

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



**Doctorado en Ciencias
en Óptica con orientación en Óptica física**

**Sensores distribuidos de fibra óptica basados en
reflectometría de correlación de dos canales**

Tesis

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

Presenta:

Jorge Humberto López Rivera

Ensenada, Baja California, México

2018

Tesis defendida por

Jorge Humberto López Rivera

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Mikhail Shlyagin

Director de tesis

Dr. Serguei Stepanov

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez

Dr. Roberto Machorro Mejía



Dr. Israel Rocha Mendoza

Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez

Directora de Estudios de Posgrado

Jorge Humberto López Rivera © 2018

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

Resumen de la tesis que presenta Jorge Humberto López Rivera como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica física.

Sensores distribuidos de fibra óptica basados en reflectometría de correlación de dos canales

Resumen aprobado por:

Dr. Mikhail Shlyagin

Director de tesis

Se presenta el estudio y desarrollo de una técnica novedosa para sensores de fibra óptica distribuidos y multiplexados utilizando un método de reflectometría óptica de correlación. El método común de reflectometría de correlación se basa en utilizar luz de prueba con modulación aleatoria de intensidad. La detección de reflectores a lo largo de la fibra se realiza calculando la correlación entre la señal de referencia y la señal de prueba que regresa de la fibra óptica. En nuestro trabajo, en lugar de modular directamente la luz láser, utilizamos el ruido de fase de un láser DFB de semiconductor. El ruido de fase tiene su origen en procesos cuánticos de la emisión de fotones estimulados y espontáneos, lo que resulta en una fase verdaderamente aleatoria de la luz, sin aplicar ninguna modulación externa. La interferencia de dos ondas del mismo láser retrasados una respecto a otra, por un tiempo mucho mayor que el tiempo de coherencia de la luz láser, produce una señal de referencia. Estas mismas ondas, reflejadas o retroesparcidas por la fibra óptica, producen la superposición de señales retrasadas de acuerdo con la distribución de los reflectores en la fibra. En esta tesis se presenta un análisis teórico-experimental del funcionamiento del sistema propuesto para detección distribuida, cuando la luz de prueba tiene un nivel intermedio de coherencia. Se presenta un análisis de efectos de diafonía (cross-talk, en inglés) en la configuración distribuida, y se propone un método verificado experimentalmente para eliminar este efecto negativo. A través de esta configuración, demostramos por primera vez la posibilidad de utilizar reflectometría de correlación con retroesparcimiento de Rayleigh coherente en fibras ópticas estándar, para detectar y localizar perturbaciones a lo largo de la fibra. Se demuestra que el método de reflectometría de correlación propuesto, permite interrogar simultáneamente sensores (rejillas de Bragg, interferómetros, o una fibra óptica) con dos o más láseres en régimen de onda continua (CW) de longitudes de ondas tan cercanas como sea necesario, distinguiendo las señales de los diferentes láseres mediante funciones de correlación, sin utilizar filtros espectrales. Proponemos y verificamos experimentalmente el funcionamiento de un arreglo de sensores interferométricos multiplexados en una fibra óptica utilizando para su interrogación dos canales en cuadratura, lo que permite, linealizar y sobrepasar el problema de 2π de la respuesta interferométrica, para así, incrementar el rango de medición. Proponemos, y verificamos experimentalmente un nuevo método híbrido para multiplexar sensores interferométricos. El método propuesto utiliza las técnicas de OTDR de correlación y OFDR coherente. Finalmente, presentamos experimentalmente algunas de las aplicaciones posibles donde los sistemas propuestos pueden ser útiles.

Palabras clave: Reflectometría de correlación, ruido de fase, dos canales en cuadratura, rejillas de Bragg, interferómetros.

Abstract of the thesis presented by Jorge Humberto López Rivera as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Optical Science with orientation in Physical Optics.

Distributed fiber optic sensors based on two-channel correlation reflectometry

Abstract approved by:

Dr. Mikhail Shlyagin

Thesis Director

The study and development of a novel technique for distributed and multiplexed fiber optic sensors using an optical correlation reflectometry is presented. The common method of correlation reflectometry is based on using probe light with random intensity modulation. The detection of the reflectors along the fiber is done by calculating the correlation between the reference signal and the returning probe signal from the optical fiber. In our work, instead of directly modulating the laser light, we use the phase noise of a DFB semiconductor laser. The phase noise has its origin in quantum processes of the emission of stimulated and spontaneous photons, which results in a truly random phase of the light, without applying any external modulation. The interference of two waves of the same laser delayed one respect to another, for a time much greater than the coherence time of the laser light, produces a reference optical signal. These same waves, reflected or backscattered by the optical fiber, produce a superposition of delayed signals according to the distribution of the reflectors into the fiber. This thesis presents a theoretical-experimental analysis of the proposed operation system for distributed detection, when the probe light has an intermediate level of coherence. An analysis of crosstalk effects is presented in the distributed configuration, and an experimentally verified method is proposed to eliminate this negative effect. Through this configuration, we demonstrate for the first time the possibility of using correlation reflectometry with coherent Rayleigh backscattering in standard optical fibers, to detect and locate external perturbations along the fiber. It is shown that the proposed correlation reflectometry method allows simultaneous interrogation of sensors (Bragg gratings, interferometers, or an optical fiber) with two or more lasers in continuous wave (CW) regime of wavelengths as close as necessary, distinguishing the signals of the different lasers by means of correlation functions, without using spectral filters. We propose and verify experimentally the operation of an array of interferometric sensors multiplexed in an optical fiber using two-quadrature detection channels for their interrogation, which allows us to linearize and surpass the 2π problem of the interferometric response, thus increasing the measurement range. We propose, and experimentally verify a new hybrid method for multiplexing interferometric sensors. The proposed method uses the OTDR correlation and coherent OFDR techniques. Finally, we present experimentally some of the possible applications where the proposed systems can be useful.

