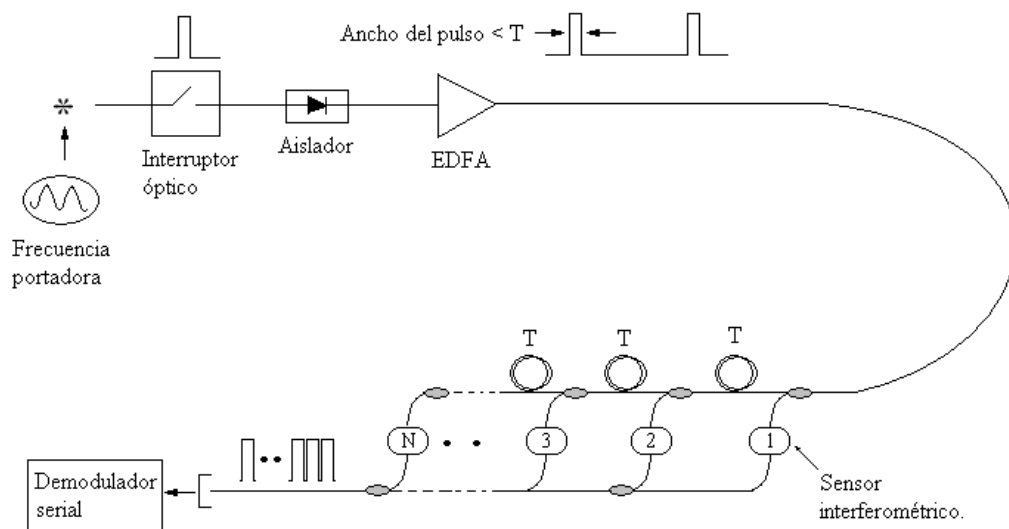


Figura 6: Arreglo básico de multiplexión por división de Tiempo; T es el tiempo de retraso entre la señal de cada sensor.

II.4.3 Multiplexión por división de longitud de onda (WDM).

En la multiplexión por división de longitud de onda (WDM), la señal de cada sensor es codificada en el rango espectral que refleja o transmite éste. La fuente óptica puede ser un arreglo de fuentes de banda angosta que coincidan con el rango espectral de cada sensor, o una sola fuente óptica de banda ancha. La técnica WDM es una elección natural en el uso de sensores en los cuales el mecanismo de transducción es la modulación de la longitud de onda, como por ejemplo las rejillas de Bragg.

Las rejillas de Bragg son reflectores dependientes de la longitud de onda, es decir, éstas reflejan selectivamente algunas longitudes de onda; este efecto depende del espaciamiento en el patrón de franjas del que están constituidas. Las franjas son generadas por la modulación periódica del índice de refracción efectivo de la fibra óptica, que es grabado con rayos ultra violeta.

Una rejilla reflejará luz con una longitud de onda correspondiente a dos veces el periodo de la rejilla por el índice de refracción efectivo,

$$\lambda_{Bg} = 2\Lambda n_{efec} , \quad (21)$$

donde λ_{Bg} es la longitud de onda de Bragg central, Λ es el periodo de la rejilla y n_{efec} es el índice de refracción efectivo de la fibra óptica. Cuando el espectro de la fuente óptica contiene la longitud de onda de Bragg, la rejilla de Bragg reflejará parte de la energía y su complemento será transmitido, como se muestra en la figura 7. El espectro reflejado estará centrado a la longitud de onda de Bragg determinada por la ecuación (21).

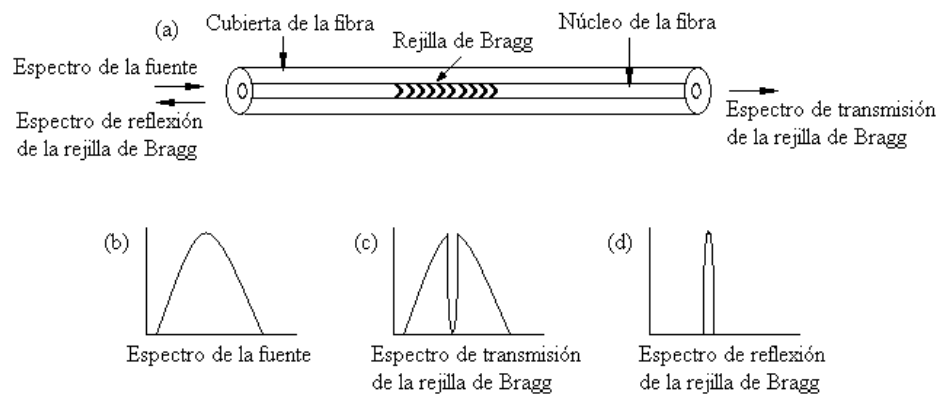


Figura 7: a) Rejilla de Bragg grabada en el núcleo de la fibra, b) Espectro de la fuente, c) Espectro de transmisión de la rejilla de Bragg, d) Espectro de reflexión de la rejilla de Bragg.

Cuando la rejilla de Bragg es perturbada por alguna fuerza externa aplicada a la fibra se genera un cambio en el índice de refracción y en el periodo de la rejilla; estos cambios son proporcionales al cambio del espectro de reflexión de la rejilla de Bragg, ecuación (21). Este efecto se ha utilizado en sensores de vibración y ultrasonido (Takahashi et al., 2000; Perez et al., 2001; Fomitchov y Krishnaswamy, 2003; Guan et al., 2005; Ye y Tatam, 2005; Tanaka et al., 2006). En la figura 8 se muestra un arreglo donde la fuente óptica es de espectro amplio y la señal reflejada de los sensores se recibe a través de un filtro óptico para identificar el espectro de reflexión de cada sensor.

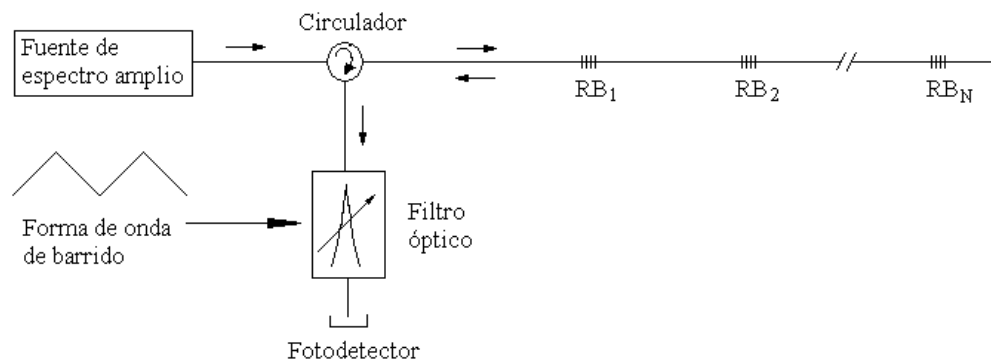


Figura 8: Arreglo básico de multiplexión por división de longitud de onda; RB: rejilla de Bragg.

El número de sensores que pueden ser interrogados con esta técnica es determinado por el ancho de banda del espectro de la fuente y el desplazamiento de la longitud de onda de cada sensor.

El elemento sensor no debe ser necesariamente la rejilla de Bragg o que exista un corrimiento en longitud de onda debido a la variable medida. Por ejemplo, los elementos selectivos en longitud de onda, como rejillas de Bragg, pueden ser usados en el arreglo de sensores para codificar la salida de cada sensor con una longitud de onda específica (Kersey y Marrone, 1996; Cranch et al., 2004). En el arreglo de la figura 9 se utilizan las rejillas de Bragg sólo como reflectores de un interferómetro.

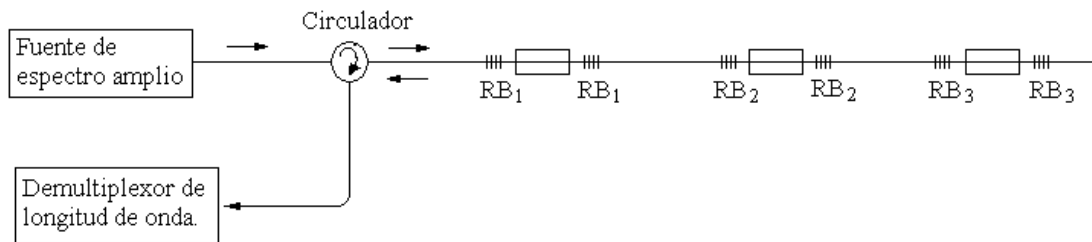


Figura 9: Arreglo interferométrico WDM utilizando rejillas de Bragg.

La técnica WDM puede ser combinada con otra técnica y así aumentar el número de sensores monitoreados (Shlyagin et al., 2002; Cranch et al., 2003; Cheng et al., 2005; Wang et al., 2007). Por ejemplo, Cranch et al. (2005) presentan un esquema que utiliza WDM y TDM en la medición y localización de perturbaciones, figura 10.

El sensor tipo interferométrico, utiliza como fuente un láser de fibra operando en el régimen de amarre de modos (por sus siglas en inglés, MLL). El MLL tiene un espectro con ancho de banda de más de 60 nm alrededor de los 1550 nm. La salida del MLL se introduce en un interferómetro de fibra óptica tipo Mach – Zehnder (MZI) desbalanceado por 3.6 mm de fibra óptica, esto es comparable con la longitud de coherencia de la luz reflejada de la rejilla sensor. Dos salidas del MZI están disponibles, cada una se introduce a un arreglo de sensores de cuatro rejillas de Bragg. La radiación incidente es dividida

espectralmente por cada rejilla de Bragg en el arreglo. Por lo tanto, dos arreglos de rejillas de Bragg, cada uno con cuatro rejillas, son interrogados simultáneamente.

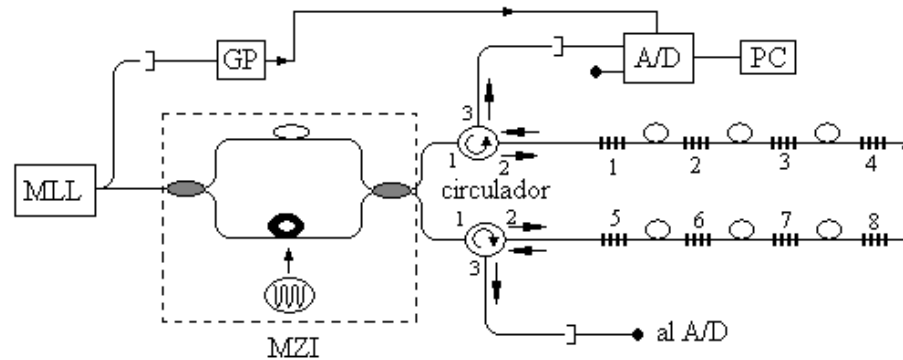


Figura 10: Sensor interferométrico que combina las técnicas WDM y TDM; GP: generador de pulsos; A/D: convertidor analógico – digital; PC: computadora.

Las rejillas de Bragg son numeradas de 1-4 en el primer arreglo y de 5-8 en el segundo arreglo. La longitud de onda de las rejillas 1, 2, 5 y 6 es 1549.6 nm y de las rejillas 3, 4, 7 y 8 es 1546.6 nm. La señal que regresa de cada arreglo consiste de un tren temporal de pulsos. Cada pulso corresponde a un sensor de rejillas de Bragg y contiene un patrón de franjas; la fase de este patrón tiene la información de interés de la perturbación. El MLL se utiliza para generar un pulso de disparo para el generador de pulsos (GP), el cual genera un tren de pulsos con un retardo controlado para activar el convertidor analógico – digital (A/D). Se adquiere una sola muestra durante el regreso de cada pulso del arreglo de rejillas de Bragg y las señales de los 4 sensores de rejilla son recobradas por un solo convertidor A/D. Una vez que la señal es digitalizada, el patrón de franjas puede ser procesado para obtener la información de la perturbación. Cranch et al. (2005) utilizan la técnica de interrogación PGC para extraer la fase de cada interferómetro. En esta técnica se aplica una modulación de fase senoidal a uno de los brazos del MZI. La corriente generada por el fotodetector durante un pulso de retorno esta dada por,

$$i_{fd} = RP(1 + V \cos[\phi_{pgc} \cos \omega_{pgc} t + \Delta\phi(t)]), \quad (22)$$

donde R es la responsividad del foto detector, P es el pico de potencia de retorno en ausencia del término de interferencia, V es la visibilidad de las franjas normalizada, ω_{pgc} es la frecuencia angular de modulación PGC , ϕ_{pgc} es la profundidad de modulación PGC y $\Delta\phi(t)$ es la señal de perturbación. Expandiendo el término coseno de la ecuación (22) en coeficientes Bessel:

$$i_{fd} = RP + RPV \times \left[\left[j_0(\phi_{pgc}) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k j_{2k}(\phi_{pgc}) \cos(2k\omega_{pgc} t) \right] \times \cos \Delta\phi(t) - \left[2 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k j_{2k+1}(\phi_{pgc}) \times \cos((2k+1)\omega_{pgc} t) \right] \sin \Delta\phi(t) \right]. \quad (23)$$

Las componentes en cuadratura de la fase de interés $\Delta\phi(t)$ se obtienen con la detección sincronizada de la corriente del foto diodo a ω_{pgc} y $2\omega_{pgc}$. Utilizando un filtro pasa bajas la señal resultante es:

$$i_{fd}(\omega_{pgc}) = RPV j_1(\phi_{pgc}) \sin \Delta\phi(t) \quad (24)$$

$$i_{fd}(2\omega_{pgc}) = -RPV j_2(\phi_{pgc}) \cos \Delta\phi(t) \quad (25)$$

La fase se obtiene normalizando las amplitudes de (24) y (25) y tomando el arco tangente de su razón. La exactitud con que son empatadas las amplitudes de (24) y (25) determina la exactitud de la medición de fase.

En este sistema de interrogación de sensores de rejillas de Bragg se demuestra una resolución de $23\text{-}60 \text{ n}\epsilon/\text{Hz}^{1/2}$ a frecuencias superiores a 800 Hz y una exactitud de la medición diferencial de deformación de $\pm 1\mu\epsilon$.

II.5 Sensores distribuidos utilizados en la detección de ondas acústicas.

El sensado distribuido es una de las ventajas más atractiva de los sensores de fibra óptica. Se han desarrollado varias técnicas de detección distribuida en la fibra óptica: Reflectometría óptica en el dominio del tiempo (por sus siglas en inglés, OTDR), reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo (por sus siglas en inglés, BOTDR) y el interferómetro de Sagnac (Alasaaarela et al., 2002)

La técnica OTDR se basa en la medición de intensidad de luz retroesparcida como función del tiempo; la perturbación que afecta la intensidad de luz puede ser detectada y localizada. El esparcimiento de Brillouin es el esparcimiento inelástico de luz por fonones acústicos; éstos convierten una fracción pequeña de la luz incidente en luz esparcida con un corrimiento de frecuencia. El corrimiento de frecuencia se incrementa significativamente y en una relación lineal con la tensión y temperatura en la fibra.

Debido a que normalmente la luz retroesparcida es muy débil, en OTDR y BOTDR, típicamente toma algunos minutos promediar la señal para completar la medición. Además, son necesarias fuentes de luz de alta potencia para mejorar la sensibilidad del sensor y equipo de procesamiento de señal de alta velocidad.

Estas técnicas siguen siendo investigadas y algunas variantes han probado la mejora del desempeño del sensor distribuido en sensibilidad de medición y distancia de monitoreo (Juarez y Taylor, 2007; Geng et al., 2007).

Juarez y Taylor (2007) presentaron un sistema coherente OTDR sensible en fase como un sensor de detección de intrusión, figura 11. En este sistema se utiliza luz de un láser de onda continua que pasa a través de un filtro pasa bandas (FPB) para remover emisión espontánea generada por la fuente óptica. La luz del láser es de coherencia alta para

producir interferencia entre las ondas de luz retroesparcidas. Los pulsos de luz del sistema ($2\mu\text{s}$) se generan con un modulador eletro-óptico (MEO) y son amplificados por un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA). La salida del amplificador es filtrada por un segundo FPB antes de ser guiada a la fibra sensora.

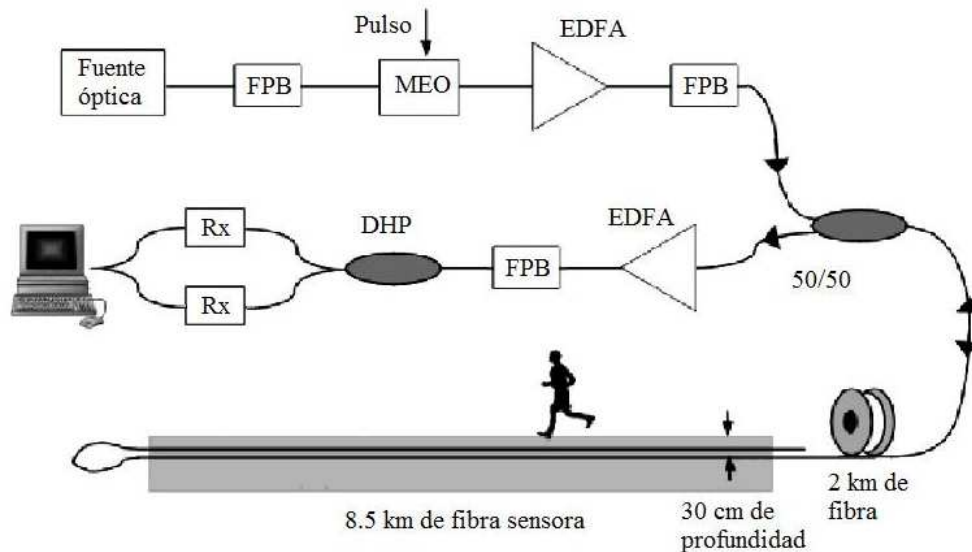


Figura 11: Sensor de detección de intrusión, sistema coherente OTDR sensible en fase.

La luz retroesparcida es monitoreada con fotodetectores separados para cada una de las polarizaciones ortogonales. Los cambios de fase en las ondas de luz retroesparcidas que interfieren se producen cuando un punto en la fibra sensora experimenta una perturbación causada por cambios en el índice de refracción y/o longitud de fibra. Como resultado, cambios locales aparecen en el intervalo correspondiente del trazo del OTDR.

La perturbación variante en el tiempo en la fibra puede ser detectada y localizada restando el trazo de OTDR del trazo anteriormente almacenado.

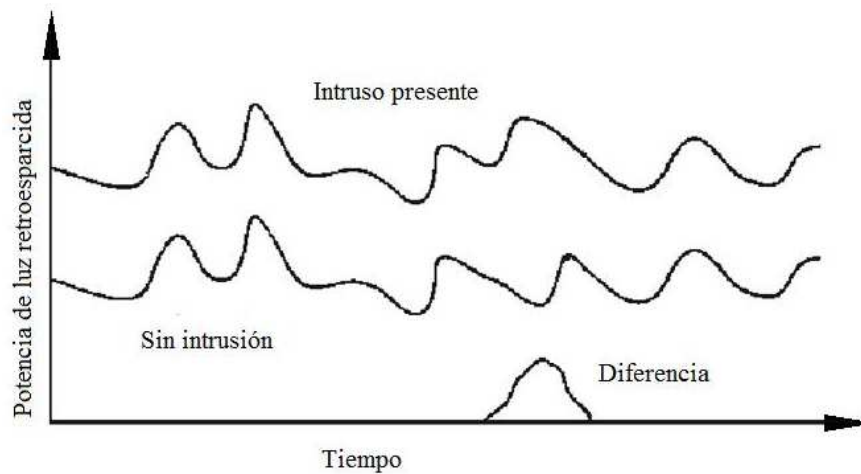


Figura 12: Trazo OTDR del sistema de detección de intrusión.

La resolución espacial del sistema es de 200 m y permite la detección de perturbaciones simultáneas en varios puntos a lo largo de la fibra. Sin embargo, el laser debe satisfacer requerimientos muy estrictos en su intensidad (no se permite promediación), longitud de coherencia, y se requiere que el desplazamiento de la frecuencia óptica entre pulsos sea muy pequeño.