Keywords: Correlation reflectometry, phase noise, two-quadrature channels, fiber Bragg gratings, interferometers.

Dedicatoria

A mi madre, por su apoyo incondicional, por confiar siempre en mi y ayudarme a cumplir esta meta en mi vida.

Agradecimientos

A mi asesor el Dr. Mikhail Shlyagin por sus comentarios y enseñanzas que fueron de gran utilidad para poder concluir con este trabajo de tesis.

A los miembros de mi comité de tesis, el Dr. Serguei Stepanov, el Dr. Eugenio Méndez y el Dr. Roberto Machorro por su tiempo dedicado y sus comentarios acertados sobre este trabajo.

A los integrantes del laboratorio GRIFO en la universidad de Alcalá de Henares, Madrid. En especial, quiero agradecer al Dr. Óscar Esteban Martínez por su paciencia, enseñanzas y por su buena disposición.

Al Dr. Marcos Plata por sus grandes consejos, su ayuda en el laboratorio, por esas pláticas tan entretenidas a la hora de la comida y sobre todo por su gran amistad.

Al Dr. Eliseo Hernández por ayudarme siempre en el laboratorio, por su paciencia, por sus comentarios acertados sobre este trabajo y por su amistad.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por permitirme realizar mis estudios de doctorado.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de doctorado. No. de becario: 242910

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	ix
 Capítulo 1. Introducción	
1.1. Objetivo de la tesis	3
1.2. Estructura de la tesis	4
 Capítulo 2. Conceptos básicos	
2.1. Efectos ópticos en fibra ópticas útiles para el desarrollo de sensores .	7
2.1.1. Expansión térmica y efecto termo óptico	8
2.1.2. Efecto elasto óptico	9
2.1.3. Esparcimiento inelástico de la luz en fibras ópticas (Raman y Brillouin)	10
2.1.3.1. Esparcimiento Raman espontáneo	11
2.1.3.2. Esparcimiento Brillouin espontáneo	13
2.2. Interferometría como técnica para el desarrollo de sensores de fibra óptica	14
2.2.1. Demodulación	19
2.3. Rejillas de Bragg en fibras ópticas	20
2.3.1. Sensibilidad espectral de las rejillas de Bragg a la temperatura y tensión	22
2.3.2. Resumen y conclusiones parciales	24
 Capítulo 3. Sensores de fibra óptica multiplexados y distribuidos	
3.1. Sensores multiplexados	25
3.1.1. Multiplexión por división de longitud de onda (WDM)	26
3.1.2. Multiplexión por división de tiempo (TDM)	27
3.1.3. Multiplexión por división de frecuencia (FDM)	28
3.2. Sensores distribuidos	30
3.2.1. Reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR)	30
3.2.1.1. Reflectometría óptica en el dominio del tiempo basada en esparcimiento Raman	36
3.2.1.2. Reflectometría óptica en el dominio del tiempo basada en esparcimiento Brillouin	37
3.2.2. OTDR con sensibilidad a la fase óptica para detección distribuida de perturbaciones dinámicas	38
3.2.3. Reflectometría óptica por división de frecuencia (OFDR)	43
3.2.4. Sistema de OTDR de correlación para detección distribuida	46

3.2.4.1. OTDR de correlación con señal de prueba generada de forma analógica	49
3.3. Resumen y conclusiones parciales	53

Capítulo 4. Principio de funcionamiento y análisis del reflectómetro de correlación basado en ruido de fase de la luz láser

4.1. Generación de una señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad a partir del alto ruido de fase un láser DFB de semiconductor . .	54
4.1.1. Introducción	54
4.1.2. Ruido de fase y espectro de emisión láser	55
4.1.3. Interferencia de una onda que posee fluctuaciones de fase con una versión retrasada de ella misma	58
4.1.4. Implementación de la señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad en reflectometría de correlación	61
4.1.5. Multiplexión de las señales del sensor de correlación	64
4.2. Evaluación experimental y Análisis del ruido presente en el sensor de correlación	65
4.2.1. Análisis del ruido de correlación	66
4.2.2. Evaluación experimental del ruido óptico en el sistema	69
4.2.2.1. Análisis experimental del ruido producido por variaciones en la energía contenida en la señal óptica de prueba	71
4.2.2.2. Análisis experimental del ruido producido por retroesparcimiento Rayleigh coherente	75
4.3. Resumen y conclusiones parciales	80

Capítulo 5. Reflectómetro de correlación para la multiplexión e interrogación de sensores con uno y dos canales de detección

5.1. Introducción	82
5.2. Sensor multiplexado de índice de refracción basado en un método híbrido entre las técnicas de OFDR coherente y OTDR de correlación con un canal de detección	83
5.2.1. Principio de operación y arreglo experimental	85
5.2.2. Resultados experimentales	90
5.2.3. Conclusiones parciales	95
5.3. Sensor multiplexado de dos canales para la interrogación de FBGs . .	96
5.3.1. Principio de funcionamiento y arreglo experimental	98
5.3.2. Resultados experimentales	103
5.3.3. Conclusiones parciales	108
5.4. Sensor multiplexado con dos canales para detección interferométrica en cuadratura	109
5.4.1. Introducción	109
5.4.2. Método de demodulación pasiva y algoritmo para la extracción de la fase	110
5.4.3. Demodulación pasiva de interferómetros en una configuración con dos láseres DFB	112
5.4.3.1. Resultados experimentales	113
5.4.3.2. Conclusiones parciales	118

5.4.4. Demodulación pasiva de interferómetros en una configuración con un láser DFB y un modulador acusto óptico (AOM)	119
5.4.4.1. Principio de operación y arreglos experimentales	119
5.4.4.2. Resultados experimentales	124
5.4.4.3. Conclusiones parciales	128
5.5. Resumen del capítulo	128

Capítulo 6. Investigación del reflectómetro óptico de correlación sensible a la fase para detección distribuida