El interferómetro de Sagnac también es utilizado en el sensado distribuido, en este caso, normalmente es combinado con otro interferómetro para resolver la fase de la perturbación y la distancia entre la perturbación y el centro del lazo de fibra. Chtcherbakov et al. (1998) presentaron una configuración del interferómetro de Sagnac modificado. Este incorpora un acoplador adicional y un reflector que permite la separación de las señales del interferómetro de Sagnac y Mach-Zehnder. La sección del sensor de Sagnac debe usar una modulación de fase y detección sincronizada para obtener la respuesta del interferómetro en la región de máxima sensibilidad. La información espacial se extrae de la señal de salida del interferómetro de Sagnac con asistencia de la señal de salida del interferómetro Mach-Zehnder.

II.6 Conclusiones.

Los sensores de fibra óptica han sido investigados y desarrollados en las últimas tres décadas. Los sensores interferométricos de fibra óptica permiten medir tensión en la fibra óptica con una alta sensibilidad; éstos han sido utilizados como sensores de ondas acústicas en aplicaciones como: el monitoreo de integridad y estado de estructuras civiles grandes (edificios, puentes y presas) y redes de hidrófonos en sistemas militares, antenas acústicas submarinas, para detectar y localizar fuentes de ruido acústico en el océano, como barcos, submarinos, etc. Estos sistemas utilizan técnicas de multiplexión FDM, TDM y WDM y combinaciones de éstas para aumentar el número de sensores interrogados. Esto incrementa la complejidad de instrumentación y procesamiento, y por lo tanto se incrementa el costo de implementación.

Los sensores distribuidos basados en la medición de luz retroesparcida son utilizados en el monitoreo de perímetros para detectar intrusiones ilegales; estos sistemas requieren de fuentes de alta potencia debido a que la luz retroesparcida en la fibra óptica es débil.

Para algunas aplicaciones, cuando el sistema debe monitorear eventos raros como por ejemplo, intrusión ilegal, detección de impactos en ductos, fugas en gasoductos o excavaciones cerca de líneas subterráneas, el sistema sensor puede ser simplificado y disminuir su costo.

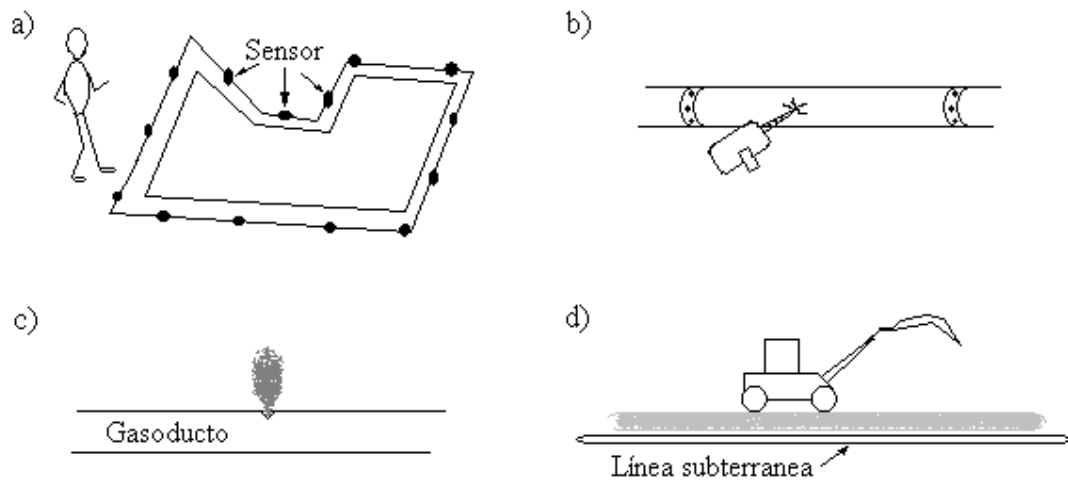


Figura 13: Aplicaciones de sensores de fibra óptica en el monitoreo de eventos poco comunes, a) Monitoreo de perímetros, b) Robo de combustible, c) Fugas en gasoductos, d) Excavaciones cerca de líneas subterráneas.

Para estas aplicaciones no es necesaria una medición precisa de la influencia externa, sino un sistema de monitoreo, en un intervalo predeterminado de frecuencia y amplitud, que detecte y localice el evento para generar una señal de advertencia. Además, estos son eventos poco comunes y es suficiente si el sistema puede detectar y localizar solo un evento a lo largo de la fibra óptica.

En este sentido, presentamos el estudio y desarrollo de un sensor de fibra óptica simplificado para detectar y localizar perturbaciones en forma de vibración a lo largo de la fibra. El sistema utiliza la cavidad tipo F-P como elemento sensor, los sensores son formados por rejillas de Bragg gemelas de baja reflectividad. El sistema es constituido por sensores interferométricos iguales y las rejillas de Bragg son grabadas en fibra óptica estándar de telecomunicaciones. El sistema es relativamente barato debido al uso de fibra y componentes ópticos estándar para telecomunicaciones ópticas.

Capítulo III

Sensor modulado en intensidad para detección y localización de vibraciones.

III.1 Sensor tipo Fabry-Perot.

Nuestro trabajo es dedicado a la investigación y desarrollo de un sistema sensor para detectar y localizar perturbaciones en forma de vibración a lo largo de la fibra óptica. El sensor puntual utilizado es un interferómetro tipo F-P formado por dos reflectores parciales de baja reflectividad. El arreglo básico de un sensor interferométrico se muestra en la figura 14; la fuente de luz se conecta a un circulador, la luz acoplada de la fuente viaja a través de la fibra óptica y es reflejada por el sensor. La señal del sensor se mide con un fotodetector para su procesamiento.



Figura 14: Arreglo básico de un interferómetro F-P de fibra óptica. $R1$ = reflector uno; $R2$ = reflector dos.

Cuando el sensor es perturbado, ocurren cambios de fase en la señal del interferómetro debido a la deformación generada en la fibra óptica. Estos cambios de fase son traducidos en cambios de intensidad en el fotodetector.

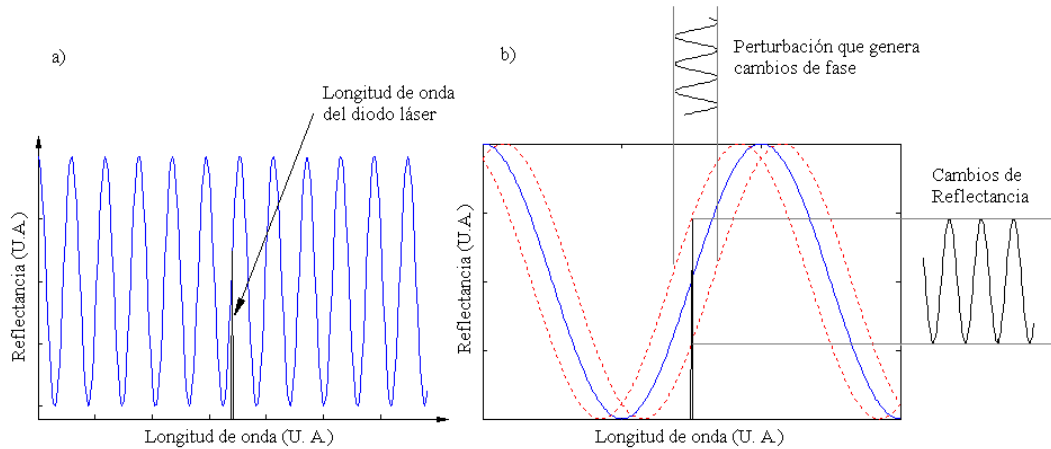


Figura 15: a) Espectro de reflexión del interferómetro, b) Cambios de fase generados por la perturbación en la fibra óptica que forma el interferómetro.

Para un interferómetro formado por reflectores parciales de baja reflectividad es suficiente considerar las reflexiones de primer orden, y podemos presentar su reflexión normalizada como:

$$R_s = 1 + \cos(Lk) , \quad (26)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} , \quad (27)$$

donde L es dos veces la longitud óptica del interferómetro, $L=2nl$, n es el índice de refracción de la fibra óptica, l es la longitud del interferómetro, k es la constante de propagación del haz de la fuente y λ es la longitud de onda de emisión de la fuente. Cuando el interferómetro es perturbado, la deformación dinámica en la fibra óptica modifica el argumento de la ecuación (26) y podemos escribir:

$$L = L_0 + \delta L \cos(\omega_s t + \phi_s) , \quad \delta L \ll L_0 \quad (28)$$

sustituyendo la ecuación (28) en (26), tenemos:

$$R_s(t) = 1 + \cos\{[L_0 + \delta L \cos(\omega_s t + \phi_s)]k\}, \quad (29)$$

donde L_0 es dos veces la longitud óptica del interferómetro antes de que éste sea perturbado, $\delta L = 0.71\epsilon L_0$, incluyendo la contribución del efecto elasto-óptico, en respuesta a la tensión mecánica; ϵ es la deformación en la fibra. ω_s y ϕ_s son la frecuencia angular y fase de la perturbación, respectivamente.

La reflexión del sensor tipo F-P se modifica debido a los cambios de fase producidos por la perturbación.

Este tipo de interferómetros son utilizados en la medición y detección de perturbaciones debido a su alta sensibilidad; sin embargo, cuando se necesita varios puntos de medición se incrementa la complejidad del sistema y del procesamiento de señales, incrementando el costo de implementación. En este trabajo de investigación proponemos un sistema barato, debido a que se utilizan componentes estándar de telecomunicaciones, para detectar y localizar perturbaciones a lo largo de la fibra óptica. En este sistema de monitoreo, una vez que se detecta la perturbación se inicia el proceso de localización del sensor perturbado.

III.2 Método de detección y localización de eventos.

Nuestro sistema sensor está formado por interferómetros iguales tipo F-P de baja reflexión. Como ya mencionamos, los cambios de fase en la señal del sensor activado, generados por la perturbación, van a ser traducidos en cambios de reflexión del sensor; los otros sensores tendrán cambios de fase de baja frecuencia debido a la influencia ambiental (temperatura), y sus señales son separadas en frecuencia de la señal de perturbación. La detección de la perturbación se lleva a cabo monitoreando los cambios de intensidad de la señal en el fotodetector. La onda de prueba es modulada en intensidad para localizar el interferómetro

perturbado; extrayendo la fase acumulada de la onda de prueba podemos obtener el tiempo τ que le toma al haz viajar desde el sensor perturbado hasta el fotodetector, y utilizarlo para localizar el sensor perturbado.

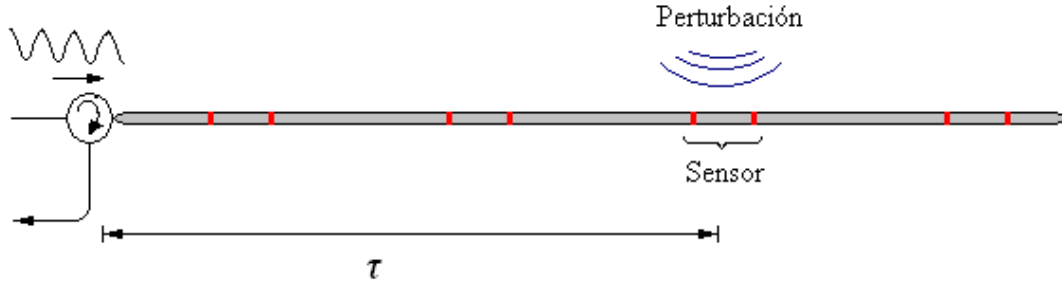


Figura 16: Sistema sensor con interferómetros iguales en una línea de fibra óptica.

Para el sensor perturbado, y retomando la ec. (29), si $\delta Lk \ll 1$, podemos escribir los cambios de reflexión del sensor como:

$$R_s(t) \approx 1 + \cos(L_0 k) - \delta Lk \sin(L_0 k) \cos(\omega_s t + \phi_s). \quad (30)$$

Como mencionamos, la onda de prueba es modulada en intensidad y la podemos presentar como:

$$S(t) = 1 + A \cos(\omega_m t), \quad (31)$$

donde ω_m es la frecuencia angular de modulación, A es el índice de modulación de intensidad. La señal del sensor perturbado en el fotodetector es la onda de prueba reflejada por el interferómetro perturbado con su respectiva acumulación de fase debido al tiempo que le toma al haz viajar a lo largo de la fibra.

$$S_{\text{Ref}}(t) = 1 + \cos(L_0 k) + A[1 + \cos(L_0 k)] \cos[\omega_m(t - 2\tau)] - \delta Lk \sin(L_0 k) \cos[\omega_s(t - \tau) + \phi_s] \\ - A \delta Lk \sin(L_0 k) \cos[\omega_m(t - 2\tau)] \cos[\omega_s(t - \tau) + \phi_s], \quad (32)$$

donde τ es el tiempo de viaje del haz de prueba desde el interferómetro perturbado hasta el fotodetector. Para el sistema sensor con varios interferómetros, los otros interferómetros y la fibra con el retroesparcimiento de Rayleigh producen una señal adicional a ω_m con una fase ϕ_R y amplitud aleatoria. Podemos presentar la señal en el fotodetector como:

$$S_{Refi}(t) = a + aA \cos[\omega_m(t - 2\tau)] - b \cos[\omega_s(t - \tau) + \phi_s] - Ab \cos[\omega_m(t - 2\tau)] \cos[\omega_s(t - \tau) + \phi_s] + r[1 + A \cos(\omega_m t + \phi_R)] , \quad (33)$$

donde $a = [1 + \cos(L_0 k)]$ y $b = \delta L k \sin(L_0 k)$, r es el coeficiente de reflexión de los interferómetros y el retroesparcimiento de Rayleigh. En la ecuación (33), el primer término no depende del tiempo, el segundo término es la señal de la onda de prueba multiplicada por el primer término. El tercer término es la señal de perturbación y nos permite detectar el evento, figura 17. El cuarto término son las bandas laterales a frecuencias $\omega_m - \omega_s$ y $\omega_m + \omega_s$, debido al producto del término a la frecuencia de modulación y la señal de perturbación; utilizamos una de estas bandas laterales para calcular τ y así localizar el sensor perturbado. El quinto término es la onda de prueba reflejada por los sensores no perturbados y por el retroesparcimiento de Rayleigh en la fibra óptica.

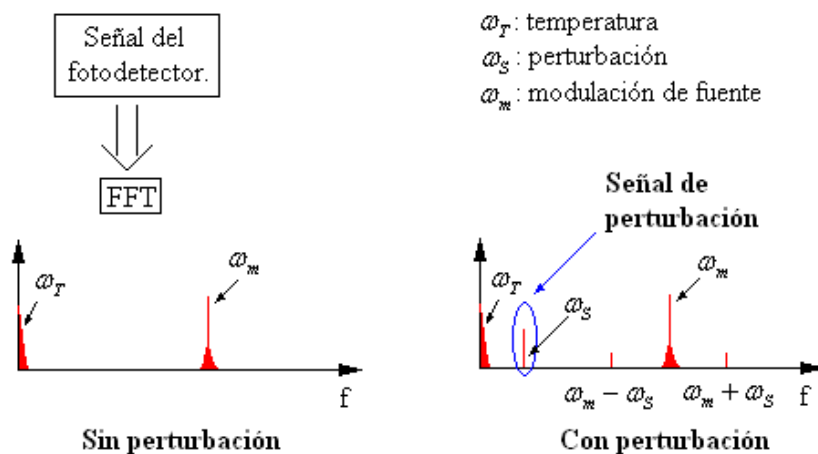


Figura 17: Respuesta del sistema sensor en el espacio de frecuencias.

De la ec. (33) podemos presentar las componentes de frecuencia del sistema sensor, con un sensor activado, como:

La componente de frecuencia de la perturbación ω_s ,

$$-\pi b e^{-i(\omega_s \tau - \phi_s)} \quad (34)$$

La componente de frecuencia de modulación de la onda de prueba ω_m ,

$$\pi A \left[a e^{-2i\omega_m \tau} + r e^{i\phi_R} \right] \quad (35)$$

La componente de frecuencia $\omega_m - \omega_s$,

$$-\frac{\pi A b e^{i(-\phi_s - 2\omega_m \tau + \omega_s \tau)}}{2} \quad (36)$$

La componente de frecuencia $\omega_m + \omega_s$,

$$-\frac{\pi A b e^{-i(-\phi_s + 2\omega_m \tau + \omega_s \tau)}}{2} \quad (37)$$

La perturbación a lo largo de la fibra es detectada con la componente de frecuencia a ω_s , ec. (34), figura 17. Una vez que el evento es detectado, necesita ser localizado; obteniendo el valor de τ podemos fácilmente calcular la localización del sensor perturbado.

La fase aleatoria de los sensores no perturbados y el retroesparcimiento de Rayleigh de la fibra no permite calcular τ de la ec. (35). En nuestro sistema utilizamos la fase de las componentes de frecuencia de las ecs. (36) o (37) para calcular τ ; de diseño del sistema

conocemos ω_m y de la detección del evento conocemos $\omega_s\tau - \phi_s$, ec. (34). Por ejemplo, podemos calcular de las ecs. (34) y (37):

$$\phi(\omega_m + \omega_s) - \phi(\omega_s) = \phi_p = 2\omega_m\tau, \quad (38)$$

y entonces,

$$d_p = \frac{\phi_p c}{2\omega_m n}, \quad (39)$$

donde ϕ_p es la diferencia de fase entre la componente de la ec. (37) y la ec. (34), d_p es la distancia del fotodetector al sensor perturbado, c es la velocidad de la luz y n es el índice de refracción de la fibra.

Para evitar un cálculo ambiguo de la fase, y por lo tanto errores de localización, la frecuencia de modulación debe cumplir la condición:

$$\omega_m\tau < \pi. \quad (40)$$

III.3 Cavidad F-P formada por rejillas de Bragg gemelas.

En nuestro proyecto utilizamos un par de rejillas de Bragg gemelas para formar cada interferómetro tipo F-P.

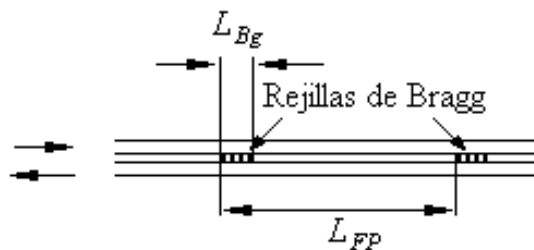


Figura 18: Interferómetro F-P formado por un par de rejillas de Bragg gemelas.

Las rejillas de Bragg son de baja reflectancia y forman interferómetros de baja reflectancia; la reflectancia de luz del sensor de rejillas de Bragg gemelas puede ser escrita como (Miridonov et al., 2001):

$$R(\lambda) = 2 \left[\frac{\pi n_1 L_{Bg}}{\lambda} \operatorname{sinc} \frac{2n(\lambda - \lambda_{Bg}) L_{Bg}}{\lambda^2} \right]^2 \times \left(1 + \cos \left(\frac{4\pi n L_{FP} (\lambda - \lambda_{Bg})}{\lambda^2} + \phi_0 \right) \right), \quad (41)$$

donde n_1 es la amplitud de la modulación del índice de refracción de la rejilla de Bragg, n es el índice de refracción del núcleo de la fibra. L_{Bg} es la longitud física de la rejilla de Bragg, L_{FP} es la longitud de la cavidad F-P, ϕ_0 es un término de fase inicial de la señal del interferómetro. λ es la longitud de onda de la fuente de luz y λ_{Bg} es la longitud de onda de Bragg.

De acuerdo a la ecuación (41), el espectro de reflexión del sensor de rejillas gemelas es el producto de dos componentes: $R(\lambda) = R_{Bg}(\lambda)R_{In}(\lambda)$. El primer término es el espectro de reflexión de las rejillas, y el segundo término es una función de interferencia generada por las ondas reflejadas de ambas rejillas.

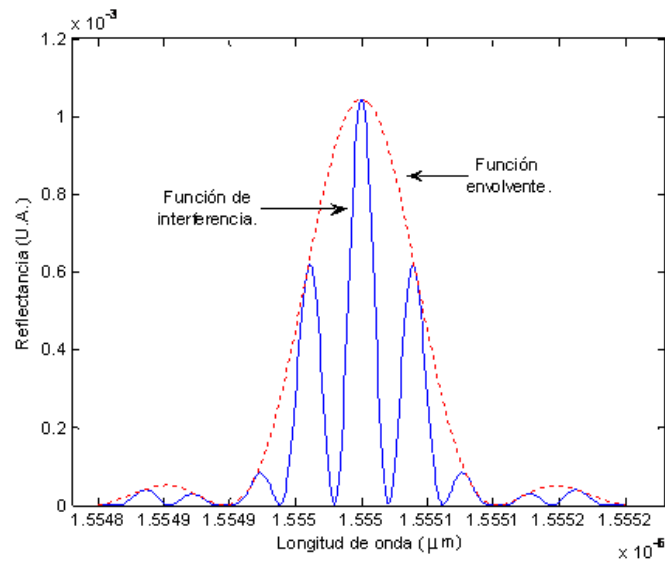


Figura 19: Espectro de reflexión de un sensor formado por un par de rejillas de Bragg gemelas de baja reflectancia.