6.1. Introducción	129
6.2. Arreglo experimental	130
6.2.1. Detalles experimentales del arreglo propuesto	132
6.3. Resultados experimentales	134
6.3.1. Análisis experimental de cross-talk	134
6.3.2. Detección distribuida de perturbaciones	137
6.3.2.1. Detección distribuida de cambios de temperatura	140
6.4. Resumen y conclusiones parciales	146

Capítulo 7. Conclusiones

7.1. Conclusiones	148
7.2. Perspectiva del trabajo a futuro	151

Literatura citada	152
------------------------------------	-----

Lista de figuras

Figura	Página
1. Espectro de frecuencias típico de esparcimiento espontáneo de la luz en fibras ópticas.	11
2. Espectro de retroesparcimiento de una fibra óptica monomodo (línea sólida) y multimodo (línea segmentada),	12
3. Interferómetros de fibra óptica comúnmente utilizados como sensores: (a) Mach-Zehnder, (b) Michelson, (c) Sagnac, y (d) Fabry-Pérot.	15
4. Salida del interferómetro con un término de fase que varía lentamente ϕ_d debido a variaciones ambientales, y un término de señal $d\phi$. El desvanecimiento de la señal se presenta cuando $\phi_d = m\pi$, y cuando $\phi_d = (2m+1)\pi/2$ proporciona una operación lineal para valores pequeños de $d\phi$	18
5. Esquema de una rejilla reflectora grabada en una fibra óptica convencional para telecomunicaciones.	21
6. Sistema de detección formado por un arreglo de sensores (FBG's) multiplexado por división de longitud de onda	27
7. Arreglo de sensores interferométricos multiplexados por división de tiempo (TDM)	28
8. Esquema de multiplexión por división de frecuencia (FDM) de un arreglo de sensores interferométricos	29
9. Esquema básico de un sistema convencional de OTDR por retroesparcimiento Rayleigh de una fibra óptica.	32
10. Trazo típica de un sistema OTDR convencional por retroesparcimiento Rayleigh (modificado de D. Derickson, 1998).	33
11. Esquema general de un sensor distribuido de temperatura basado en la detección de retroesparcimiento Raman mediante reflectometría óptica en el dominio del tiempo.	37
12. Trazo típica de retroesparcimiento Rayleigh coherente.	39
13. Diagrama experimental de laboratorio de OTDR coherente para su aplicación como sensor distribuido para la detección y localización de intrusos	41
14. Trazo de OTDR con sensibilidad a la fase adquirido para antes y después de que una persona de 80 kg haya caminado por encima de donde se encuentra enterrada la fibra de detección, y la diferencia entre ambas trazas	42
15. Configuración esquemática de un sistema OFDR.	44

16. (a) Amplitud de retroesparcimiento Rayleigh a lo largo de un segmento de 5 mm de fibra óptica para los casos en que se aplicó calor (línea sólida) y para temperatura ambiente (línea punteada), (b) espectro en longitud de onda de los segmentos de 5 mm de fibra, (c) correlación cruzada entre el espectro de referencia (temperatura ambiente) y el espectro obtenido aplicando calor 46
17. (a) Configuración experimental para el sensado distribuido de temperatura basado en Raman con códigos simples, y (b) potencia de salida del diodo láser modulado de acuerdo a una palabra código con una secuencia de 63 bits 49
18. (a) Configuración del sensor cuasi distribuido formado por FBGs, donde: bombeo; diodo láser de 980 nm; EDF, fibra dopada con erbio; ISO, aislador; TFBG, FBG sintonizable; HNF, fibra altamente no lineal; PC, controlador de polarización; OC, acoplador óptico; PD, fotodetectores; DPS, sistema de adquisición de datos; AWG, rejilla con arreglo de guías de onda. (b) y (c) muestran el principio de demodulación del sistema, donde (b) representa el sistema bajo condiciones estables, mientras que en (c) se presenta el sistema influenciado por una perturbación 51
19. (a) Intensidad de la luz caótica modulada por una forma de onda sinusoidal (con frecuencia de 24 KHz) al pasar por la estructura vibrante de fibra SMF-NCF-SMF; (b) envolventes de la amplitud de los múltiples picos de correlación consecutivos en el tiempo, y de su componente en DC; (c) y (d) muestran las vibraciones de 24 KHz localizadas a una distancia de 80 m. 52
20. Configuración de un interferómetro de fibra óptica de tipo Michelson desbalanceado. 58
21. Evaluación de la desviación estándar (a) y promedio (b) de la intensidad de la luz en la salida del interferómetro desbalanceado. El tiempo de retraso se presenta en valores del tiempo de coherencia de la luz láser. . . . 60
22. Diagrama esquemático del reflectómetro de correlación donde se ilustra la propagación de las ondas que forman la señal de prueba. 61
23. (a) trazo experimental de correlación para una realización de la señal óptica capturada por el fotodetector de referencia y, (b) dependencia de la razón señal a ruido como función del número de realizaciones promediadas. 69
24. Configuración experimental para el análisis del ruido de intensidad presente en el sensor de correlación. 72
25. Ejemplo de una realización de la señal óptica de prueba con variaciones aleatorias de intensidad capturada por los fotodetectores de referencia (a) y de señal (b). 73
26. (a) Trazo experimental de correlación cruzada para una sola realización de las señales de referencia y señal reflejada, y (b) monitoreo de la amplitud de correlación cruzada para un ventana de tiempo de 83.9 ms 73