El periodo del patrón de interferencia es,

$$\lambda_{FP} = \frac{\lambda^2}{2nL_{FP}}. \quad (42)$$

Si utilizamos una fuente de luz con una longitud de onda fija y la perturbación no afecta a las rejillas de Bragg que funcionan sólo como espejos, de la ecuación (41) podemos escribir:

$$R_s(t) = R_0 \times \{1 + \cos\{[L_0 + \delta L \cos(\omega_s t + \phi_s)]k\}\}, \quad (43)$$

donde R_0 es la reflexión del interferómetro en la longitud de onda de prueba, el segundo término es el mismo que en la ecuación (29); L_0 es dos veces la longitud óptica del interferómetro.

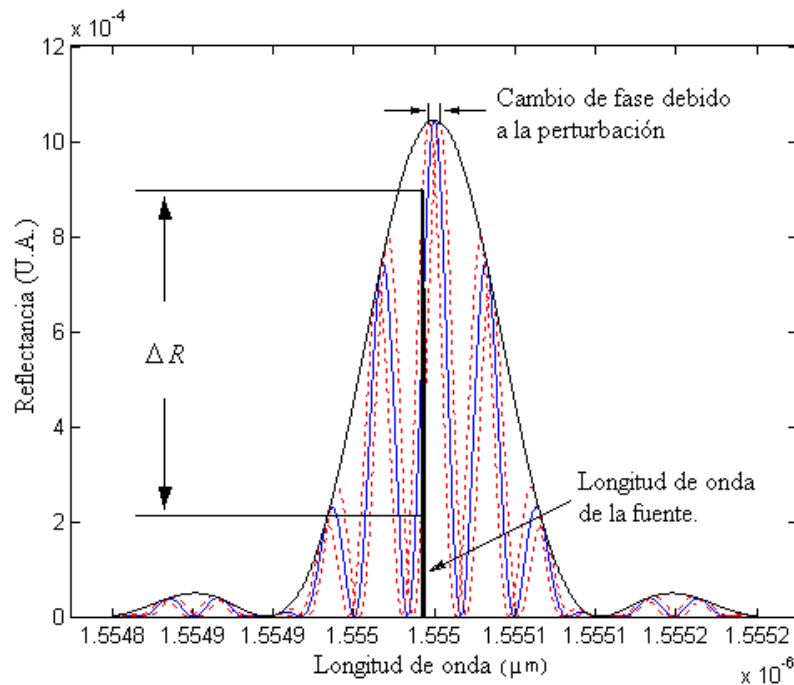


Figura 20: Cambios de fase generados por la perturbación en la fibra que forma el interferómetro.

De esta manera, las rejillas de Bragg son utilizadas sólo como espejos y no cambian el modelo matemático del sistema sensor presentado en la sección anterior.

III.4 Simulación del sistema.

En esta sección presentamos la simulación en MATLAB del sistema sensor con base en el modelo matemático desarrollado en este capítulo. El sistema simulado está formado por 3 sensores interferométricos tipo F-P colocados en serie en una fibra monomodal estándar; los 3 sensores son iguales y son constituidos por pares de rejillas de Bragg gemelas, figura 21.

El sistema sensor es de 5 Km de longitud y los interferómetros están a 3, 4, y 5 Km de distancia de la fuente óptica, respectivamente. La fuente óptica trabaja en CW a la longitud de onda de Bragg de las rejillas y es modulada en intensidad a 10 kHz. En el sistema simulado dividimos el haz de la fuente en una onda de prueba y una onda de referencia.

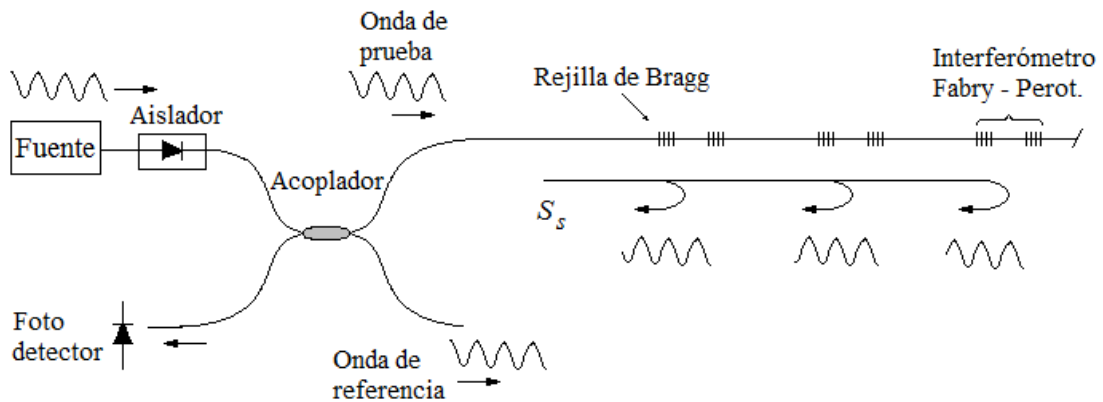


Figura 21: Esquema del sistema sensor simulado, S_s : señal reflejada de los sensores.

En la simulación, utilizamos la ecuación que representa la reflectancia de luz del sensor formado por rejillas de Bragg gemelas, ec. (41), con los siguientes valores: la amplitud de la modulación del índice de refracción $n_1 = 1 \times 10^{-6}$, el índice de refracción del núcleo de la

fibra $n = 1.46$, la longitud física de la rejilla de Bragg $L_{Bg} = 8mm$, la longitud de la cavidad F-P $L_{F-P} = 1m$ y la longitud de onda de Bragg $\lambda_{Bg} = 1534nm$.

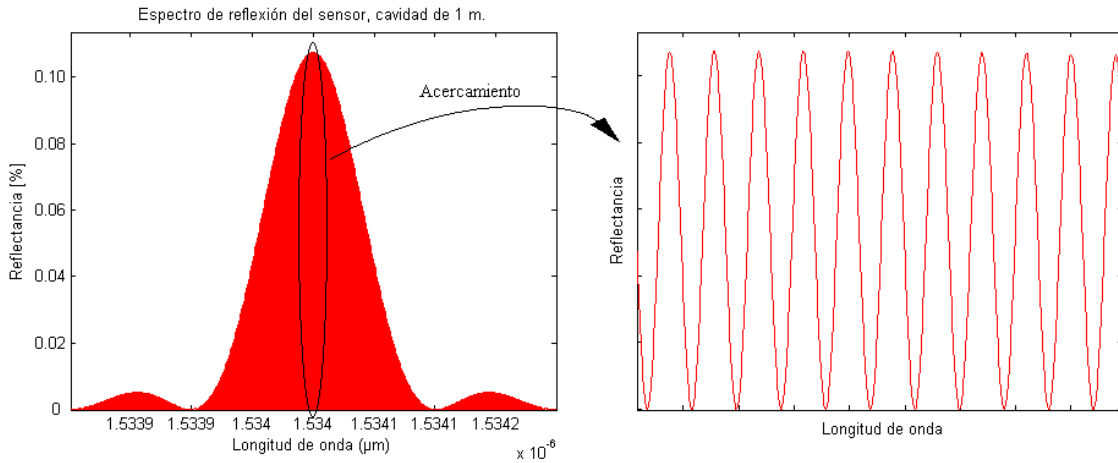


Figura 22: Espectro de reflexión de una cavidad F – P formada por un par de rejillas de Bragg gemelas.

El periodo de las oscilaciones de interferencia del sensor F-P esta definida por

$$\lambda_{FP} = \frac{\lambda_{Bg}^2}{2nL_{FP}}, \text{ y en el sensor simulado es de } 0.8 \text{ pm.}$$

La señal de cada sensor que llega al fotodetector está constituida del producto de la onda de prueba modulada, ec. (31), con su respectivo cambio de fase debido a la distancia recorrida, y la señal del sensor afectado por la perturbación o por cambios de baja frecuencia debido a la influencia ambiental (temperatura). La fuente de luz trabaja a una longitud de onda fija y la perturbación no afecta a las rejillas de Bragg que funcionan sólo como espejos, ecs. (30) y (43). La señal de los tres sensores y el ruido generado por el retroesparcimiento de Rayleigh (RER) en la fibra óptica se puede presentar como:

$$S1_{refl}(t) = [1 + A \cos(\omega_m(t - 2\tau_1))] \times R_0 \times \{1 + \cos\{[L_0 + \delta L_1 \cos(\omega_{S1}t + \phi_{S1})]k\}\}, \quad (44.a)$$

$$S2_{refl}(t) = [1 + A \cos(\omega_m(t - 2\tau_2))] \times R_0 \times \{1 + \cos\{[L_0 + \delta L_2 \cos(\omega_{S2}t + \phi_{S2})]k\}\}, \quad (44.b)$$

$$S3_{refl}(t) = [1 + A \cos(\omega_m(t - 2\tau_3))] \times R_0 \times \{1 + \cos\{[L_0 + \delta L_3 \cos(\omega_{S3}t + \phi_{S3})]k\}\}, \quad (44.c)$$

$$Sr_{refl}(t) = r \times [1 + A \cos(\omega_m t + \phi_R)], \quad (44.d)$$

donde, τ_p es el tiempo de retraso que le toma al haz de prueba viajar desde el sensor p al fotodetector, δL_p es la amplitud de modulación de la longitud óptica en el sensor p debida a la influencia ambiental o perturbación acústica. ω_{Sp} y ϕ_{Sp} son la frecuencia angular y fase de la perturbación del sensor p , respectivamente. r es el coeficiente de retroesparcimiento de Rayleigh y ϕ_R es una fase aleatoria.

La señal simulada en el fotodetector es la suma de señales:

$$S_{refl}(t) = S1_{refl}(t) + S2_{refl}(t) + S3_{refl}(t) + Sr_{refl}(t). \quad (45)$$

En la simulación, utilizamos una frecuencia de perturbación de 1 kHz como señal acústica y otras dos de 5 y 8 Hz como perturbación ambiental, todas con fases iniciales aleatorias; la señal de 1 kHz perturba sólo un sensor a la vez mientras que los dos sensores restantes están afectados por las frecuencias bajas de 5 y 8 Hz.

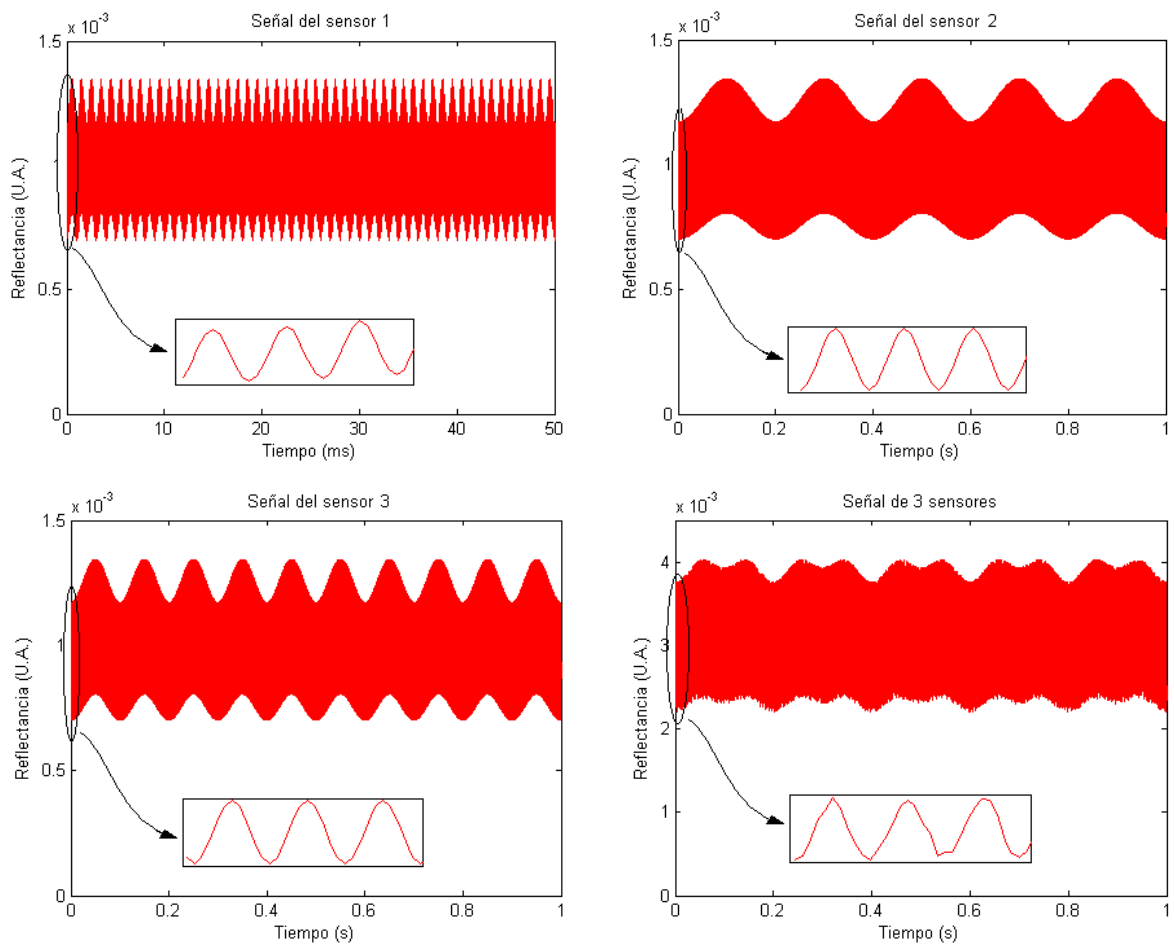


Figura 23: Señales de los sensores 1, 2 y 3 generadas en la simulación, con fases iniciales aleatorias, perturbaciones de 1 kHz, 5 Hz y 8 Hz, respectivamente; y suma de los 3 sensores.

Además, en la simulación agregamos una variación aleatoria en la señal del fotodetector que genera una relación señal a ruido $SNR = 100$; el origen del ruido puede ser atribuido al ruido de fase presente en interferómetros desbalanceados, ruido de Rayleigh presente en fibras ópticas con longitudes de varios kilómetros, y ruido del fotodetector (capítulo IV). Para detectar y localizar el sensor perturbado aplicamos el algoritmo propuesto en este trabajo, sección III.2. Calculamos la transformada de Fourier de la señal del fotodetector, y si existe una perturbación va a ser identificada en el espectro de frecuencias.

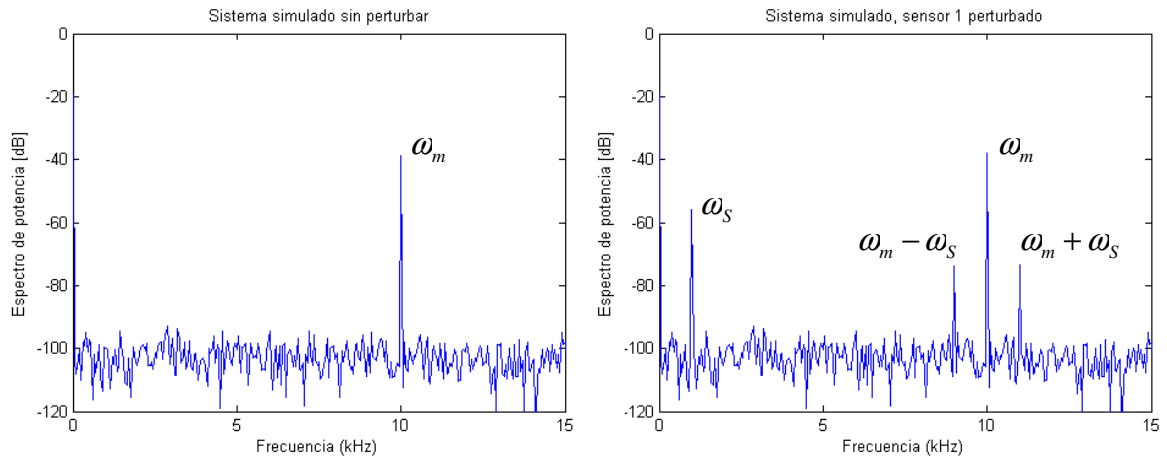


Figura 24: Espectro de potencia de la señal del sistema simulado, con y sin perturbación.

Siguiendo el modelo propuesto, en el sistema simulado utilizamos la fase de las componentes de frecuencia de perturbación $\phi(\omega_s)$ y $\phi(\omega_m + \omega_s)$ para calcular τ ; así como la fase de la onda de referencia $\phi(\omega_{mref})$:

$$\phi(\omega_m + \omega_s) - \phi(\omega_s) - \phi(\omega_{mref}) = \phi_p = 2\omega_m \tau, \quad \therefore \quad d_p = \frac{\phi_p c}{2\omega_m n}. \quad (46)$$

Los resultados de la localización del sensor perturbado se muestran en la siguiente figura.

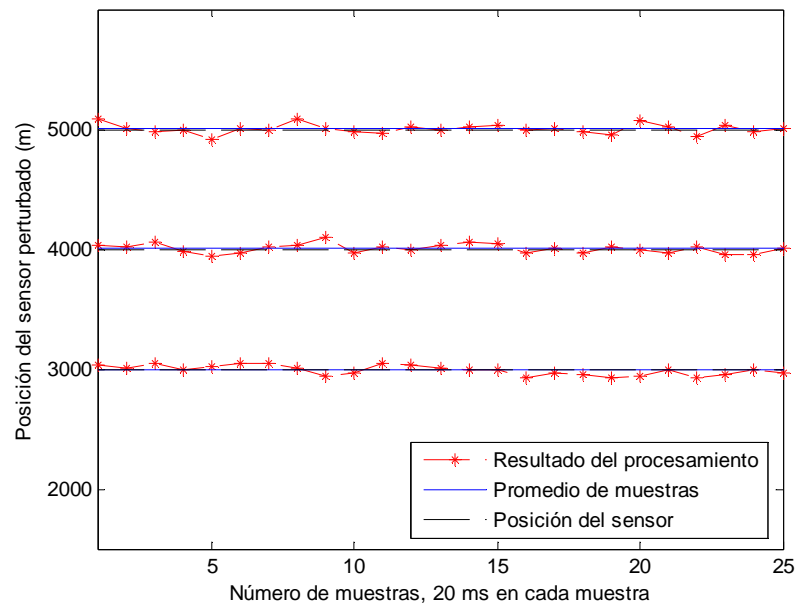


Figura 25: Resultados del sistema simulado, localización del sensor perturbado.

Los resultados de la simulación del sistema nos demuestran que el procedimiento propuesto en este trabajo nos permite detectar y localizar perturbaciones a lo largo de la fibra óptica.

Los resultados individuales de las muestras son promediadas, por 0.5 segundos, y obtenemos una discrepancia de 2, 6 y 11 metros para el sensor localizado a 3, 4 y 5 km, respectivamente. En cada ejecución de la simulación estas discrepancias cambian por algunos metros en forma aleatoria debido al ruido aditivo que agregamos a la señal del fotodetector.

En el algoritmo propuesto empleamos la transformada de Fourier, por lo tanto, para evitar el efecto de fuga espectral (leakage) es necesario tomar un número entero de ciclos de la componente espectral predominante, componente a la frecuencia de modulación. Si esta componente espectral se ensancha, por efecto de fuga espectral, podrá existir traslape con las componentes de bandas laterales, generando un error en la localización del sensor perturbado.

En la simulación agregamos el ruido por fuga espectral, de las 25 muestras procesadas para cada sensor sólo 13 son de un número entero de ciclos de la señal predominante.