27. Variaciones en el tiempo de la amplitud de la función de autocorrelación de la señal de referencia (a), y de la señal reflejada (b).	74
28. Dependencia temporal de la amplitud de correlación cruzada: sin normalizar (línea en color azul), y normalizada por la amplitud de autocorrelación de la referencia (línea en color negro).	75
29. Arreglo experimental del sensor de correlación para la investigación de la influencia del ruido por retroesparcimiento Rayleigh coherente en mediciones con reflectores débiles (FBG's).	76
30. Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg débil (reflectancia $< 0.01\%$) obtenido por reflectometría de correlación para un barrido, (a) continuo y (b) discontinuo en la longitud de onda de la luz de prueba.	77
31. Trazos de OTDR de correlación calculados en una ventana de tiempo de 0.167 s, cuando la frecuencia óptica de la luz de prueba varía en el tiempo (a), y cuando se mantiene estable (b). Cada trazo mostrado es el resultado de promediar 1024 realizaciones.	79
32. Espectro de reflectancia de la FBG obtenido con OTDR de correlación mediante un escaneo discontinuo en longitud de onda, e introduciendo una inestabilidad en la longitud de onda central del láser, $\Delta\lambda \approx 0.008$ nm. . . .	80
33. Error residual en los resultados experimentales de los espectros de reflectancia de la rejilla obtenidos mediante un barrido en longitud de onda de la luz de prueba de forma; continua a través de una función rampa (X), discontinua mediante el posicionamiento manual en cada longitud de onda (Δ), y discontinua mediante posicionamiento manual en cada longitud de onda más una inestabilidad en la frecuencia óptica ($\circ$).	81
34. Configuración experimental para la medición simultánea de índices de refracción (RI) de diferentes sustancias, a través de multiplexión por correlación de un arreglo multipuntual de sensores.	87
35. (a) serie de tiempo de la señal de referencia modulada en intensidad de forma aleatoria, y (b) función de autocorrelación de la señal de referencia.	88
36. Trazo de correlación cruzada entre la señal de referencia y la señal reflejada por los dos sensores; obtenida para una sola realización de 51.2 μ s.	90
37. Espectros de reflexión de los sensores medidos a partir del seguimiento de la evolución de la amplitud de los picos de correlación en función del tiempo, utilizando agua destilada como medio externo: (a) sensor 1, y (b) sensor 2.	91
38. Modulo de la transformada de Fourier del espectro de reflexión grabado para el sensor 2 utilizando agua destilada como medio externo. Tres máximos locales son claramente identificados en las frecuencias de 10 Hz, 18 Hz, y 28 Hz. El máximo local a 10 Hz corresponde al interferómetro de referencia formado por las dos rejillas de Bragg.	92

39. Espectros de reflexión de los sensores medidos a partir del seguimiento de la evolución de la amplitud de los picos de correlación en función del tiempo, utilizando alcohol isopropílico como medio externo: (a) sensor 1, y (b) sensor 2.	93
40. Modulo de la transformada de Fourier del espectro de reflexión para los casos en que el sensor 2 esta en contacto con agua destilada (línea discontinua), y con alcohol isopropílico (línea sólida).	93
41. Resultados de 10 mediciones independientes de dos sustancias de prueba de diferente RI, obtenidos mediante dos refractómetros de fibra óptica operando de forma simultánea. Ambas muestras son soluciones de etilenglicol en agua desionizada con 40 % (triángulos), y 60 % (círculos) del volumen de concentración.	94
42. Esquema experimental para la generación de dos señales ópticas de referencia a partir del ruido de fase de dos láseres DFB de onda continua. . .	100
43. (a) y (b) series de tiempo de las señales de referencia capturadas en los fotodetectores PD1 y PD2, respectivamente.(c) función de autocorrelación de las señales de referencias de los fotodetectores PD1 (línea sólida) y PD2 (línea discontinua). (d) función de correlación cruzada entre las señales dos señales de referencia capturadas.	101
44. Arreglo Experimental del sistema de interrogación de una FBG mediante dos longitudes de onda. Donde, ADC: tarjeta de conversión análogo - digital, Cir.: circulador óptico, C3, 4, y 5: acopladores direccionales, A: preamplificadores.	102
45. Trazos de OTDR de correlación para los dos canales de detección: donde el trazo en color negro representa el canal 1, y el trazo en color rojo el canal 2.	103
46. Ejemplo del método propuesto para interrogar con dos longitudes de onda una FBG para la detección lineal de temperatura.	104
47. Arreglo experimental utilizado para las mediciones de temperatura.	105
48. Perfil del espectro de reflectancia de la FBG como función de la temperatura aplicada, para los canales de detección 1 (rombos) y 2 (triángulos). . .	106
49. Amplitud de correlación en los canales de detección 1 y 2 como función de la temperatura aplicada a la FBG, vista en 3 dimensiones con dos diferentes perspectivas (a) y (b).	107
50. (a)Razón entre la amplitud de correlación de los dos canales de detección como función de la temperatura aplicada a la FBG, y (b) resultados de la estimación para la resolución en temperatura del sensor.	108
51. Arreglo experimental del reflectómetro óptico de correlación con dos canales de detección para la demodulación pasiva en cuadratura de un interferómetro Fabry-Pérot a través de la iluminación con dos láseres DFB para realizar mediciones de cambios de temperatura.	112

52. Trazos de correlación cruzada de la fibra óptica con un interferómetro Fabry-Pérot de 13.1 cm localizado a 800 m, para los canales de detección 1 (línea sólida) y 2 (línea discontinua).	114
53. (a) Amplitud de correlación en los canales 1 (luz de prueba con λ_1 - círculos) y 2 (luz de prueba con λ_2 - triángulos) de la respuesta del interferómetro para cada longitud de onda como función de la temperatura. (b) Patrón circular de Lissajous que ilustra la condición de cuadratura entre los canales 1 y 2.	115
54. Dependencia de la fase interferométrica como función de la temperatura. Los cuadros representan resultados experimentales, y la línea continua representa el ajuste lineal.	116
55. (a) Amplitud de correlación de las señales adquiridas durante las variaciones de temperatura aplicadas al interferómetro (línea continua - canal 1, línea discontinua - canal 2), (b) patrón de Lissajous de los datos en (a), y (c) cambios de fase demodulados pasivamente aplicando el algoritmo de arcotangente a los datos de (a).	117
56. Resolución de temperatura del sistema interferométrico propuesto.	118
57. Arreglo experimental para la obtención de dos señales de referencia generadas a partir del ruido de fase de un diodo láser DFB en configuración con un modulador acusto óptico. Donde: AOM - modulador acusto óptico, EDFA - Amplificador de fibra dopada con Erblio, WDM - multiplexor por división de longitud de onda, PD1 y PD2 - fotodetectores, A - preamplificadores, C1, 2 y 3 - acopladores ópticos con diferente razón de división, ADC - tarjeta de conversión análogo a digital.	121
58. Series de tiempo de las señales de referencia con un retraso temporal entre ellas mayor a 20 μ s: (a) referencia 1 y (b) referencia 2. (c) Función de autocorrelación de las señales de referencia 1 (línea continua en color negro) y 2 (línea discontinua en color azul), y correlación cruzada entre ambas señales (línea continua en color rojo). (d) Función de correlación cruzada entre ambas señales de referencia para un tiempo de captura de las señales mayor al retardo temporal introducido por los 5km de fibra. . .	122
59. Arreglo experimental propuesto para la multiplexión e interrogación lineal de interferómetros mediante dos canales de detección.	123
60. Trazo de correlación cruzada de la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot para cada canal de detección: canal 1 - línea continua en color negro, y canal 2 - línea discontinua en color azul.	124
61. Respuesta del interferómetro para un incremento de temperatura (a) y, (b) figura de Lissajous de los datos de (a). (c) respuesta del interferómetro para un incremento y decremento de la temperatura aplicada y, (d) patrón de Lissajous de los datos de (c).	125

62. Fase interferométrica demodulada pasivamente utilizando el algoritmo arcotangente para los casos en que se aplica: (a) un incremento en la temperatura y, (b) un incremento y decremento en temperatura.	127
63. Trazo de correlación cruzada para los dos canales de detección de una fibra óptica de 700 m con un arreglo en línea de 14 interferómetros Fabry-Pérot. Canal 1 - línea continua y, Canal 2 - línea discontinua.	127
64. Arreglo experimental del sensor distribuido basado en reflectometría de correlación sensible a la fase óptica.	131
65. Espectro de la luz retroesparcida por 5.8 km de fibra óptica para cuando se tiene: (a) un nivel bajo de potencia acoplada a la fibra óptica, y (b) una potencia óptica intensa acoplada a la fibra.	133
66. (a) Espectro de la luz de prueba a la salida del EDFA (línea sólida), y espectro de la luz a la salida del WDM (línea discontinua). (b) Espectro de la luz retroesparcida por los 5.8 km de fibra óptica después de pasar a través del WDM.	134
67. Arreglo experimental del sensor distribuido con amplificación óptica localizada después de la fibra óptica de detección.	134
68. Trazos promediados (256 realizaciones) de ϕ -OTDR de correlación para condiciones ambientales estables.	135
69. Trazos promediados (256 realizaciones) de ϕ -OTDR de correlación para condiciones ambientales estables.	137
70. (a) Serie de tiempo de una realización capturada para la señal de referencia, y (b) su función de autocorrelación.	138
71. Diagrama esquemático del arreglo de los 5.8 km de fibra óptica para detección distribuida.	138
72. Trazos de correlación de retroesparcimiento Rayleigh de 5.8 km de fibra óptica bajo condiciones ambientales estables, obtenidos con; (a) luz láser con longitud de onda estable, y (b) un barrido en longitud de onda de la luz láser.	139
73. Trazo de ϕ -OTDR de correlación de 5.8 km de fibra óptica para el caso en el que se ha inducido una perturbación dinámica en los primeros 800 m de la fibra.	140
74. Esquema experimental de los 890 m de fibra óptica para las pruebas experimentales de detección distribuida de temperatura.	141
75. (a) Trazos de ϕ -OTDR de correlación con una perturbación en temperatura aplicada en una sección de 40 m a una distancia de 780 m, y (b) localización de la perturbación mediante la resta entre trazas.	142
76. Detección de cambios de temperatura mediante el método de resta entre trazas ϕ -OTDR para diferente número de realizaciones promediadas (a) 64, (b) 128, (c) 256, y (d) 512.	143

77. Gráfica de tipo cascada para una fibra óptica de 890 m de longitud; (a) amplitud de correlación cruzada de la luz retroesparcida de Rayleigh, (b) amplitud de correlación resultante de la sustracción entre trazos de ϕ -OTDR. La amplitud de correlación está representada en pseudocolores. . . 144
78. Dependencia de la amplitud de correlación cruzada medida para 3 diferentes posiciones a lo largo de la fibra de detección (760, 789 y 810), y para una posición situada fuera de la longitud de la fibra, dentro del trazo de ϕ -OTDR de correlación. 145
79. Trazos de ϕ -OTDR para: una temperatura inicial (T_0) de alrededor de 25 °C - traza color negro, y una temperatura final de $T_0 + \Delta T$. Donde $\Delta T \ll 0.1^\circ\text{C}$ 146

Capítulo 1. Introducción

Después de 1966, cuando Charles Kao prevé la posibilidad de fabricar una guía de onda óptica con una atenuación sustancialmente baja (Kao y Hockham, 1966). Las fibras ópticas han estado bajo intensas investigaciones y han sido aplicadas en varios campos de la investigación. Además de sus pérdidas ultra bajas, las fibras ópticas como un medio para transmitir información demuestran otras ventajas, como un amplio ancho de banda, inmunidad a interferencia electromagnética, entre otras. Todas las ventajas intrínsecas que presentan las fibras ópticas las hacen también un medio ideal para el sensado de perturbaciones externas, especialmente en ambientes hostiles. Hoy en día, los sensores de fibra óptica están siendo ampliamente utilizados en los campos de la ingeniería civil y estructural, ingeniería geotécnica, industria energética, vigilancia militar, por decir algunos (Inaudi y Glisic, 2006).