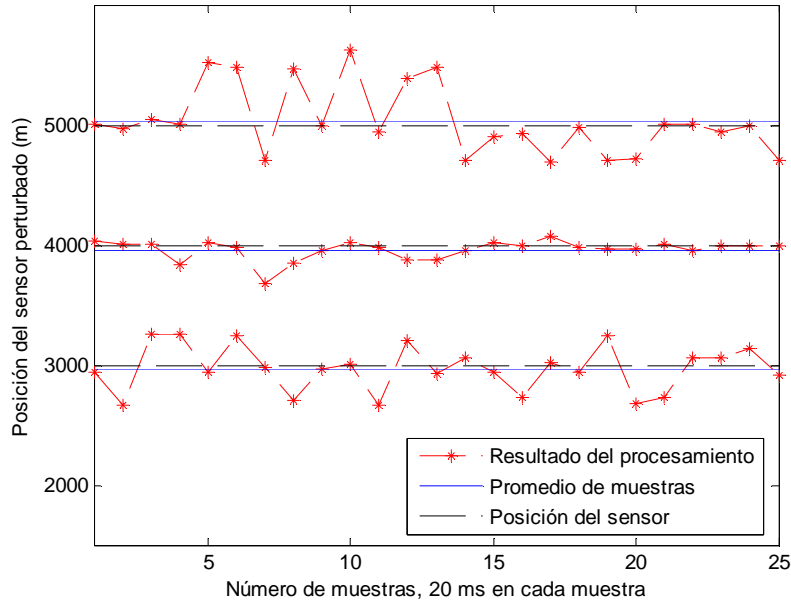


Figura 26: Resultados del sistema simulado, con el efecto de fuga espectral en 12 muestras de las 25 utilizadas en cada sensor.

Promediando los resultados individuales en 0.5 segundos, obtenemos una discrepancia de 30, 41 y 36 metros para el sensor localizado a 3, 4 y 5 km, respectivamente.

La discrepancia aumenta por el efecto de fuga espectral, por lo tanto es un punto importante que se debe tener en cuenta en la obtención de los resultados experimentales.

III.5 Conclusiones.

En este capítulo, presentamos el modelo matemático y simulación del sistema sensor propuesto en este trabajo de investigación. En este sistema de monitoreo, una vez que se detecta la perturbación se inicia el proceso de localización del sensor perturbado.

El sistema es diseñado para detectar un sólo sensor perturbado por vibración, mientras los otros sensores son afectados por la influencia ambiental (temperatura).

El sistema sensor simulado en MATLAB consta de 3 sensores formados por pares de rejillas de Bragg de baja reflectividad.

En la simulación, un sensor es perturbado por vibración y dos por influencia ambiental, agregamos un ruido aditivo a la señal del fotodetector, y con el procesamiento propuesto podemos detectar y localizar el sensor perturbado. Además, mostramos en los resultados de la simulación la importancia de evitar el ensanchamiento de la componente espectral a la frecuencia de modulación por el efecto de fuga espectral.

Capítulo IV

Ruido del sistema

IV.1 Introducción

En esta sección analizamos las fuentes de ruido del sistema sensor propuesto; el resultado del análisis nos permite calcular su relación señal a ruido. Nuestro sistema está constituido de interferómetros desbalanceados, y en este tipo de interferómetros, normalmente el ruido de fase de la fuente es considerado uno de los ruidos predominantes. Desarrollamos un modelo matemático que describe el ruido del sistema con base en el ruido de fase de la fuente; así como su influencia en el retroesparcimiento de Rayleigh.

IV.2 Ruido de fase de la fuente

La fuente óptica varía su fase en forma aleatoria con el tiempo, y en interferómetros desbalanceados produce conversión de ruido de fase a ruido de intensidad. El ruido de fase de la fuente se considera como pequeñas variaciones en la longitud de onda de emisión de la fuente ($\lambda + \Delta\lambda$) (Derickson, 1998; Meng et al., 2005). En la figura 27 se muestra la señal de un interferómetro desbalanceado, para una longitud de onda media λ_0 y los cambios de longitud de onda $\Delta\lambda$ existirá variación de intensidad en el fotodetector.

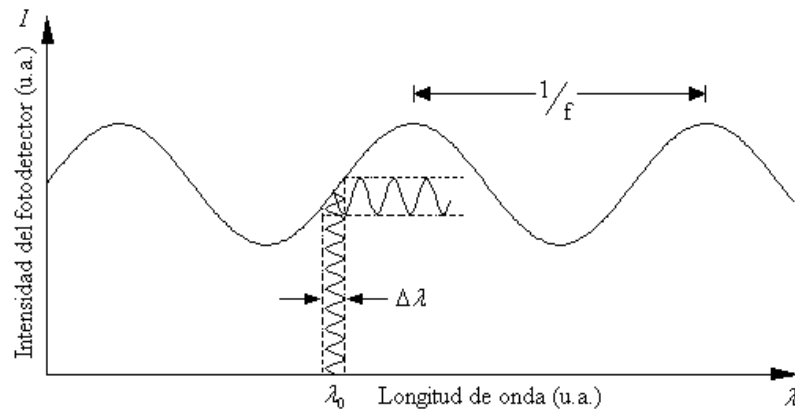


Figura 27: Ruido de fase de la fuente, conversión de cambios de longitud de onda de emisión, $\Delta\lambda$, en variación de intensidad.

El ruido de fase de la fuente genera una variación de intensidad (ruido) en un rango de frecuencia amplio, y para el rango de frecuencias de medición de nuestro sistema, éste se puede considerar como ruido blanco.

En la figura 27, f es la frecuencia del patrón de interferencia del interferómetro desbalanceado. $f = \frac{2nL_{in}}{\lambda^2}$ donde L_{in} es la diferencia de longitud de la fibra en el interferómetro desbalanceado. Podemos definir f como un coeficiente de conversión de ruido de fase de la fuente a variación de intensidad del fotodetector.

Medición del ruido de fase de la fuente

La fuente óptica de nuestro sistema sensor es un diodo láser DFB; medimos experimentalmente su ruido de fase como parte del estudio de las fuentes de ruido en el sistema. El arreglo experimental está constituido por el diodo láser conectado a un aislador para evitar ruido por reflexiones no deseadas en conectores; sólo para mantener el arreglo utilizado en el sensor, en las mediciones de ruido de la fuente el aislador está conectado a un modulador de intensidad, y éste último a un acoplador, figura 28. El modulador de intensidad se mantiene pasivo en las mediciones de ruido de fase de la fuente óptica. Un

puerto de salida del acoplador se utiliza para tener el canal de referencia y el otro puerto de salida es conectado a un arreglo interferométrico tipo Michelson formado por un segundo acoplador.

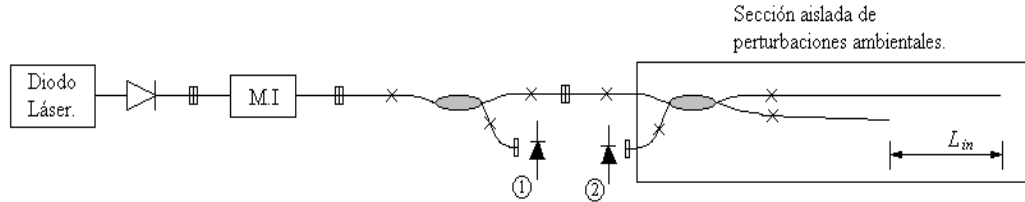


Figura 28: Arreglo experimental para medir el ruido de fase de la fuente.

La señal del interferómetro tipo Michelson es detectada con un fotodetector que tiene un filtro pasa bajas con una frecuencia de corte de 50 kHz; este fotodetector es el que utilizamos en el sistema sensor.

La señal en el fotodetector se puede presentar como:

$$I_{f.d.}(t) = I_{in} R \left(1 + \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} L_{in} n + \phi_0 + \phi_F(t) \right) \right), \quad (47)$$

$$\phi_F(t) = \frac{4\pi n L_{in} \Delta\lambda(t)}{\lambda^2}, \quad (48)$$

donde $\Delta\lambda(t)$ es el cambio en la longitud de onda del diodo láser que se considera ruido de la fuente; ϕ_0 es la fase inicial de la señal del interferómetro; L_{in} es la diferencia de longitud de fibra en los brazos del interferómetro Michelson. El interferómetro tipo Michelson es aislado de las perturbaciones ambientales para considerar que los cambios de intensidad son debidos al cambio en longitud de onda de la fuente. La conversión de ruido de fase a ruido de intensidad en el interferómetro depende de la fase inicial de su señal, tal como se representa en la ecuación (47) y en la figura 29.

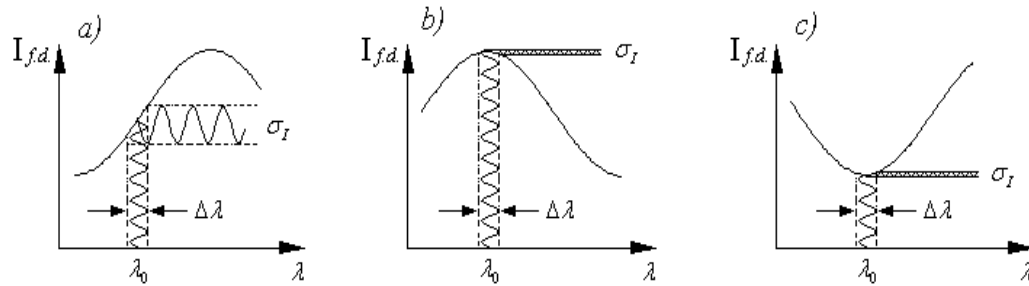


Figura 29: Dependencia de la conversión de ruido de fase a intensidad con la fase inicial de la señal del interferómetro. a) Mayor amplitud de ruido. b) Nivel de cd máximo y amplitud pequeña de ruido. c) Nivel de cd mínimo y amplitud pequeña de ruido. σ_I es el ruido de intensidad.

De la figura 29 y ecuación (47) debemos notar que el nivel de intensidad promedio depende de la fase inicial de la señal del interferómetro. En el experimento tomamos mediciones con diferentes valores de la fase inicial en el interferómetro. Los resultados experimentales se muestran en la figura 30, donde graficamos la intensidad promedio en el fotodetector contra el ruido de intensidad producto del ruido de fase de la fuente. Además, tomamos las mediciones del ruido de fase para diferentes valores de la longitud L_{in} , $L_{in} = 0.5, 1$ y 2 metros.

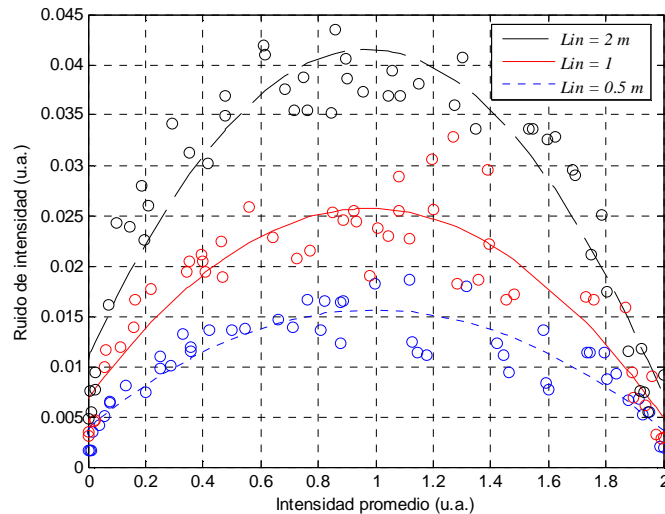


Figura 30: \circ \circ \circ Mediciones experimentales de la conversión de ruido de fase a ruido de intensidad para diferentes valores de la longitud de fibra L_{in} .

La variación de intensidad generada por el ruido de fase de la fuente es directamente proporcional a la longitud L_{in} . Cuando la longitud de onda del diodo láser se encuentra en el punto de cuadratura, fase inicial del interferómetro igual a $\pi/2$, la amplitud del ruido de intensidad es mayor y podemos presentar, de la ecuación (47):

$$\frac{\sigma_I(t)}{I_{cd}} \cong 2\pi f \Delta\lambda(t). \quad (49)$$

Tomando en cuenta el ancho de banda de 50 kHz del fotodetector, de los resultados experimentales obtenemos un valor de $\Delta\lambda = 1 \times 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$; este valor es el que utilizamos en las simulaciones del ruido del sistema que presentamos en este capítulo.

Ruido de fase de la fuente en el retroesparcimiento de Rayleigh.

El retroesparcimiento de Rayleigh se debe a las variaciones aleatorias del índice de refracción a lo largo de toda la fibra. Cuando la luz que viaja en la fibra se propaga a través de estas variaciones aleatorias del índice de refracción es esparcida en varias direcciones. Una pequeña parte de la luz esparcida va a viajar en dirección opuesta a la dirección de propagación originando un campo reflejado. La suma de todos los campos reflejados generan el retroesparcimiento de Rayleigh (RER).

El coeficiente del retroesparcimiento de Rayleigh, R_{RER} , en el caso incoherente se puede estimar con la siguiente ecuación (Gysel and Staubli, 1990),

$$R_{RER} = \frac{\alpha_s S (1 - e^{-2L\alpha})}{2\alpha}, \quad (50)$$

donde α_s es el coeficiente de atenuación debido al esparcimiento de Rayleigh, α es la atenuación total en la fibra, L es la longitud de la fibra, el factor 2 es porque la luz viaja dos veces la misma distancia y S es el factor de recapturamiento.

En la fibra estándar de telecomunicaciones, el retroesparcimiento de Rayleigh tiene un nivel de saturación de aproximadamente 0.05%. A una longitud de 24 Km el coeficiente tiene el 90% y a un Km tiene un valor de 10%, respecto a la saturación.

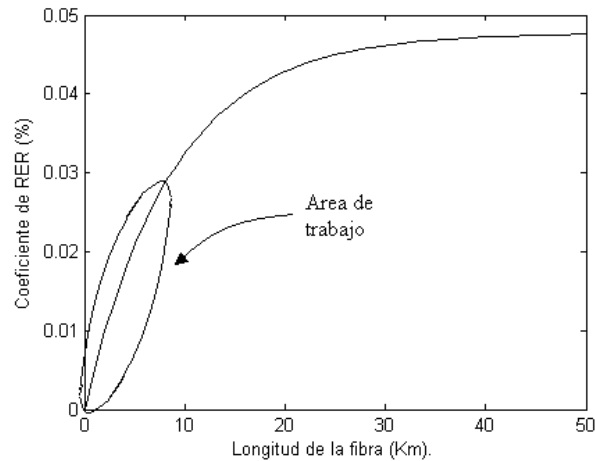


Figura 31: Coeficiente de RER para una fibra Corning smf-28.

El área de trabajo de nuestro sistema sensor es la parte lineal de la gráfica anterior; para estas longitudes de fibra los cambios de intensidad debidos a la luz retroesparcida pueden resultar en una fuente importante de ruido. Por lo tanto, es necesario el análisis del *RER* para estimar la aportación de ruido al sistema y también entender como disminuir su influencia.

Cuando se cumple la desigualdad $L \ll 1/\alpha$, área de trabajo en la figura 31, y haciendo $r = \alpha_s S$, podemos presentar:

$$R_{RER} = \frac{\alpha_s S (1 - e^{-2L\alpha})}{2\alpha} \approx \frac{r 2L\alpha}{2\alpha} = rL, \quad (51)$$

y la intensidad retroesparcida de Rayleigh como:

$$I_{RER} = I_{in} rL, \quad (52)$$

donde I_{in} es la intensidad de entrada en la fibra.

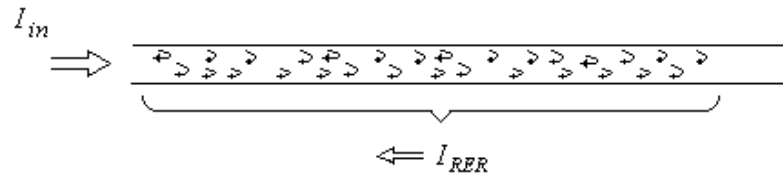


Figura 32: Retroesparcimiento de Rayleigh en la fibra óptica.

Sin embargo, cuando la longitud de coherencia de la fuente óptica permite la interacción entre ondas de luz retroesparcidas es necesario analizar los efectos coherentes en el *RER*. Debido a la longitud de coherencia de la fuente se genera interferencia entre ondas de luz retroesparcidas dentro de una distancia:

$$d = \frac{L_c}{2}, \quad (53)$$

donde L_c es la longitud de coherencia de la fuente. La interferencia de las ondas de luz retroesparcidas dentro de una distancia d se puede pensar como interferencia generada en una cavidad de baja reflexión formada por reflectores virtuales.

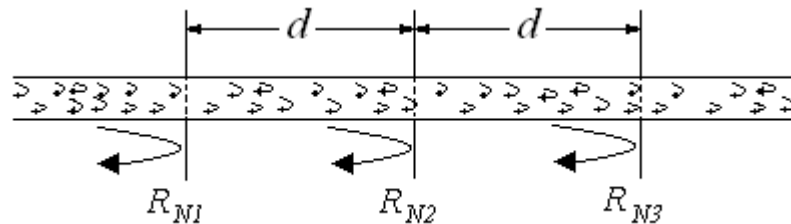


Figura 33: Reflectores virtuales a lo largo de la fibra separados a una distancia d .

El efecto de interferencia se genera solamente entre reflectores contiguos, por ejemplo de la figura 33, entre R_{N1} y R_{N2} , así como entre R_{N2} y R_{N3} . Podemos presentar la intensidad de las ondas retroesparcidas que interfieren, R_{N1} y R_{N2} , como:

$$I_1(t) = I_{in} 2rd [1 + \cos(\phi_1(t) + \phi_i)] , \quad (54)$$

$$\phi_1(t) = \phi_{RN1} - \phi_{RN2} = \frac{4\pi nd}{\lambda} - 2\pi f \Delta\lambda(t) , \quad (54.1)$$

donde d es la distancia entre R_{N1} y R_{N2} , n es el índice de refracción de la fibra, λ es la longitud de onda de la fuente, $\Delta\lambda(t)$ es el cambio de longitud de onda de emisión debido al ruido de fase de la fuente, f es el coeficiente de conversión del ruido de fase a ruido de intensidad y ϕ_i es la fase inicial de la onda de interferencia.

Para una longitud de fibra, L_T , mayor que la longitud de coherencia de la fuente, L_C , la luz retroesparcida que interfiere en cada longitud d genera cambios de intensidad en el fotodetector.

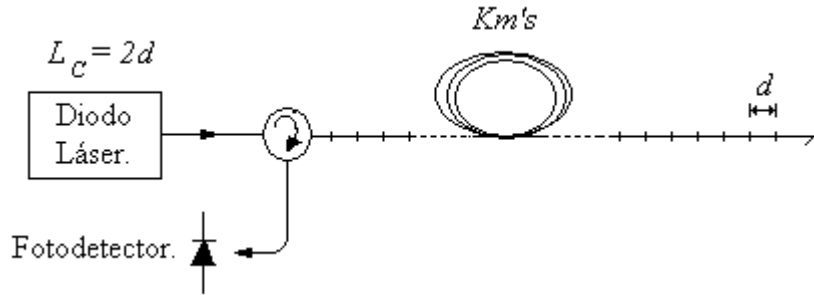


Figura 34: Suma incoherente de la luz retroesparcida que interfiere en cada longitud d .

En el fotodetector tendremos la suma incoherente de las variaciones de intensidad de todas las secciones d de la fibra. La intensidad a un tiempo y $\Delta\lambda$ dado la podemos presentar como:

$$I_{fd} = I_{in} rd \sum_{m=1}^M \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi nd}{\lambda} - 2\pi f \Delta\lambda + \phi_{im} \right) \right] , \quad (55)$$

donde $M=L_T/d$ es el número de secciones de fibra en las que la luz retroesparcida interfiere; ϕ_{im} es la fase inicial de la onda de interferencia en la sección m , esta fase es aleatoria, uniformemente distribuida de 0 a 2π , e independiente de cada sección d de la fibra. La intensidad en el fotodetector va a cambiar con el tiempo debido al cambio aleatorio de la longitud de onda de emisión de la fuente. Por lo tanto, de la ecuación (55) podemos presentar el ruido en el fotodetector debido al *RER* en la fibra, como:

$$\sigma_{RER} = I_{in} r d 2\pi f \sigma_{\lambda} \sum_{m=1}^M \text{sen} \left(\frac{4\pi m d}{\lambda} + \phi_{im} \right) , \quad (56)$$

y la varianza de la señal de fotodetector como:

$$\sigma_{RER}^2 = I_{in}^2 r^2 d^2 4\pi^2 f^2 \sigma_{\lambda}^2 M \frac{1}{2} , \quad (57)$$

donde $\sigma_{\lambda} = \Delta\lambda$ es el cambio de longitud de onda de emisión de la fuente; sustituyendo los valores de $f = \frac{2nd}{\lambda^2}$ y de $M=L_T/d$ en la ecuación (57), tenemos,

$$\sigma_{RER}^2 = I_{in}^2 r^2 d^2 2\pi^2 \frac{4n^2 d^2}{\lambda^4} \sigma_{\lambda}^2 \frac{L_T}{d} = I_{in}^2 8\pi^2 \frac{r^2 n^2 L_T d^3 \sigma_{\lambda}^2}{\lambda^4} , \quad (58)$$

sustituyendo $d = L_C/2$,

$$\sigma_{RER}^2 = I_{in}^2 \pi^2 \sigma_{\lambda}^2 \frac{r^2 n^2 L_T L_C^3}{\lambda^4} . \quad (59)$$

De la ecuación anterior podemos decir que una manera de disminuir el ruido de intensidad es disminuyendo la longitud de coherencia de la fuente, L_C .