Los sensores de fibra óptica se pueden clasificar libremente entre sensores puntuales y sensores distribuidos. Los sensores puntuales, como las rejillas de Bragg en fibras ópticas (FBG), miden variaciones ambientales solo en su precisa ubicación. La gran mayoría de estos sensores son del tipo interferométrico, por lo tanto, demuestran altas sensibilidades. Desafortunadamente, estos sistemas presentan ambigüedades intrínsecas asociadas con su función de transferencia cosenoidal. Sin embargo, para hacer que la detección interferométrica sea práctica, deben de utilizarse técnicas para linealizar su respuesta y superar estos problemas (Rivera *et al.*, 2013).

Utilizando técnicas como la multiplexión por división de tiempo (TDM), por división de longitud de onda (WDM), o por división de frecuencia (FDM), es posible adquirir información de arreglos de varios sensores puntuales para medir el parámetro (o los parámetros) de interés dentro de un amplio rango de detección. Generalmente, estas técnicas son aplicables a un extenso rango de diferentes sensores puntuales, principalmente asociadas a rejillas de Bragg (Shlyagin *et al.*, 1999) e interferómetros (Dandridge y Kirkendall, 2002).

En sensores distribuidos, toda la longitud de una fibra óptica actúa como un medio de detección para realizar mediciones continuas en tiempo y espacio. La profunda comprensión del fenómeno de esparcimiento en fibras ópticas, en conjunto con el desarrollo de técnicas avanzadas para medir la respuesta de la fibra al impulso, como

reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR), en el dominio de la frecuencia (OFDR), y en el dominio de correlación (C-OTDR), han permitido el desarrollo de diferentes tipos de sensores distribuidos. La mayoría de estos sistemas se basan en la detección de esparcimiento Rayleigh, Brillouin o Raman. Los sistemas distribuidos basados en esparcimiento Brillouin y Raman proporcionan los esquemas más atractivos para mediciones de variables físicas como temperatura y tensión. Estos tipos de sensores ofrecen resoluciones espaciales de alrededor de metros o submetros en un rango de detección de varias decenas de kilómetros.

La técnica de OTDR sensible a la fase (ϕ -OTDR) utiliza esparcimiento Rayleigh de pulsos de luz coherente en una fibra óptica. Esta técnica es ampliamente utilizada para la detección distribuida de vibraciones (Juarez y Taylor, 2005). Sistemas convencionales descritos en la literatura permiten la detección de vibraciones de hasta 1 kHz con una resolución espacial de aproximadamente 5 m (Lu *et al.*, 2010). Sin embargo, el rango de detección se encuentra limitado por la potencia de los pulsos de entrada, aproximadamente menos de 50 km (Juarez *et al.*, 2005). Esta limitación se debe a la aparición de una serie de efectos no lineales (Izumita *et al.*, 1994b; Martins *et al.*, 2013b).

En reflectometría óptica, existen técnicas que utilizan señales ópticas de prueba con longitudes temporales bastante amplias para mejorar el rango dinámico alcanzado por un sistema OTDR pulsado, sin tener que sacrificar la resolución espacial del sistema. Dichas técnicas son OFDR (Eickhoff y Ulrich, 1981a; Uttam y Culshaw, 1985) y C-OTDR (Nazarathy *et al.*, 1989). Estas dos técnicas pueden ser utilizadas para la detección distribuida de perturbaciones dinámicas.

Recientemente, la técnica de C-OTDR ha demostrado resoluciones espaciales del orden de centímetros (de 2 - 8 cm) con un rango de detección de varias decenas de kilómetros (Wang *et al.*, 2008, 2015). Sin embargo, la longitud de coherencia de las fuentes de luz aquí utilizadas no es suficiente para detección interferométrica.

En trabajos previos realizados por el grupo de investigación del laboratorio de "sensores distribuidos de fibra óptica" del CICESE, se presentó un método de reflectometría óptica de correlación, capaz de interrogar arreglos multiplexados de sensores de rejillas de Bragg de muy baja reflectancia (0.005 %) (Shlyagin y Arias, 2011). Poste-

riormente, resultados iniciales para la detección interferométrica de perturbaciones dinámicas utilizando arreglos de rejillas de Bragg fueron presentados (Shlyagin *et al.*, 2014). Recientemente, en el trabajo (Arias *et al.*, 2015) se propuso y demostró experimentalmente un enfoque simple para reflectometría óptica sensible a la fase basada en el método de correlación (C-OTDR). Los resultados experimentales presentados mostraron la prueba de concepto utilizando un arreglo de rejillas de Bragg de muy baja reflectancia, como reflectores débiles. Estos resultados, indican que el sistema puede ser adecuado para la detección distribuida de perturbaciones dinámicas a lo largo de una fibra óptica.

En este trabajo de tesis se presenta un estudio para el desarrollo de sensores de fibra óptica multiplexados y distribuidos utilizando uno y dos canales de detección. Los sensores aquí descritos, se basan en el método de reflectometría de correlación que utiliza una señal óptica de prueba generada por el alto ruido de fase de la luz emitida por un láser DFB de semiconductor (Arias *et al.*, 2015). Aquí, se presenta una descripción detallada del método propuesto, el cual, utiliza como fuentes de luz uno y/o dos láseres DFB de semiconductor en un régimen de operación de onda continua (CW). Las fuentes ópticas utilizadas no necesitan de ninguna modulación externa para generar las señales ópticas de prueba. Discutimos el principio de funcionamiento de los sistemas propuestos. Así como también, los problemas y limitaciones que son atacados al implementar dos canales de detección para interrogar sensores de rejillas de Bragg (FBGs), interferómetros o toda la longitud de una fibra óptica. Son presentados los resultados obtenidos, cuales demuestran la funcionalidad de los sistemas propuestos.