Las variaciones de intensidad por efectos coherentes resultan en un ruido importante cuando se tiene un sistema de monitoreo de señales reflejadas comparables a la luz retroesparcida.

Ruido de fase de la fuente en el *RER* y sensores interferométricos.

Cuando agregamos en la fibra un punto de reflexión, R , mayor que el término de *RER*, rd , el ruido de intensidad en el fotodetector es mayor que el presentado en la ec. (56). Esto es debido a que existirá interferencia entre la onda reflejada por el *RER* y la onda reflejada R .

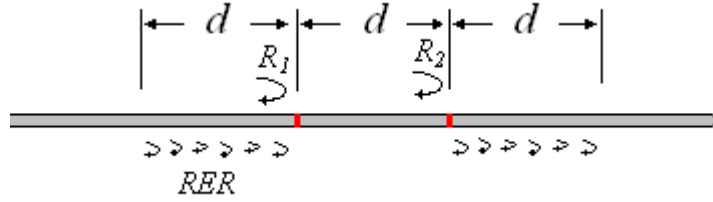


Figura 35: Interacción de la onda reflejada R_{1-2} con la onda de luz retroesparcida.

Los puntos de reflexión R_{1-2} forman un interferómetro tipo F-P, en nuestro sistema éste es utilizado como sensor. La variación de intensidad producida por la sección de fibra mostrada en la figura 35, la podemos presentar como:

$$I_S(t) = \left[I_R + 2I_{RER} + 4\sqrt{I_R I_{RER}}/2 \cos(\phi_r(t) + \phi_i) \right] + I_R [1 + \cos(\phi_S(t))] , \quad (60)$$

donde $I_R = I_{in}R$ es la intensidad de la onda reflejada, $R = R_1 + R_2$, $I_{RER} = I_{in}rd$ es la intensidad del *RER* en la longitud de fibra d . ϕ_i es la fase inicial de la onda de interferencia y es aleatoria, uniformemente distribuida de 0 a 2π , e independiente de cada sección de fibra d . Los cambios de fase en el término de interferencia $4\sqrt{I_R I_{RER}}/2 \cos(\phi_r(t) + \phi_i)$ producen el ruido de intensidad que se sumará con el ruido de intensidad generado a lo largo de toda la fibra por el *RER*, normalmente $I_R \gg I_{RER}$. $\phi_S(t)$ es la fase de la señal del interferómetro formado por los puntos de reflexión R_{1-2} .

Para un sistema con varios interferómetros, y considerando que los cambios de intensidad en el fotodetector son generados sólo por el ruido de fase de la fuente, la señal en el fotodetector se puede presentar como:

$$I_{fd}(t) = I_{in}rd \sum_{m=1}^M [1 + \cos(\phi_m(t) + \phi_{im})] + I_{in} \sum_{p=1}^P [R + 4\sqrt{drR/2} \cos(\phi_{rp}(t) + \phi_{ip}) + R \cos(\phi_{Rp}(t))], \quad (61)$$

donde el primer término representa los cambios de intensidad de la luz retroesparcida que interfiere en cada longitud de fibra d . El segundo término representa la interferencia entre la luz retroesparcida y la luz reflejada de cada interferómetro del sistema, y el ruido generado en los interferómetros.

Sustituyendo los valores de las fases dependientes del tiempo en la ecuación (61), y con el mismo procedimiento que en las ecuaciones (56) a (59), podemos presentar la varianza de la señal del fotodetector como:

$$\sigma_{fd}^2 = I_{in}^2 \pi^2 \sigma_\lambda^2 \frac{n^2 L_C^2}{\lambda^4} (r^2 L_T L_C + 8PL_C rR + PR^2), \quad (62)$$

donde P es el número de sensores y R es el coeficiente de reflexión de cada interferómetro. Para obtener el ruido total del sistema es necesario agregar el ruido relativo de intensidad del láser y el ruido de fotodetección.

IV.3 Ruido relativo de intensidad de la fuente

El ruido relativo de intensidad (RIN), describe la inestabilidad en el nivel de potencia de un láser. El RIN puede ser originado por la interferencia entre la señal del láser estimulada y la emisión espontánea generada dentro de la cavidad del láser, también por vibraciones en la cavidad, o simplemente por transferencia de ruido de la fuente de bombeo.

Un modo útil de describir y comparar el ruido de intensidad es expresarlo como una razón del ruido en la potencia entre la potencia de DC de la señal, normalizado en un ancho de

banda de un Hz. Esta descripción es útil debido a que la cantidad llega a ser independiente de cualquier atenuación o de la potencia absoluta que llega al fotodetector. Este ruido fraccional de potencia por ancho de banda se define como:

$$RIN = \frac{\langle \Delta \hat{i}^2 \rangle}{I_{dc}^2} [Hz^{-1}], \quad (63)$$

donde $\langle \Delta \hat{i}^2 \rangle$ es la potencia del ruido de intensidad promediado en el tiempo en 1 Hz de ancho de banda y I_{dc} es la intensidad de DC promedio. Normalmente se desea tener un nivel bajo de RIN. Debido a que el RIN es un parámetro normalizado, la ecuación anterior es igualmente válida si los parámetros $\Delta \hat{i}$ e I_{dc} se refieren a intensidad óptica, foto corriente detectada o incluso voltaje de salida del receptor.

El RIN usualmente es presentado en decibeles por hertz:

$$RIN_{dB} = 10 \log \left(\frac{\langle \Delta \hat{i}^2 \rangle}{I_{dc}^2} \right) \left[\frac{dB}{Hz} \right]. \quad (64)$$

IV.4 Ruido en el proceso de fotodetección

IV.4.1 Ruido de disparo en el fotodetector (shot)

El ruido eléctrico de disparo (shot) ocurre porque el tiempo de llegada de los electrones que generan una corriente eléctrica es aleatorio. Este ruido llega a ser una fuente de ruido importante cuando se trata de medir señales pequeñas en presencia de una señal de fondo de DC grande. El valor rms de la corriente del ruido de disparo en un ancho de banda de 1 Hz se puede presentar como:

$$\hat{i}_{sn} = \sqrt{2qI_{dc}} \left[A/\sqrt{Hz} \right], \quad (65)$$

donde $q = 1.6 \times 10^{-19} C$ es la carga del electrón y el término I_{dc} es el valor de DC de la foto corriente. El signo arriba del símbolo de la corriente rms es usado para indicar que el ruido de la corriente es normalizado a un ancho de banda de 1 Hz. Para calcular la corriente rms total del ruido de disparo (i_{sn}) en un circuito eléctrico con un ancho de banda de ruido efectivo Δf , la ecuación anterior debe ser multiplicada por la raíz cuadrada del ancho de banda, $i_{sn} = \hat{i}_{sn} \sqrt{\Delta f}$.

IV.4.2 Ruido térmico en el fotodetector

El ruido térmico generado en los receptores electrónicos es una fuente de ruido común. Si el proceso de amplificación en el receptor es considerado ideal, el ruido del receptor será determinado por el ruido térmico (también conocido como ruido Johnson). Este ruido es generado por la primera resistencia experimentada por la foto corriente. A medida que esta resistencia es mayor, la sensibilidad de la potencia óptica es mejor.

El ruido térmico de una resistencia puede ser modelado como si fuera generado por una fuente de ruido de voltaje o de corriente. Debido a que la señal de un fotodiodo parece como si fuera generada por una fuente de corriente, es más conveniente usar el modelo de la fuente de ruido de corriente para describir el ruido térmico. Esto permite que la corriente de ruido sea comparada directamente con la fotocorriente generada.

El valor rms del ruido de la corriente generada térmicamente \hat{i}_{te} en un ancho de banda de 1 Hz se define como:

$$\hat{i}_{te} = \sqrt{\frac{4kT}{Re}} \left[A/\sqrt{Hz} \right], \quad (66)$$

donde Re es la primer resistencia que experimenta la foto corriente, $k = 1.38 \times 10^{-23} J/K$ es la constante de Boltzman y T es la temperatura de la resistencia en grados Kelvin. La corriente total rms (i_{te}) del ruido se obtiene multiplicando la ecuación anterior por la raíz cuadrada del ancho de banda del receptor, $i_{te} = \hat{i}_{te} \sqrt{\Delta f}$.

IV.5 Relación señal a ruido del sistema.

En esta sección presentamos el cálculo de la relación señal a ruido con base en el modelo matemático propuesto. Consideramos la señal de un sensor y el ruido por *RER*, interferencia entre el *RER* y la luz reflejada por los sensores *R*, y el ruido de los sensores con base en el ruido de fase de la fuente, ecuación (62). Además incluimos el ruido de fotodetección (disparo y térmico) y el RIN. De las ecuaciones (63) y (65) podemos presentar el ruido generado por el RIN y el ruido de disparo como:

$$i_{RIN} = I_{fd} \sqrt{RIN} \quad (67.1)$$

$$i_{sn} = \sqrt{2qI_{fd}} \quad (67.2)$$

donde I_{fd} es la intensidad de luz promedio que llega al fotodetector $I_{fd} = I_{cd} (rL_T + RP)$.

Para calcular el ruido del sistema obtenemos la raíz cuadrada de la suma de la varianza de cada término de ruido en un ancho de banda de 1 Hz; La relación SNR la podemos presentar como:

$$SNR = \frac{I_{in} R}{\sqrt{I_{in}^2 \pi^2 \frac{n^2 Lc^2}{\lambda^4} \sigma_\lambda^2 (r^2 L_T Lc + 8PLcrR + PR^2) + \frac{4kT}{Re} + 2qI_{in} (rL_T + RP) + (I_{in} (rL_T + RP))^2 RIN}} \quad (68)$$

Para graficar el comportamiento de la ecuación de la relación señal a ruido contra el número de sensores, utilizamos $Lc = 2 \text{ m}$, $L_T = 5 \text{ km}$, $r = 5 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$, $\lambda = 1534 \text{ nm}$, $\sigma_\lambda = 1 \times 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$, $n = 1.46$. Suponemos un $RIN = -130 \text{ dB}$, $Re = 33 \text{ k}\Omega$, $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$, $I_{in} = 10 \text{ mA}$, $R = 0.1\%$, y el número de sensores P va de un valor de 1 a 100.

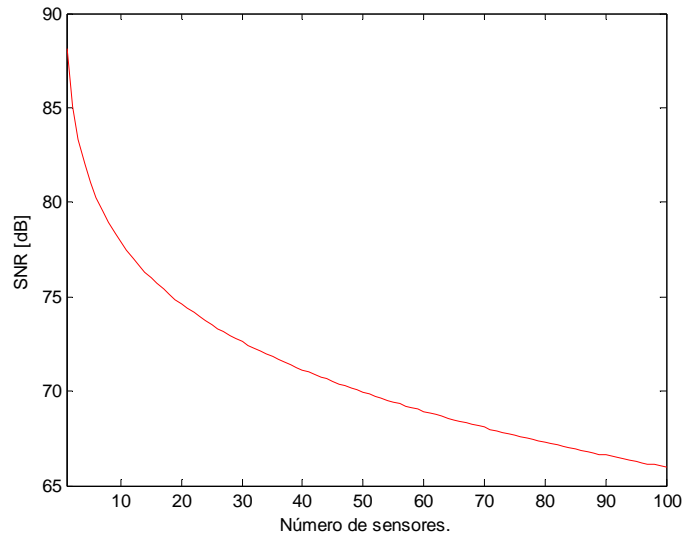


Figura 36: Relación señal a ruido del sistema sensor.

En la siguiente sección simulamos el ruido del sistema sensor para mostrar la importancia de la conversión de ruido de fase de la fuente a ruido de intensidad y su dependencia con el factor de conversión f ; así como su dependencia con la corriente de entrada.

IV.6 Simulación del ruido del sistema.

En esta sección presentamos la simulación en MATLAB del ruido del sistema con base en el modelo matemático desarrollado en este capítulo, sección IV.2. Simulamos el ruido generado por el RER , por la luz reflejada por cada sensor y el RER , y el ruido generado en los sensores interferométricos. En la simulación utilizamos los valores empleados para graficar el comportamiento de la ecuación de la SNR . Para estos valores, el ruido de fotodetección y el ruido de intensidad relativa del láser son pequeños comparados con el ruido del sistema en base del ruido de fase de la fuente. Por lo tanto, en la simulación no incluimos el ruido de disparo y térmico del fotodetector ni el RIN del láser.

El sistema simulado está formado por una fibra monomodal estándar de 5 Km de longitud. Primero simulamos el ruido en el fotodetector producto del RER como, ec. (55):

$$I_{RER}(t) = I_{cd} [1 + A \cos(\omega_m t)] r d \sum_{m=1}^M \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi m d}{\lambda} - 2\pi f \Delta\lambda(t) + \phi_{im}\right) \right] \quad (69)$$

En la simulación utilizamos los siguientes valores: intensidad de entrada $I_{cd} = 10mA$, con modulación de intensidad a $10 kHz$ y un índice de modulación $A = 0.2$, $r = 5 \times 10^{-8} m^{-1}$, $M = L_T/d$, $L_T = 5 km$, $\lambda = 1534 nm$, $\Delta\lambda = \sigma_\lambda \sqrt{\Delta f} = 0.002 pm$, $\Delta f = 50 kHz$ es el ancho de banda del fotodetector, y un índice de refracción de la fibra $n=1.46$. Simulamos el ruido en el fotodetector en una ventana de tiempo de 10 ms, con muestras cada $5\mu s$ (2000 muestras); cada muestra tiene una fase aleatoria de la fuente que influye en todas las secciones de fibra d . Utilizamos dos valores de distancia d , 1 y 10 metros.

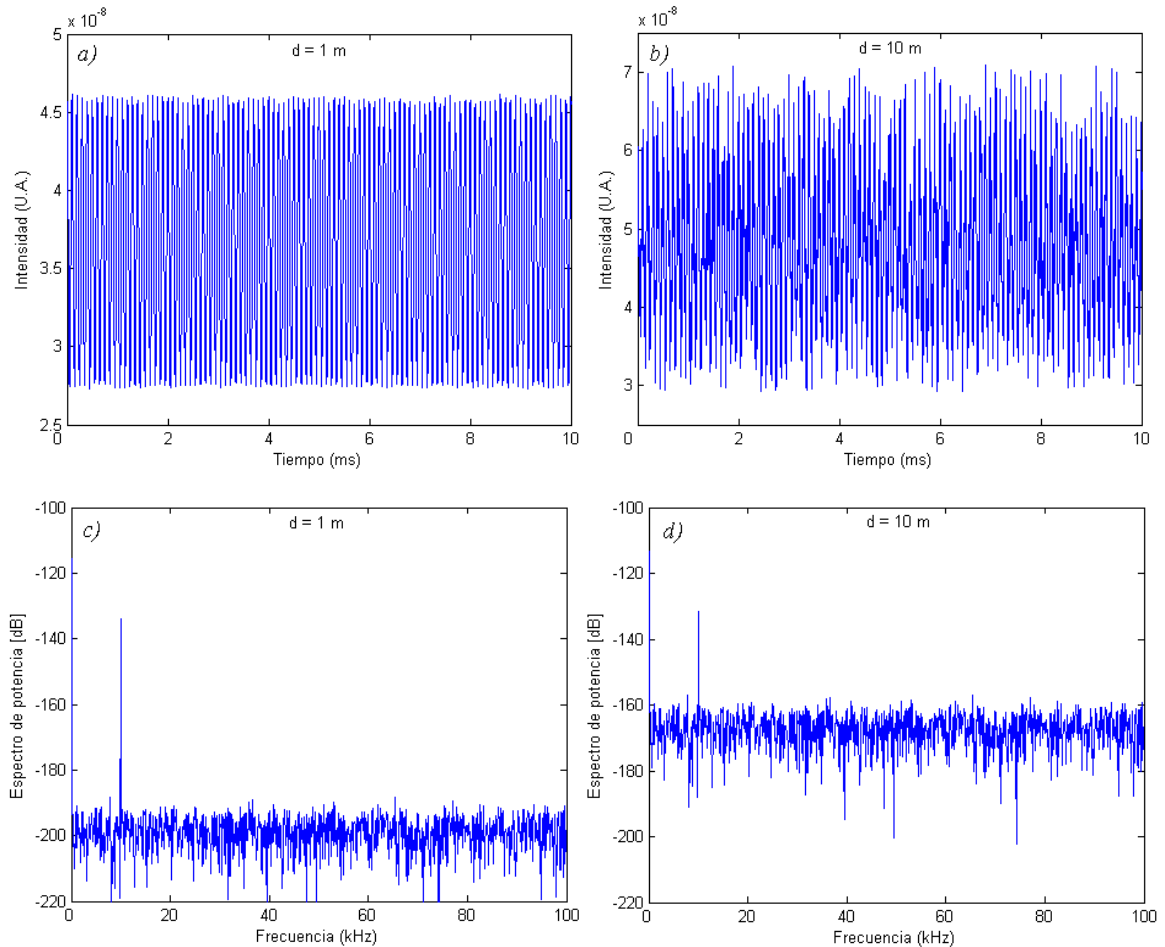


Figura 37: a) b) Simulación del ruido por *RER* en el fotodetector con valores $d = 1$ y $10 m$. c)d) espectro de potencia del ruido en el fotodetector.

El ruido por *RER* es proporcional a la longitud de coherencia de la fuente óptica, $L_C = 2d$. Al igual que en el análisis de la sección IV.2, agregamos a la simulación puntos de reflexión en la fibra, sensores. Por lo tanto, considerando sólo el ruido de intensidad producido por el *RER* y la interferencia entre el *RER* y los puntos de reflexión *R* tenemos:

$$I_{fd}(t) = I_{in} r d \sum_{m=1}^M \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi m d}{\lambda} - 2\pi f \Delta \lambda(t) + \phi_{im} \right) \right] + I_{in} \sum_{p=1}^P \left[R + 4I_{in} \sqrt{d r R} / 2 \cos \left(\frac{4\pi m d}{\lambda} - 2\pi f \Delta \lambda(t) + \phi_p \right) \right] \quad (70)$$

donde $I_{in} = I_{cd} [1 + A \cos(\omega_m t)]$ es la intensidad de entrada del sistema, $d = 1 \text{ m}$ es la longitud de cada sensor, $R = 1 \times 10^{-3}$ es la reflexión de cada sensor y $P = 100$ es el número de sensores en el sistema; los demás valores de las variables de la ec. anterior son los utilizados en los resultados de la figura 37 para efectos de comparación. Simulamos la ecuación anterior en una ventana de tiempo de 10 ms (2000 muestras).

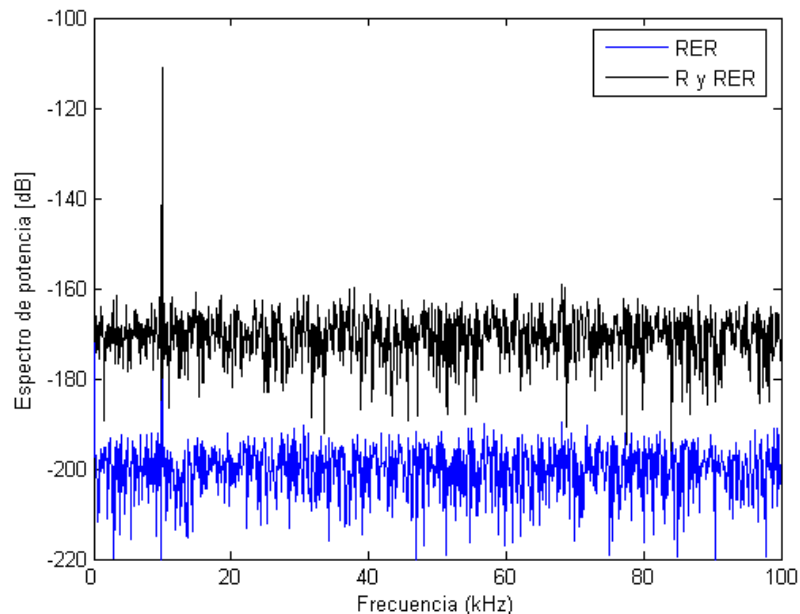


Figura 38: Espectro de potencia del ruido generado por *RER* y por la interferencia entre los puntos de reflexión *R* y el *RER*.