1.1. Objetivo de la tesis

El objetivo general que plantea este trabajo de tesis es el investigar y desarrollar métodos que nos permitan llevar acabo un sensado del tipo multiplexado y/o distribuido basado en reflectometría óptica de correlación con uno y dos canales de detección para la localización, detección y medición de parámetros estáticos y/o dinámicos.

De una manera más específica, este trabajo de tesis se enfoca en cumplir los si-

guientes objetivos particulares:

- Investigar la posibilidad de distinguir y demultiplexar señales ópticas de prueba de longitudes de onda muy cercanas generadas por el alto ruido de fase de láseres DFB de semiconductor.
- Investigar y encontrar métodos para interrogar rejillas de Bragg (FBGs) e interferómetros mediante dos longitudes de onda (o frecuencias ópticas) distintas, los cuales, con dos canales de detección nos permitan realizar mediciones de cambios de temperatura y/o vibraciones de manera lineal.
- Desarrollar un método para generar dos señales interferométricas en cuadratura estables, utilizando un sólo láser.
- Investigar y desarrollar un método para realizar detección distribuida utilizando efectos coherentes de retroesparcimiento Rayleigh en una fibra óptica.
- Evaluar los parámetros alcanzables (sensibilidad, resolución y rango dinámico), ventajas y limitaciones de las configuraciones propuestas.

1.2. Estructura de la tesis

El contenido de esta tesis está organizado de la siguiente manera:

El capítulo 2 presenta los diferentes efectos ópticos dentro de las fibras, los cuales son importantes para entender el principio de funcionamiento de un sensor de fibra óptica. Se describen el efecto termo óptico y de expansión térmica, el efecto elasto óptico, así como los procesos espontáneos del esparcimiento de la luz, es decir, Rayleigh, Brillouin y Raman, son descritos. Posteriormente, se introduce el concepto de interferometría óptica y su principio de funcionamiento para el desarrollo de sensores de fibra. En la última sección, se describe el concepto de rejilla de Bragg en una fibra óptica (FBG), así como también, se presentan algunas características que las hacen útiles para el desarrollo de sensores de fibra, como lo es su dependencia con la temperatura y la tensión.

El capítulo 3 introduce al lector el concepto de sensores de fibra óptica multiplexados y distribuidos. En particular, se presentan y describen los diferentes métodos utilizados para la multiplexión e interrogación de los sensores, como lo son, multiplexión por división de longitud de onda (WDM), por división de tiempo (TDM), y por división de frecuencia (FDM). Posteriormente, se describe a detalle la técnica de reflectometría óptica en los dominios del tiempo (OTDR), frecuencia (OFDR), y correlación (C-OTDR), como principio de interrogación para sensores distribuidos. Además, se discuten sus parámetros alcanzables. Así como también, se presentan diferentes configuraciones de sensores distribuidos, cuales se basan en la detección de retroesparcimiento Rayleigh, Brillouin y Raman.

El capítulo 4 presenta un análisis de la técnica de reflectometría óptica de correlación con señal de prueba generada a partir del ruido de fase de un diodo láser DFB. Así como también, se describe su principio de operación. En particular, se presentan algunos aspectos teóricos y matemáticos relacionados con el ruido de fase de la luz láser útil para la generación de la señal óptica de prueba. Después, se describe y analiza su implementación en reflectometría óptica de correlación. Además, se presenta un estudio de los ruidos presentes en el sistema reflectométrico que afectan su rango dinámico y sensibilidad.

El capítulo 5 está dedicado a presentar un estudio sobre el reflectómetro óptico de correlación para la multiplexión e interrogación de rejillas de Bragg (FBG) e interferómetros como sensores, implementando uno y dos canales de detección. Este capítulo se divide en dos secciones. La primera sección analiza la configuración del reflectómetro de correlación con un solo canal de detección. Aquí, se presenta y describe su funcionamiento como un sensor multiplexado de índice de refracción (RI), a través de la factibilidad de combinar OTDR de correlación y reflectometría óptica coherente en el dominio de la frecuencia (COFDR). Se presentan también los resultados obtenidos.

La segunda sección del capítulo 5 analiza la configuración del reflectómetro de correlación con dos canales de detección. Primero, se propone y describe la implementación del reflectómetro en una configuración con dos láseres DFB de diferente longitud de onda, para interrogar sensores formados por FBGs. Aquí, se presentan algunos experimentos desarrollados con el fin de demultiplexar mediante funciones de correlación señales ópticas de prueba generadas por el ruido de fase de diferentes láseres

. Después, se describen las pruebas experimentales realizadas para monitorear, con dos longitudes de onda, cambios de temperatura aplicados a una FBG, presentándose los resultados obtenidos. Posteriormente, se presenta la configuración experimental del reflectómetro de correlación para implementar detección interferométrica en cuadratura. Primero se explica el método de demodulación y el algoritmo utilizado para extraer la fase de forma pasiva, así como también su justificación. Para la obtención de las señales interferométricas en cuadratura, son propuestas dos configuraciones experimentales, una de ellas utiliza dos láseres DFB, mientras que la segunda, utiliza un láser DFB y un modulador acusto óptico (AOM). En la configuración con el AOM, se explica y demuestra experimentalmente, la generación de diferentes señales ópticas de prueba a partir del ruido de fase de un mismo láser DFB de semiconductor. Finalmente, se presentan las mediciones de temperatura realizadas con cada una de estas configuraciones, presentándose los resultados experimentales obtenidos con un solo sensor interferométrico y con un arreglo de 14 de ellos.