Por último, agregamos el ruido generado en los sensores y la señal de un sensor perturbado; la señal en el fotodetector del sistema sensor simulado la consideramos como:

$$I_{fd}(t) = I_{in} r d \sum_{m=1}^M [1 + \cos(\phi_m(t) + \phi_{im})] + I_{in} \sum_{p=1}^P [R + 4I_{in} \sqrt{drR/2} \cos(\phi_{rp}(t) + \phi_{ip})] + I_{in} R \sum_{p=1}^P \cos(\phi_{Rp}(t)) + I_{in} R [1 + \cos(\phi_s(t))] , \quad (71)$$

donde $\phi_m(t)$, $\phi_{rp}(t)$ y $\phi_{Rp}(t)$ son fases que varían con el tiempo debido al ruido de fase de la fuente, $\phi_s(t)$ es el cambio de fase debido a la perturbación en un sensor. En la ecuación anterior, el primer término representa el ruido generado por la luz retroesparcida, el segundo término es el ruido debido a la interferencia entre el punto de reflexión R y el RER , el tercer término es el ruido generado en los sensores del sistema y el cuarto término es la señal de un sensor perturbado. Simulamos el sistema con 100 sensores y uno perturbado a 1 kHz.

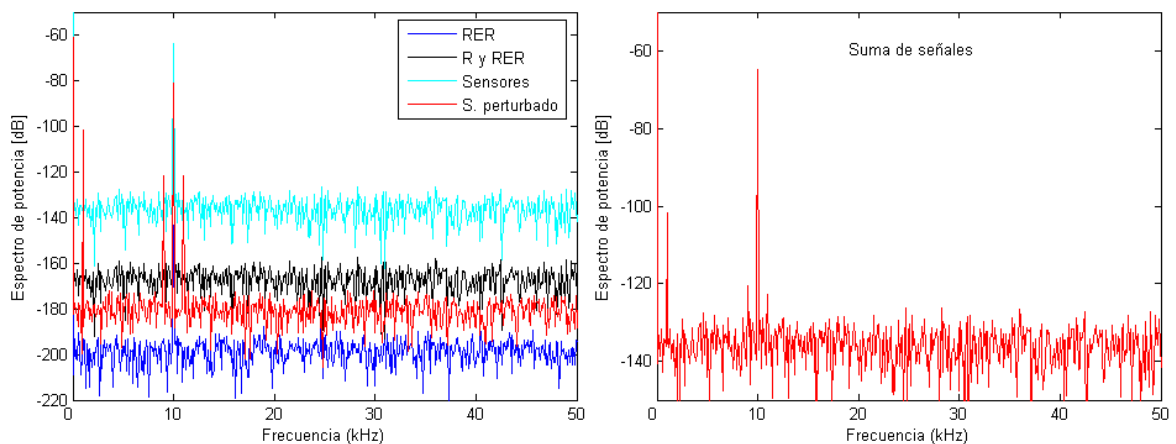


Figura 39: Espectro de potencia de la suma del ruido y señal del sistema simulado.

De la grafica anterior identificamos que el ruido generado por los sensores predomina.

Ahora agregamos un cambio en la intensidad de entrada de 0 a 10 mA para observar el comportamiento de la razón señal a ruido del sistema. También generamos cambios en la reflectancia de los sensores de 0 a 0.5 % para una intensidad de entrada fija a 10 mA

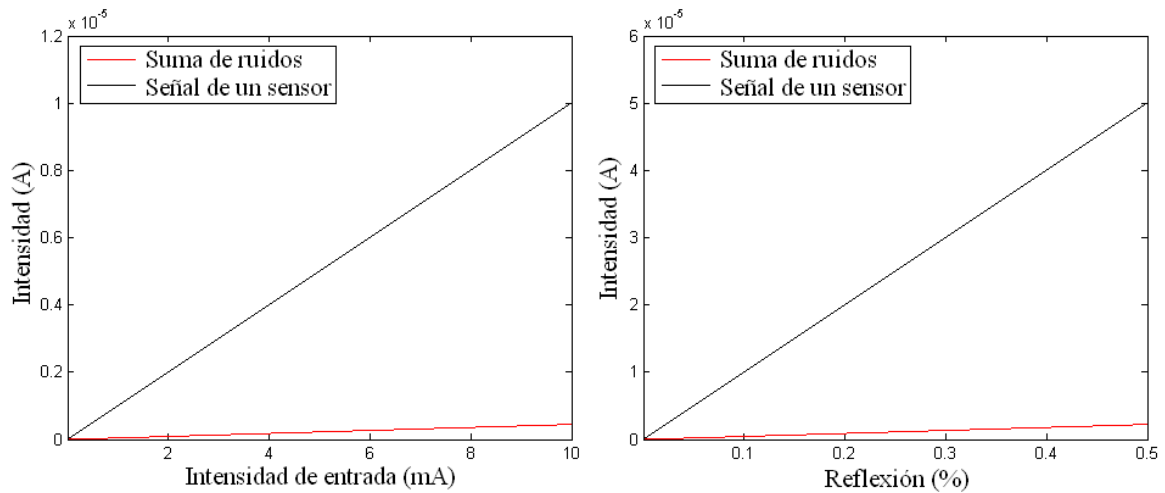


Figura 40: Señal de un sensor perturbado y ruido total del sistema en un ancho de banda de 1 Hz con cambio en la intensidad de entrada y cambio en la reflexión de los sensores.

La simulación del ruido del sistema nos muestra, con base en el modelo matemático propuesto, que es posible identificar la señal de un sensor perturbado en un arreglo de 100 sensores iguales de baja reflectividad. De la figura anterior podemos observar que la razón señal a ruido se mantiene constante con el cambio de intensidad y con el cambio del coeficiente de reflexión de los sensores; esto abre la posibilidad de bajar la reflexión de los sensores sin afectar la respuesta del sistema. Es decir, se podría bajar la reflexión de los sensores hasta que el ruido generado por el retroesparcimiento de Rayleigh predomine.

IV.7 Conclusiones.

Presentamos el modelo matemático y la simulación del ruido del sistema sensor propuesto en este trabajo de investigación. En este desarrollo se considera al ruido de fase de la fuente como el ruido predominante. Por esta razón, presentamos la medición experimental del ruido de fase de la fuente utilizada en nuestro sistema sensor, diodo láser DFB. De estas mediciones comprobamos la dependencia de la conversión de ruido de fase a intensidad con el punto de trabajo del interferómetro. Así, podemos concluir que en el sistema sensor propuesto, el desplazamiento del punto de trabajo no limitara al sistema; ya que el ruido de intensidad generado por los cambios de fase, y la señal del sensor cambian en la misma forma.

El sistema sensor simulado en MATLAB consta de 100 sensores interferométricos tipo F-P de baja reflectividad distribuidos en una fibra estándar de telecomunicaciones de 5km de longitud. El resultado de la simulación muestra que el ruido generado en los sensores predomina sobre el ruido por *RER*. La razón señal a ruido se mantiene constante con el cambio del coeficiente de reflexión de los sensores; por tanto, podríamos bajar la influencia del ruido de fase en el sistema disminuyendo la reflexión de los sensores del sistema.

Capítulo V

Detección y localización del sensor perturbado con fuente CW modulada en intensidad

V.1 Introducción

En este capítulo se presentan los resultados experimentales del sistema sensor utilizado para detectar y localizar perturbaciones en forma de vibración. Estos resultados experimentales permiten comprobar el funcionamiento del algoritmo propuesto en el presente trabajo, capítulo III. Mostramos el esquema y los resultados experimentales de un sistema sensor de 5 km de longitud y que está formado por 3 sensores, cada uno de 0.1 % de reflexión. También presentamos el esquema y los resultados de un segundo sistema formado por 15 sensores de 0.04% de reflexión cada uno.

En ambos sistemas detectamos y localizamos el sensor perturbado; sólo un sensor del sistema es perturbado en cada tiempo de adquisición de señal.

Mostramos que la exactitud de localización del sistema mejora utilizando la promediación de resultados de mediciones individuales.

Los resultados experimentales también nos permiten comprobar que el ruido predominante en nuestro sistema sensor es el ruido de fase de la fuente, con la conversión de ruido de fase a ruido de intensidad en interferómetros desbalanceados.

También presentamos resultados experimentales de posibles transductores para nuestro sistema sensor.

V.2.1 Transductores para detectar vibraciones.

Cuando la fibra óptica, por sí misma, es poco sensible a cambios del estímulo físico considerado, es necesario utilizar un transductor que transfiera la perturbación a la fibra óptica. Por ejemplo, para un interferómetro tipo Fabry – Perot se puede utilizar un cilindro en el cual se enrolla la fibra que forma el interferómetro.

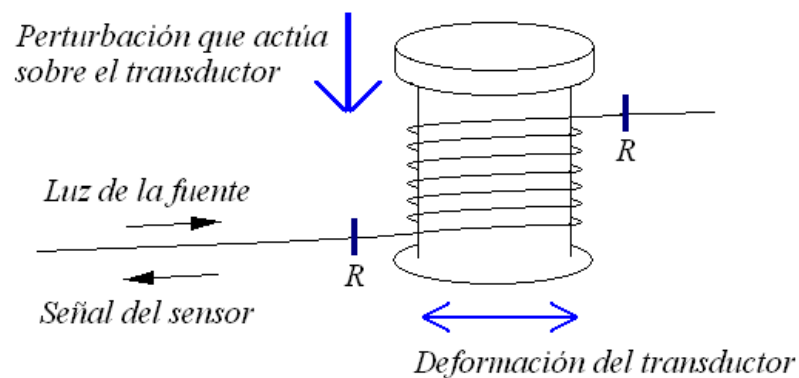


Figura 41: Transductor en forma de cilindro; interferómetro tipo F-P. *R = reflector parcial.*

Cuando el cilindro cambia su volumen debido a la influencia de la perturbación, la fibra óptica enrollada también sufre deformación y se producen cambios de fase de la luz que viaja a través de la fibra.

Sin embargo, cuando la fibra óptica es curvada en el cilindro, inducimos birrefringencia por curvatura en la fibra y ocasionalmente los estados de polarización de los haces que interfieren podrían ser mutuamente ortogonales, llevando a cero la visibilidad de las franjas de interferencia (Muga et al., 2006). En este tipo de transductor también es necesario tomar en cuenta la birrefringencia inducida por tensión en la fibra óptica (Perciante y Ferrari, 2006).

Para comprobar la pérdida de interferencia debida a la birrefringencia inducida en la fibra enrollada en el transductor en forma de cilindro, se preparó el arreglo experimental que mostramos en la figura 42. Utilizamos un diodo láser como fuente óptica que conectamos a

un circulador para guiar la luz al interferómetro y la señal de éste al fotodetector. El interferómetro es una cavidad tipo F-P y tiene una longitud física de 1 metro, la fibra que forma el interferómetro es enrollada en un cilindro de 3 centímetros de radio. Colocamos un controlador de polarización antes del interferómetro.

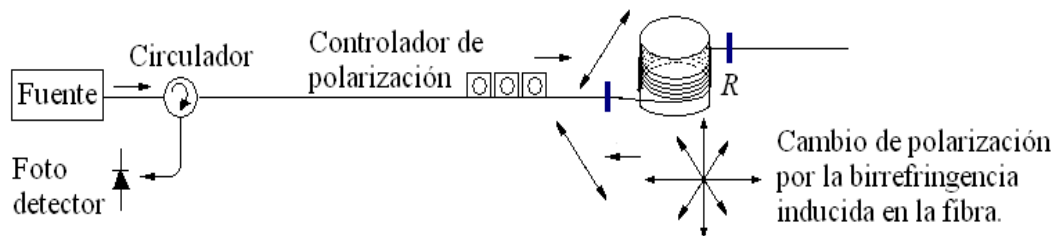


Figura 42: Arreglo experimental para observar el cambio de visibilidad de franjas de interferencia debido a la birrefringencia inducida en la fibra.

Con el controlador de polarización podemos manipular la polarización de la luz que llega al interferómetro. Podemos hacer que los haces que interfieren estén en fase o en contra fase y así aumentar o disminuir la visibilidad de las franjas de interferencia, respectivamente. Para observar las franjas de interferencia hicimos un barrido en la longitud de onda de la fuente, utilizando su controlador de temperatura. Manipulamos el estado de polarización de la luz a la entrada de la cavidad; la señal del fotodetector fue medida con un osciloscopio digital, figura 43.

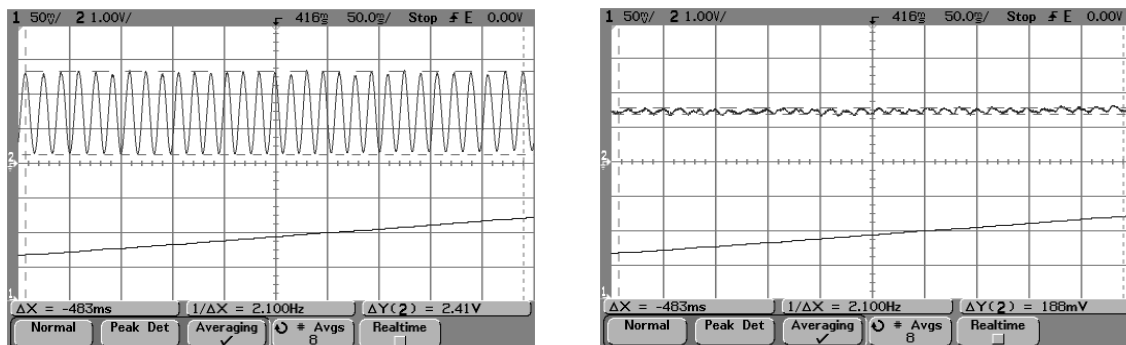


Figura 43: Señal del fotodetector, Máxima y Mínima visibilidad de las franjas de interferencia cuando la fuente hace un barrido en longitud de onda.

El controlador de polarización nos permite tener una visibilidad máxima en las franjas de interferencia de nuestro interferómetro, superando el problema de la birrefringencia inducida; pero para un sistema con más interferómetros en la misma línea de fibra óptica cada uno necesitaría su propio controlador de polarización.

Sin embargo, cuando no hay tensión en la fibra y sólo se tiene la birrefringencia por curvatura, podemos pensar en una curvatura con radio tal que la fase del estado de polarización del haz tenga un cambio de fase de 360 grados en su viaje a través de la cavidad. Así se puede tener interferencia constructiva sin importar el tipo de polarización de la luz a la entrada del interferómetro.

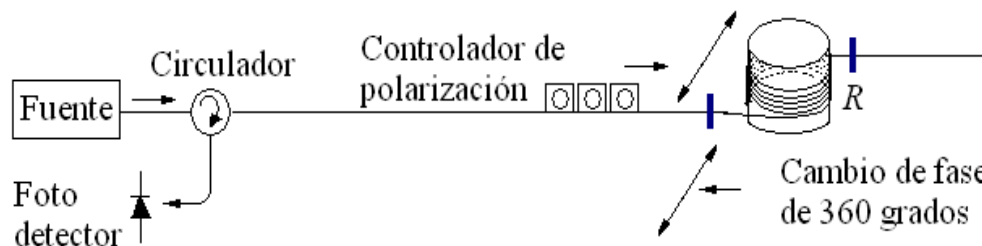


Figura 44: Transductor que genera una rotación del estado de polarización de 360 grados

En nuestro experimento utilizamos un transductor en forma de cilindro con un radio ≈ 2.6 cm.

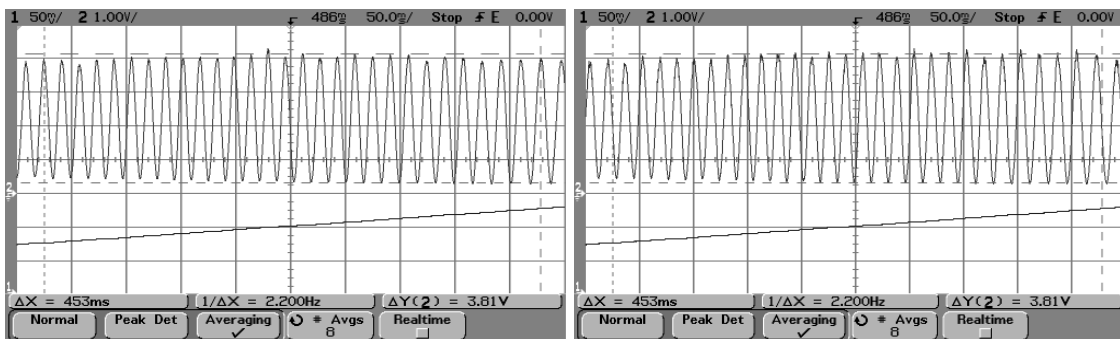


Figura 45: Máxima visibilidad de franjas de interferencia sin importar la orientación del estado de polarización del haz a la entrada del interferómetro.

El transductor en forma cilíndrica puede generar un cambio de fase de 360 grados en el estado de polarización del haz que se introduce en la cavidad; sin embargo, si queremos que el transductor sea eficiente para detectar vibraciones, la fibra debe ser tensionada. Por lo tanto, la construcción de este tipo de transductores requiere un control estricto de la tensión generada en la fibra enrollada en el transductor.

También se puede utilizar un transductor de placas paralelas para detectar vibraciones. La fibra puede ser curvada para generar el cambio de fase de 360 grados en el estado de polarización del haz que se introduce en la cavidad. Además, no es necesario tener la fibra tensionada ya que la perturbación va a ser generada por la presión que se ejerce sobre la fibra.

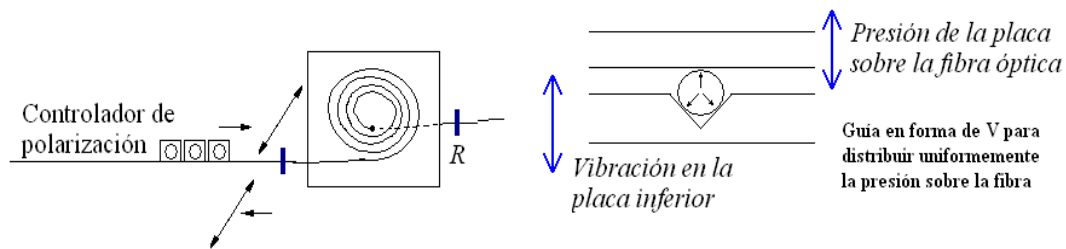


Figura 46: Transductor de placas paralelas.

Para disminuir la birrefringencia inducida por la placa superior sobre la fibra, podemos colocar la fibra en una guía en forma de “V” para distribuir uniformemente la presión de la placa.

Con base en el análisis anterior, en el experimento de nuestro sistema sensor con varios interferómetros utilizamos transductores donde la fibra no tiene curvaturas. Las deformaciones en la fibra óptica debidas a la perturbación son en forma axial, y así evitamos la birrefringencia inducida por el transductor. Además de tener una mayor repetitibilidad en la construcción de los transductores. La perturbación de los sensores interferométricos fue realizada con ayuda de un actuador piezoeléctrico que produce deformaciones dinámicas axiales en la sección de fibra entre las rejillas de Bragg, como se muestra esquemáticamente en la figura 47. En cada sensor la fibra óptica fue fijada con epoxi a un par de vástagos, de modo que las rejillas de Bragg estuvieran fuera de la sección

de fibra deformada. El actuador piezoeléctrico está en contacto mecánico con uno de los vástagos induciendo perturbaciones dinámicas al interferómetro seleccionado.

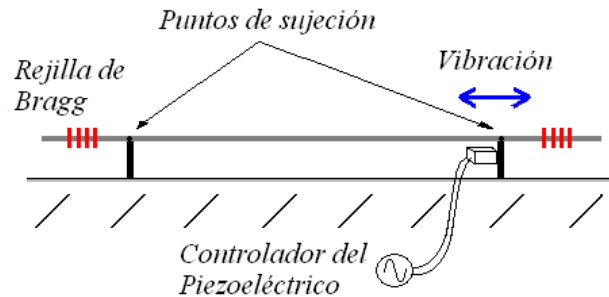


Figura 47: Esquema del arreglo utilizado para generar deformaciones dinámicas en la fibra que forma el interferómetro.

En los experimentos, la frecuencia de perturbación fue de 1 kHz.

V.2.2 Arreglo experimental del sistema sensor

Para demostrar la funcionalidad del método propuesto, se construyeron dos arreglos experimentales del sistema sensor en el laboratorio. El primer sistema sensor está constituido por tres interferómetros iguales que están colocados a una distancia de 3, 4 y 5 Km de la fuente de luz, respectivamente, figura 48. En este arreglo utilizamos una fibra estándar de telecomunicaciones (SMF-28) de 5 Km de longitud. Los interferómetros son formados por pares de rejillas de Bragg gemelas de baja reflectividad (0.1% cada una) grabadas directamente en la fibra SMF-28e sin tratamiento previo de fotosensibilización. Todas las rejillas tienen una longitud de onda de Bragg de 1534.5 nm y un ancho de banda espectral de aproximadamente 0.1 nm. Las rejillas de Bragg son protegidas con polímero para aislarlas de perturbaciones ambientales y en nuestro sistema funcionan sólo como

reflectores parciales a la longitud de onda de emisión de la fuente. Utilizamos un diodo láser DFB de onda continua como fuente de luz. Este trabaja a una potencia de salida de 5 mW y su longitud de onda fue sintonizada y centrada en la banda de reflexión de las rejillas de Bragg ajustando su temperatura. La estabilización de la temperatura del diodo láser fue utilizada para mantener la longitud de onda seleccionada. Modulamos la luz de la fuente a una frecuencia $f_m = 10$ kHz con un modulador de intensidad externo. La luz que viaja a través del modulador externo se introduce a un acoplador 50/50; uno de los puertos de salida del acoplador se utiliza para tener un canal de referencia y el otro puerto se conecta a un circulador para introducir la onda de prueba a la fibra sensora. La punta final de la fibra sensora fue sumergida en líquido igualador de índice para evitar reflexiones de Fresnel.

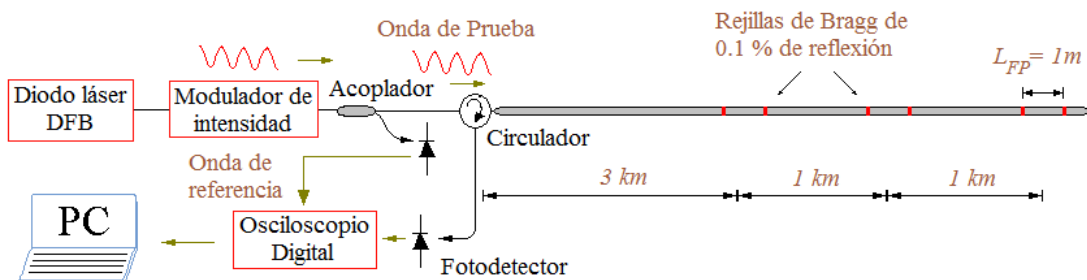


Figura 48: Arreglo experimental del sistema sensor constituido por 3 sensores iguales.

El amplificador del fotodetector tiene un filtro pasa bajas con una frecuencia de corte de 50 kHz. En nuestro sistema, utilizamos una modulación directa de amplitud pequeña en la corriente de bombeo del diodo láser a una frecuencia de 250 kHz para reducir la longitud de coherencia del láser DFB a aproximadamente 3 metros. Debido a que esta frecuencia es mucho más alta que la frecuencia de corte del filtro pasa bajas del amplificador, la modulación no afecta la operación de los sensores interferométricos y reduce eficientemente el ruido relacionado con efectos coherentes.

La señal de salida de los fotodetectores fue capturada con un osciloscopio digital y transferida a una computadora personal para realizar el procesamiento de señal propuesto en este trabajo.

Un segundo experimento fue realizado con un arreglo de 15 interferómetros iguales colocados en serie, figura 49. Los interferómetros contiguos en el arreglo son separados por 10 metros y cada interferómetro tiene una longitud de 1 metro. A diferencia del primer experimento, las rejillas de Bragg tienen una reflectancia 2.5 veces menor (0.04% cada una) y un ancho de banda más amplio (0.2 nm cada una). El arreglo fue colocado a una distancia de 850 metros del diodo láser DFB, en este sistema, la longitud total de la fibra es aproximadamente de 3000 metros.

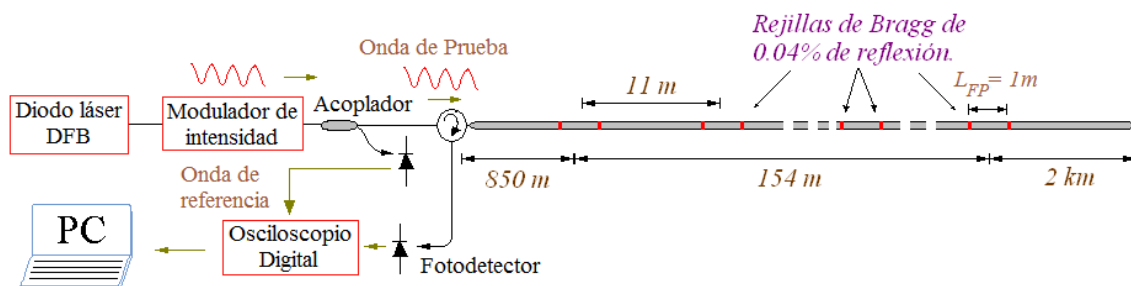


Figura 49: Arreglo experimental del sistema sensor constituido por 15 sensores iguales.

V.3 Resultados.

La señal de salida de los fotodetectores fue capturada a una frecuencia de muestreo de 100 kHz y un tiempo de adquisición de 20 ms en cada medición. La figura 50a muestra el espectro de potencia de la señal del fotodetector, del sistema con 3 interferómetros, en el caso cuando no se ha aplicado deformación en ningún interferómetro. La componente a la frecuencia de modulación, 10 kHz, contiene la suma incoherente de las señales de los 3 interferómetros y del retroesparcimiento de Rayleigh. El espectro de potencia cambia cuando se aplica la deformación dinámica a uno de los interferómetros.

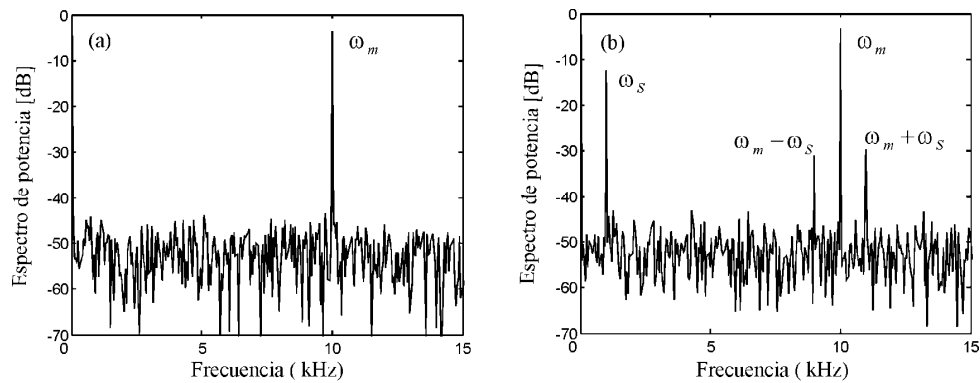


Figura 50: Ejemplo del espectro de potencia de la señal del fotodetector. (a) No hay perturbación en ningún sensor. (b) Perturbación de un sensor a una frecuencia de 1 kHz.

La figura 50b muestra el espectro de potencia de la señal cuando se aplica una deformación dinámica de $0.3 \mu\epsilon$ al tercer interferómetro, localizado a una distancia de 5 Km del diodo láser DFB. Esta deformación es aproximadamente una energía de 17 nJ . Podemos observar todas las componentes de frecuencia mencionadas en el capítulo III, llamadas, ω_s , $\omega_m - \omega_s$, ω_m y $\omega_m + \omega_s$ y representadas por ec. (34) – ec. (37).

De los datos presentados en la figura 51b, la razón señal a ruido para la señal de banda base usada para la detección de un evento puede ser estimada en 52 dB/Hz , y para las señales de las bandas laterales utilizadas para la localización $\text{SNR} = 29 \text{ dB/Hz}$. De estos valores, la perturbación detectada tiene una deformación umbral de $0.75 \text{ n}\epsilon / \text{Hz}^{1/2}$.

Con el fin de determinar la exactitud de localización del sistema, tomamos 3 ciclos de mediciones, 25 mediciones en cada ciclo. La posición de los interferómetros fue medida con un OTDR comercial para tener una referencia; estos valores se muestran en la figura 51 con líneas punteadas. La única diferencia entre los ciclos de medición fue la posición del interferómetro perturbado. En otras palabras, durante las primeras 25 mediciones perturbamos el interferómetro localizado a una distancia de 5051 metros, en las 25 mediciones siguientes las deformaciones dinámicas fueron aplicadas al interferómetro localizado a una distancia de 4042 metros, y las 25 mediciones finales fue para el interferómetro localizado a una distancia de 3015 metros. Para cada adquisición de señal de 20 ms, utilizando las fases medidas, calculamos la posición del interferómetro

perturbado. Se debe notar que no se utilizó la sintonización de la longitud de onda del láser para compensar las fluctuaciones por temperatura del punto de trabajo del interferómetro. En algunos casos el segundo armónico de la frecuencia de perturbación base fue comparable o incluso más alto que el primer armónico. En este caso la componente con amplitud más alta es utilizada en la localización del evento. La figura 51 muestra los resultados de estas mediciones. Para cada ciclo calculamos una distancia promedio (que corresponde a un tiempo de promediación de 0.5 segundos) y sus valores se muestran en líneas solidas.

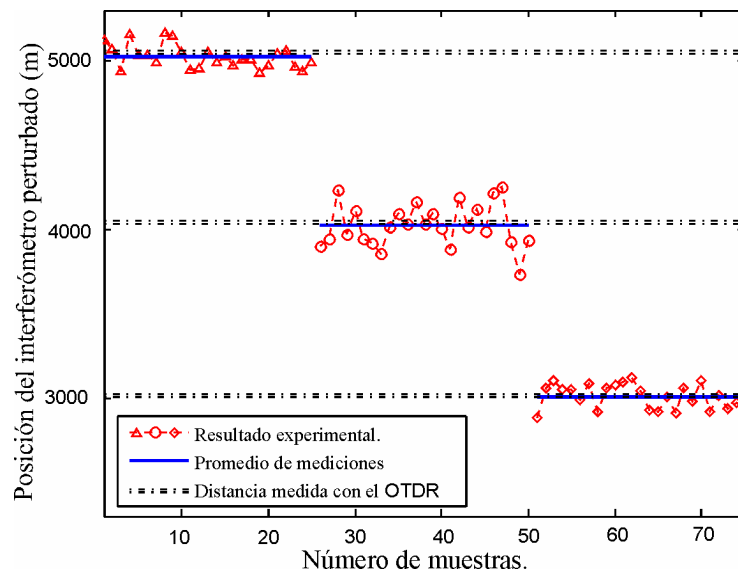


Figura 51: Localización del interferómetro perturbado, sistema con 3 interferómetros.

La discrepancia entre los datos de localización obtenidos utilizando la técnica propuesta (con 0.5 s de tiempo promedio) y la medición con el OTDR (tiempo de promediación de 1 minuto) fue 7, 19 y 32 metros para los interferómetros localizados a 3, 4 y 5 kilómetros, respectivamente. Claramente, la exactitud de localización del sistema aumentará con el incremento en el tiempo de promediación.

Con el arreglo de 15 interferómetros iguales realizamos dos conjuntos de mediciones; uno cuando la deformación dinámica fue aplicada al primer interferómetro, ubicado a 850

metros de la fuente; y otro con la deformación aplicada al último interferómetro, ubicado a 1004 metros de la fuente. La distancia medida con una regla entre estos dos interferómetros es de 154 metros, y de 153 metros con el OTDR.

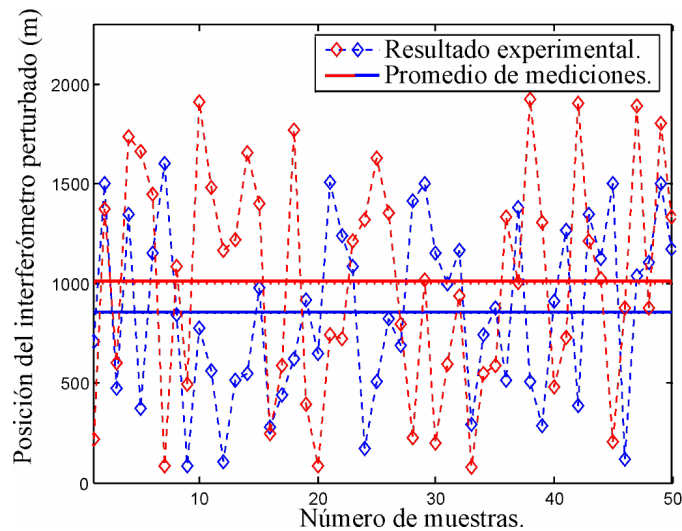


Figura 52: Localización del interferómetro perturbado, en azul el primer sensor y en rojo el último sensor, sistema con 15 interferómetros en serie.

Utilizando la técnica propuesta, calculamos una distancia promedio entre estos dos interferómetros de 156 metros (tiempo de promediación de 1 segundo), la cual es una buena concordancia con las mediciones independientes.

Debemos notar que las mediciones individuales tienen valores diferentes de la posición medida del sensor, en algunos casos son valores más dispersos que en los resultados del sistema con 3 interferómetros. Esto se debe a que en interferómetros desbalanceados el ruido de fase de la fuente produce una conversión de ruido de fase a ruido de intensidad y provoca que el ruido del sistema aumente con el número de sensores. Tal y como demuestra el análisis de ruido del sistema en el capítulo IV. La figura 53a muestra los resultados del procesamiento de la señal cuando perturbamos el primer sensor y tenemos la influencia de ruido en el sistema de 1 sensor (color rojo) y de 15 sensores (color cian). En el espectro de potencia de las señales del fotodetector podemos observar el aumento en el ruido debido al aumento en el número de sensores. Sin embargo, este aumento de ruido es

mucho mayor al esperado con el aumento de 15 sensores. Esto se debe a que existe un ruido adicional por la interferencia de señales de interferómetros contiguos. Así, existe una conversión de ruido de fase a ruido de intensidad con un factor de conversión 10 veces mayor a la de los interferómetros de 1 metro de largo.

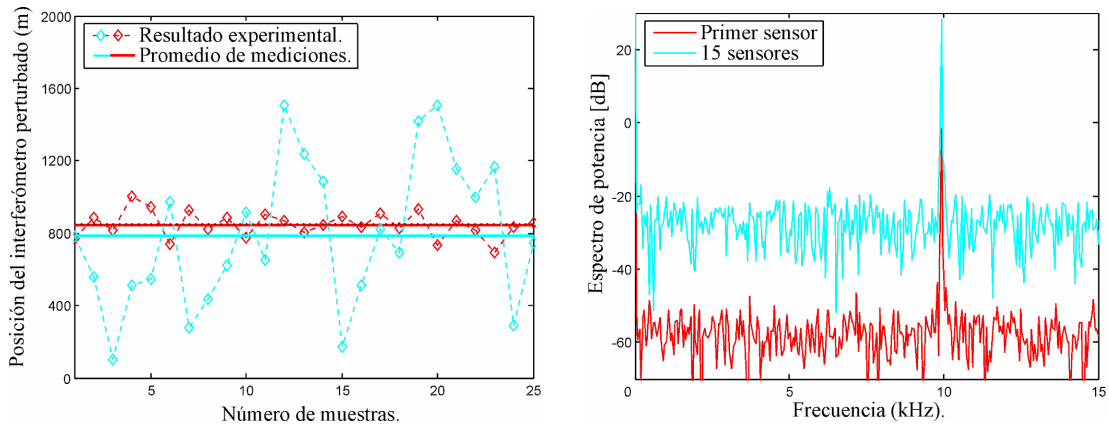


Figura 53: En rojo el resultado con un sistema de un sensor y en cian el resultado con un sistema de 15 sensores. (a) Localización del sensor perturbado, en los dos casos perturbamos el mismo sensor. (b) Espectro de potencia del sistema con 1 y 15 sensores.

El ruido de fase medido de nuestro diodo láser DFB es de aproximadamente $3 \text{ mrad} / \sqrt{\text{Hz}}$ para un interferómetro de 1 metro de longitud; éste es más de 30 veces mayor al ruido para fuentes de su tipo. Creemos que un nivel de ruido tan alto proviene de la corriente de bombeo del diodo láser debido a que utilizamos un controlador de corriente sencillo.

V.4 Discusión.

Implementando el algoritmo propuesto en el presente trabajo detectamos y localizamos el sensor perturbado en un sistema de 5 km de longitud. La localización de los interferómetros perturbados con una señal de 1 kHz en nuestros arreglos experimentales tiene una exactitud de unos metros con tiempos de promediación de 0.5 y 1 segundo, figuras 51 y 52 respectivamente. Para detectar un evento y emitir una señal de alarma, la amplitud de las señales de vibración de banda base, componentes espectrales a ω_s , pueden

ser comparadas con un nivel umbral predeterminado. Si una o varias componentes de frecuencia de la señal de banda base excede el umbral se puede generar una indicación de alarma y realizar la localización del interferómetro perturbado.

El principio de operación del sistema sensor permite la detección y localización de perturbaciones de banda angosta así como de banda ancha. La detección de la perturbación se basa en el análisis de la amplitud de la señal de banda base. El procedimiento de localización se puede realizar independientemente para cada componente de frecuencia de la perturbación detectada. En casos específicos es posible la localización de múltiples perturbaciones simultáneas. Si dos o mas interferómetros son perturbados simultáneamente a diferente frecuencia, pueden ser localizados utilizando sus componentes de frecuencia correspondientes.

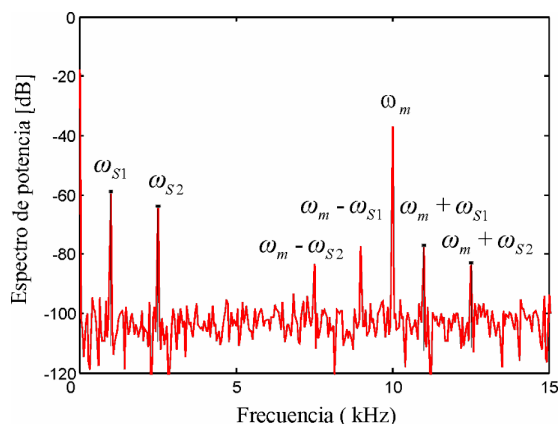


Figura 54: Dos interferómetros perturbados simultáneamente a diferente frecuencia cada uno.

Cuando una componente de frecuencia, ω_s , de la perturbación excede el umbral predeterminado, la componente de frecuencia de la señal de banda lateral, la cual utilizamos en la localización, $\omega_m + \omega_s$, también es conocida. Por tanto, la localización se puede realizar incluso para una SNR pequeña de la señal de banda lateral.

Por otro lado, la fuente principal de ruido de nuestro sistema experimental es el ruido de fase del diodo láser; por tanto, estimamos que si utilizamos un diodo láser con un bajo

ruido de fase, el número de interferómetros en el sistema puede ser fácilmente mayor a 100, manteniendo una alta exactitud de localización.

V.5 Conclusiones.

Comprobamos experimentalmente el funcionamiento del algoritmo propuesto en el presente trabajo. Presentamos esquemas y resultados experimentales de nuestro sistema sensor de fibra óptica para detectar y localizar perturbaciones a lo largo de la fibra. El sistema utiliza cavidades tipo F-P iguales de 1 metro de longitud como elemento sensor; Las cavidades son formadas por pares de rejillas de Bragg gemelas de baja reflectancia grabadas directamente en una fibra estándar SMF-28e. Mostramos experimentalmente una exactitud de localización de alrededor de 10 metros utilizando una fibra de 5 Km de longitud. El sistema es relativamente económico debido a que es una configuración sencilla y utiliza componentes de baja frecuencia. La verificación experimental de la funcionalidad del sensor confirman su potencial para aplicaciones donde es necesario un monitoreo continuo de líneas largas de ductos o perímetros para la detección y localización de eventos poco comunes en forma de vibración.

Capítulo VI

Conclusiones

VI.1 Conclusiones.

Presentamos un nuevo sistema sensor de fibra óptica para detectar y localizar perturbaciones variantes en el tiempo a lo largo de la fibra.

Presentamos el modelo matemático y simulación del sistema sensor propuesto en este trabajo de investigación. En la simulación, un sensor es perturbado por onda acústica y dos por influencia ambiental, agregamos un ruido aditivo a la señal del fotodetector, y con el algoritmo propuesto detectamos y localizamos el sensor perturbado.

En este sistema de monitoreo, una vez que se detecta la existencia de un evento se inicia el proceso de localización del sensor perturbado.

Además, presentamos el modelo matemático y simulación del ruido del sistema sensor propuesto. El resultado de la simulación muestra que el ruido generado en los sensores predomina sobre el ruido por *RER* y de fotodetección. Debido a que la razón señal a ruido se mantiene constante con el cambio del coeficiente de reflexión de los sensores, se podría bajar la reflexión del sensor para disminuir la influencia del ruido de intensidad generado por los cambios de fase de la fuente.

En el cálculo de la relación señal a ruido del sistema incluimos el ruido generado por el *RER*, el ruido de los sensores, el ruido de fotodetección (disparo y térmico) y el RIN.

Presentamos los resultados experimentales del sistema sensor de fibra óptica. Se construyeron dos arreglos del sistema sensor en el laboratorio, uno de 3 sensores y otro de 15 sensores. Mostramos experimentalmente una exactitud de localización de alrededor de

10 metros utilizando una fibra de 5 Km de longitud. Además, de los resultados de la simulación, mejoramos nuestros resultados experimentales evitando el ensanchamiento de la componente espectral a la frecuencia de modulación (efecto de fuga espectral). En cada medición experimental se procuró tener un número entero de ciclos de la señal de modulación. También se comprobó experimentalmente que el ruido del sistema se incrementa con el número de sensores.

Por último, el sistema sensor propuesto puede tener detección distribuida y localización cuasi-distribuida. El sistema es relativamente económico debido a que es una configuración sencilla y que utiliza fibra óptica y componentes estándar para telecomunicaciones ópticas.

VI.2 Trabajos a futuro.

Este trabajo y sus mediciones servirán para el desarrollo de sistemas de monitoreo distribuido donde se utilicen un gran número de sensores interferométricos. Estos sistemas pueden ser desarrollados empleando técnicas de multiplexión (TDM, WDM y combinaciones de éstas) para aumentar el número de sensores interrogados.

El sistema desarrollado en este trabajo puede ser complementado con un sistema de detección de fugas de hidrocarburos; esto permitiría tener un sistema sensor atractivo para la industria petrolera que necesita tener un monitoreo continuo de líneas largas de ductos para detectar intrusión ilegal, impactos y fugas, así como excavaciones cerca de líneas subterráneas.

Los resultados del análisis de ruido del sistema y de la técnica de modulación de intensidad propuesta en este trabajo pueden ser utilizados para desarrollar sensores distribuidos basados en la medición de luz retroesparcida.

APENDICE A

Introducción

En esta sección presentamos el programa en MATLAB utilizado en la simulación del ruido del sistema. Como resultado del modelo matemático y su simulación podemos anticipar que en nuestro sistema sensor el ruido de fase de la fuente es el ruido predominante. Este influye en la conversión de ruido de fase a ruido de intensidad en la luz retro esparcida en la fibra (RER), en la luz reflejada por los sensores y el RER, y el ruido generado en los sensores. Por tanto, es importante mostrar el detalle de la simulación para comprender mejor el modelo propuesto, y en trabajos futuros implementarlo.

Descripción del modelo matemático

El análisis del ruido del sistema con base en el ruido de fase fue discutido en el capítulo IV. Definimos que para una longitud de fibra, L_T , mayor que la longitud de coherencia de la fuente, L_C , en el fotodetector tendremos la suma incoherente de las variaciones de intensidad de todas las secciones de fibra d , $d = L_C/2$, ecuación (55).

Además, cuando agregamos en la fibra un punto de reflexión R , por ejemplo por un interferómetro tipo F-P, existirá interferencia entre la onda reflejada por el RER y la onda reflejada R . En el fotodetector tendremos las variaciones de intensidad debidas al RER, a la interferencia entre la luz reflejada por el sensor y el RER, y por último el ruido generado en los interferómetros del sistema, ecuación (61), y la podemos resumir como:

$$I_{RER}(t) = I_{in} r d \sum_{m=1}^M \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi m d}{\lambda} - 2\pi f \Delta \lambda(t) + \phi_{im} \right) \right] \quad (\text{A.72.a})$$

$$I_{P-RER}(t) = I_{in} \sum_{p=1}^P \left[R + 4\sqrt{drR/2} \cos\left(\frac{4\pi nd}{\lambda} - 2\pi f \Delta\lambda(t) + \phi_{ip}\right) \right] \quad (\text{A.72.b})$$

$$I_p(t) = I_{in} R \sum_{p=1}^P \cos\left(\frac{4\pi nd}{\lambda} - 2\pi f \Delta\lambda(t) + \phi_{ip}\right) \quad (\text{A.72.c})$$

$$I_s = I_{in} R [I + \cos(\phi_s(t))] \quad (\text{A.72.d})$$

donde $I_{in} = I_{cd} [1 + A \cos(\omega_m t)]$ es la intensidad de entrada del sistema; (A.68.a) representa la intensidad de la luz retroesparcida que interfiere en cada longitud d de la fibra; (A.68.b) representa la intensidad de la señal de interferencia entre la luz retroesparcida y la luz reflejada de cada interferómetro del sistema; (A.68.c) la intensidad el ruido generado por los interferómetros y (A.68.d) representa la señal de un interferómetro activado.

Programa de MATLAB

El programa de MATLAB utilizado para modelar el ruido del sistema en base del ruido de fase de la fuente es el siguiente:

```
clear all;
r = 5e-8; % término del retroesparcimeinto de Rayleigh
delta = linspace (1534.499999e-9, 1534.500001e-9, 2000); % delta lamda de 0.002 picometros, 0.2 MHz.
t = linspace (0.000005, 0.010005, 2000); % ventana de tiempo de 10 ms, 2000 muestras cada 5 µs.
random = randint(1,2000,[1, 2000]); % 2000 números enteros aleatorios de 1 - 2000.
random2 = randint(1,2000, [1, 2000]); % 2000 números enteros aleatorios de 1 - 2000.
noise = rand(1,2000); % 2000 números aleatorios de 0 - 1.
ale = rand(1,5000); % 5000 números aleatorios de 0 - 1.
ale2 = rand(1,100); % 100 números aleatorios de 0 - 1.
ale3 = rand(1,100); % 100 números aleatorios de 0 - 1.
lamda = 1534.5e-9; n = 1.46; Icd = 10e-3; mod = 0.2; d = 1;
M = 5000/d; P = 100; R = 1e-3; deltaL = 0.03e-6;
```

```

% *****
fase = (4*pi*n*d)/lamda;
f = (2*n*d)/lamda^2;    k = 2*pi*n/lamda;
for q = 1 : length(t);
    sufle = random(q);
    for m = 1 : M;
        RER (m) = (1 + cos(fase - (2*pi*f*delta(sufle)) + 2*pi*ale(m)));    % Sumatoria de (A.75.a)
    end
    sumaRER(q) = sum (RER);
    IRER(q) = sumaRER(q)*Icd*r*d*(1 + mod*cos(2*pi*10000*t(q)));    % (A.75.a) completa
    sufle2 = random2(q);
    for p = 1 : P;
        sensorRER(p) = (R + 4*((d*r*R/2)^0.5)*cos(fase - (2*pi*f*delta(sufle2)) + 2*pi*ale2(p)));    % Sumatoria de (A.75.b)
        sensor(p) = (cos(fase - (2*pi*f*delta(sufle2)) + 2*pi*ale3(p)));    % Sumatoria de (A.75.c)
    end
    sumaP(q) = sum(sensorRER);
    IP(q) = sumaP(q)*Icd*(1 + mod*cos(2*pi*10000*t(q)));    % (A.75.b) completa
    sumaS(q) = sum(sensor);
    IS(q) = sumaS(q)*Icd*R*(1 + mod*cos(2*pi*10000*t(q)));    % (A.75.c) completa
    signal = 1 + cos(2*d*k) - deltaL*k*sin(2*d*k)*cos(2*pi*1000*t(q) + (2*pi*f*delta(sufle2)));
    Isensor(q) = Icd*R*(1 + mod*cos(2*pi*10000*t(q)))*signal;    % (A.75.d) completa
    IT(q) = IRER(q) + IP(q) + IS(q) + Isensor(q);    % Suma de señales
end
% ***** Transformada de Fourier
trans1 = fft (IT(1:1999));
transRER = fft (IRER(1:1999));    transP = fft (IP(1:1999));
transS = fft (IS(1:1999));    transSensor = fft (Isensor(1:1999));

% ***** Espectro de potencia
EsPw1 = 10*log10(trans1.*conj(trans1)/length(trans1));
EsPwRER = 10*log10(transRER.*conj(transRER)/length(transRER));
EsPwP = 10*log10(transP.*conj(transP)/length(transP));
EsPwS = 10*log10(transS.*conj(transS)/length(transS));
EsPwSensor = 10*log10(transSensor.*conj(transSensor)/length(transSensor));

```

```

frec = 200000*(0:length(trans1)/2)/length(trans1);           % Eje de frecuencias

% ***** Graficas

figure (1); plot (frec(1:length(trans1)/2),EsPwRER(1:length(trans1)/2), 'b');
hold on; plot (frec(1:length(trans1)/2),EsPwP(1:length(trans1)/2), 'k');
hold on; plot (frec(1:length(trans1)/2),EsPwS(1:length(trans1)/2), 'c');
hold on; plot (frec(1:length(trans1)/2),EsPwSensor(1:length(trans1)/2), 'r'); axis([0 50000 -220 -50]);
xlabel('Frecuencia (Hz)'); ylabel('Espectro de potencia [dB]');
legend1 = legend('RER','R y RER', 'Sensores', 'S. perturbado', 'Location', 'NorthEast');
figure (2); plot (frec(1:length(trans1)/2),EsPw1(1:length(trans1)/2), 'r'); axis([0 50000 -150 -50]);
title('suma de señales'); xlabel('Frecuencia (Hz)'); ylabel('Espectro de potencia [dB]');

```

Del programa en MATLAB presentado, obtenemos las siguientes gráficas,

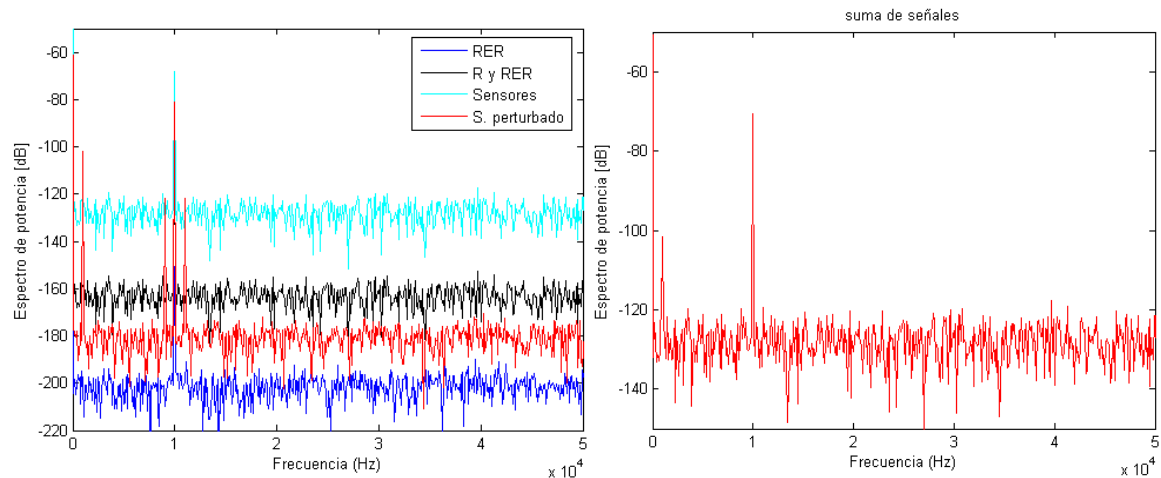


Figura 55: Gráficas del ruido del sistema con base en el ruido de fase de la fuente, programa en MATLAB presentado en este apéndice.

Referencias:

- Alasaarela L., Karioja P. y Kopola H., 2002, Comparison of distributed fiber optic sensing methods for location and quantity information measurement, *Opt. Eng.* 41 (1): 181 – 189.
- Betz D. C. Siedler S. Thursby G., Culshaw B. y Staszewski W., 2003, Damage detection using Bragg grating ultrasonic sensor, 16th International Conference on Optical Fiber Sensor. Nara, Japan. 13-17 October 2003.
- Butter C. D. y Hocker G. B., 1978, Fiber optics strain gauge, *Applied Optics*, 17 (18): 2867 – 2869.
- Chtcherbakov A. A., Swart P. L. y Spammer S. J., 1998, Mach-Zehnder and modified Sagnac distributed fiber optic impact sensor, *Applied Optics*, 37 (16): 3432 – 3437.
- Chung W. H., Tam H. Y., Wai P. K. A. y Khandelwal A., 2005, Time and wavelength division multiplexing of FBG sensors using a semiconductor optical amplifier in ring cavity configuration, *IEEE Photonics Technology Letters*, 17 (12): 2709 – 2711.
- Cranch G. A., Kirkendall C. K., Daley K., Motley S., Bautista A., Salzano J., Nash P. J., Latchem J. y Crickmore R., 2003, Large scale remotely pumped and interrogated fiber optic interferometric sensor array, *IEEE Photonic Technology Letters*, 15 (11): 1579 – 1581.
- Cranch G. A., Crickmore R., Kirkendall C. K., Bautista A., Daley K., Motley S., Salzano J., Latchem J. y Nash P. J., 2004, Acoustic performance of a large aperture, seabed, fiber optic hydrophone array, *J. Acoust. Soc. Am.* 115 (6): 2848 – 2858.
- Cranch G. A., Flockhart G. M. H. y Kirkendall C. K., 2005, Efficient fiber Bragg grating and fiber Fabry-Perot sensor multiplexing scheme using a broadband pulsed mode locked laser, *J. Lightw. Technol.*, 23 (11): 3798 – 3806.
- Culshaw B., 2000, Fiber optic in signal and measurement, *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron.*, 6 (6): 1014 – 1021.

- Dandridge A., Tveten A. B. y Giallorenzi T. G., 1982, Homodyne demodulation scheme for fiber optics sensor using PGC, *IEEE J. Quantum Electron.* 18: 1647 – 1653.
- Derickson Dennis, 1998, *Fiber optic test and measurement*, Prentice Hall PTR. New Jersey. 642 pp.
- Dandridge et al., 1987, Multiplexing of interferometric sensor using phase carrier techniques, *J. Lightwave Technol.* 5: 947 – 952.
- Fomitchov P. A., Krishnaswamy S. y Achenbach J. D., 2000, Extrinsic and intrinsic fiber optic Sagnac ultrasound sensors, *Opt. Eng.* 39 (7): 1972 – 1984.
- Fomitchov P. y Krishnaswamy S., 2003, Response of a fiber Bragg grating ultrasonic sensor, *Opt. Eng.*, 42 (4): 956 – 963.
- Gao J., Jiang Z., Zhao Y., Zhu L. y Zhao G., 2005, Full distributed fiber optical sensor for intrusion detection in application to buried pipelines, *Chinese Optics Letters*, 3 (11): 633 – 635.
- Geng J., Staines S., Blake M. y Jiang S., 2007, Distributed fiber temperature and strain sensor using coherent radio frequency detection of spontaneous Brillouin scattering, *Applied Optics*, 46 (23): 5928 – 5932.
- Giallorenzi T.G., Bucaro J.A., Dandridge A., Sigel G. H. Jr., Cole J. H., Rashleigh S. C. y Priest R.G., 1982, Optical fiber sensor technology, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18 (4): 626 – 665.
- Grattan K. T. V. y Meggitt B. T., 1998, *Optical fiber sensor technology*, volumen 2, Chapman & Hall, primera edición. New York. 440 pp.
- Grattan K. T. V. y Sun T., 2000, Fiber optics sensor technology: an overview, *Sensors and actuators* 82: 40 – 61.
- Guan B. O., Tam H. Y., Lau S. T. y Chan H. L. W., 2005, Ultrasonic hydrophone based on distributed Bragg reflector fiber laser, *IEEE photonics Technology Letters*, 16 (1): 169 – 171.

- Hocker G. B., 1979, Fiber optic sensing of pressure and temperature, *Applied Optics*, 18 (9): 1445 – 1448.
- Juarez J. C. y Taylor H. F., 2007, Field test of a distributed fiber optic intrusion sensor system for long perimeters, *Applied Optics*, 46 (11): 1968 – 1971.
- Kersey A. D., Dandridge A. y Tveten A. B., 1987, Time division multiplexing of interferometric fiber sensors using passive phase generated carrier interrogation, *Optics Letters*, 12 (10): 775 – 777.
- Kersey A. D., 1996, A review of recent developments in fiber optic sensor technology, *Optical Fiber Technology*, 2: 291 – 317.
- Kersey A. D. y Marrone M. J., 1996, Bragg grating based nested fiber interferometers, *Electronics Letters*, 32 (13): 122 – 124.
- Kirkendall C. K. y Dandridge A., 2004, Overview of high performance fiber optic sensing, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 37: R197 – R216.
- McGarrity C., Chu B. C. B. y Jackson D. A., 1995, Multiplexed of Michelson interferometer sensors in a matrix array topology, *Applied Optics*, 34 (7): 1262 – 1268.
- Measures R. M., 2001, *Structure monitoring with fiber optic technology*, Academic Press. San Diego, California. 716 pp.
- Meng Zhou, Hu Yongming, Xiong Shuidong, Stewart George, Whitenett Gillian y Culshaw Brian, 2005, Phase noise characteristics of a diode pumped Nd:YAG laser in an unbalanced fiber optic interferometer, *Applied Optics*, 44(17):3425 – 3428.
- Perez I., Cui H. L. y Udd E., 2001, Acoustic emission detection using fiber Bragg gratings, *Proc. SPIE*, 4328: 209 – 215.
- Shlyagin M. G., Miridonov S. V., Márquez I. y Spirin V.V., 2002, Multiplexed twin Bragg grating interferometric sensor, 15th International Conference on Optical Fiber Sensor. Portland, Oregon, USA. May 2002.

- Sun Ch., Liang Y. y Ansari F., 2004, Serially multiplexed dual point fiber optic acoustic emission sensor, *J. Lightw. Technol.*, 22 (2): 487 – 493.
- Takahashi N., Yoshimura K. y Takahashi S., 2000, Detection of ultrasonic mechanical vibration of a solid using fiber Bragg grating, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39 (5B): 3134 – 3138.
- Tanaka S., Ogawa T. y Takahashi N., 2006, Temperature stabilized fiber Bragg grating vibration sensor array, 18th International Conference on Optical Fiber Sensor. Cancún, México. October 2006.
- Vakoc B. J. Digonnet M. J. F. y Kino G. S., 1999, A novel fiber optic sensor array based on the Sagnac interferometer, *J. Lightw. Technol.*, 17 (11): 2316 – 2326.
- Wang Z., Shen F., Song L., Wang X. y Wang A., 2007, Multiplexed fiber Fabry-Perot interferometer sensor based on ultrashort Bragg grating, *IEEE Photonics Technology Letters*, 19 (8): 622 – 624.
- Wooler J. P. F. y Crickmore R. I., 2005, Fiber optic sensor for seismic intruder detection, 17th International Conference on Optical Fiber Sensor. Bruges, Belgium, 23–27 May 2005.
- Ye C. C. y Tatam R. P., 2005, Ultrasonic sensing using $\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$ codoped distributed feedback fiber grating lasers, *Smart Mater. Struct.*, 14: 170 – 176.