El capítulo 6 está dedicado a la investigación del reflectómetro de correlación con sensibilidad a la fase óptica para su aplicación como sensor distribuido. Primero, se presentan una serie de experimentos preliminares, para buscar una configuración óptima del reflectómetro con sensibilidad a la fase y evitar efectos no lineales en la fibra. Se presentan los primeros trazos experimentales de ϕ -OTDR de correlación, los cuales, demuestran la detección de vibraciones. Después, se presenta un análisis experimental sobre la influencia del ruido de tipo Cross-talk, cual afecta la estabilidad de la respuesta del sensor. Posteriormente, se presenta una configuración experimental óptima para la detección de cambios de temperatura. Los resultados experimentales obtenidos son presentados y discutidos.

Finalmente, en el capítulo 7 se presentan las conclusiones y los principales logros de este trabajo de investigación, así como también algunas perspectivas sobre el posible trabajo futuro.

Capítulo 2. Conceptos básicos

Desde ya hace varias décadas los sensores de fibra óptica han llamado la atención de científicos e ingenieros debido a sus numerosas ventajas sobre sensores convencionales, como por ejemplo, la inmunidad a interferencia electromagnética, la posibilidad de poder emplearlos en un ambiente explosivo debido a la ausencia de una corriente eléctrica, una alta capacidad de multiplexión. Otra gran ventaja es que los sensores de fibra óptica tienen la capacidad de realizar mediciones de forma distribuida a lo largo de varios kilómetros de longitud (Dakin y Culshaw, 1988). Por el momento existe una literatura muy amplia sobre sensores de fibra óptica de diferentes tipos y para diferentes propósitos (Zujie *et al.*, 2012).

El principio de funcionamiento de un sensor de fibra óptica es muy sencillo. Un haz de luz se propaga a través de una fibra óptica, en algunos puntos a lo largo de la fibra perturbaciones externas pueden afectar las propiedades de la fibra y por medio de estos cambiar las características de la luz, tales como amplitud, polarización, fase o frecuencia (longitud de onda). Al detectar los cambios en los parámetros de la luz se puede determinar la magnitud de la perturbación externa (tensión, temperatura, presión, deformación, etc.). Es posible considerar dichas perturbaciones como señales que están modulando las características de la fibra óptica en diferentes posiciones a lo largo de esta. Existen técnicas especiales para la discriminación de señales originadas en diferentes posiciones y utilizando estas técnicas es posible el desarrollo de sensores distribuidos o cuasi-distribuidos. De esta manera es posible medir perturbaciones externas en localizaciones (posiciones o puntos) múltiples a lo largo de la fibra (en forma discreta o continua) y realizar mediciones de la distribución de las perturbaciones y sus magnitudes a lo largo de la fibra óptica.

2.1. Efectos ópticos en fibra ópticas útiles para el desarrollo de sensores

Los efectos ópticos que son útiles para el desarrollo de sensores de fibra óptica se pueden separar en dos grupos. En el primero de ellos, se encuentran los efectos que se utilizan para la modulación causada por la influencia de alguna perturbación externa del haz de luz que se propaga por la fibra óptica. Las propiedades de la fibra óptica son muy sensibles, por ejemplo, a cambios de temperatura (expansión térmica

y efecto termo óptico) y a deformaciones (efecto elasto óptico). Estos efectos resultan en cambios de amplitud, fase, polarización o en cambios en el espectro de reflexión o transmitancia de la fibra óptica que contiene en el núcleo estructuras del tipo rejillas o interferómetros modales. El otro grupo de efectos de interés para el desarrollo de sensores, son los efectos de esparcimiento inelástico de la luz, es decir, los parámetros de los componentes Stokes y Anti-Stokes de esparcimiento Raman y Brillouin. Estos parámetros de la luz pueden modularse en amplitud (Anti-Stokes) por temperatura para el caso Raman, y en un desplazamiento en frecuencia de las líneas Stokes y anti-Stokes para el efecto Brillouin.

2.1.1. Expansión térmica y efecto termo óptico

La dependencia de temperatura de las propiedades ópticas de los materiales es de gran importancia en el diseño de dispositivos optoelectrónicos. En particular, una variación de temperatura es usualmente acompañada por una apreciable modificación en el índice de refracción, debido al efecto termo óptico. Este efecto ha sido utilizado ampliamente en la tecnología de sensores para la realización de una gran variedad de dispositivos (Cocorullo *et al.*, 1998). Los efectos de temperatura producen cambios en las características de la fibra óptica, estos son conocidos como; expansión térmica y efecto termo óptico. El primero se presenta casi en todos los materiales y se describe como:

$$\Delta L = \alpha L \Delta T, \quad (1)$$

donde L es la longitud de la fibra bajo observación, ΔT es el cambio en temperatura y α es el coeficiente de expansión lineal térmico. Para fibras ópticas de sílice, $\alpha = 0.55 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (Clark, 1996). El segundo, es el efecto de la temperatura en el índice de refracción efectivo de la fibra óptica (Δn_{eff}) descrito como:

$$\Delta n_{eff} = \gamma n_{eff} \Delta T, \quad (2)$$

cual se atribuye principalmente al efecto termo-óptico del sílice, medido como $\frac{\partial n}{n \partial T}$, con un efecto insignificante por parte de la guía de onda. El coeficiente termo óptico del material compuesto (fibra óptica de sílice dopada con germanio) es de alrededor de $\gamma = 9.2 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (Chang *et al.*, 2000), cual es de aproximadamente un orden de

magnitud mayor que el efecto de expansión térmica. Por lo tanto, la fase de la luz ($\phi = n_{eff} kL$) es modulada por el cambio en temperatura como:

$$\Delta\phi = (\alpha + \gamma) n_{eff} k L \Delta T, \quad (3)$$

donde, k es el número de onda y esta dado por $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Un cambio de fase inducido por el efecto termo-óptico en una fibra óptica estándar con índice de refracción de 1.447 y una $\lambda = 1500$ nm, es de $\Delta\phi = 41.5 \text{ rad} \frac{L \cdot \Delta T}{m \cdot ^\circ C}$.

2.1.2. Efecto elasto óptico

El efecto elasto óptico en una fibra óptica se entiende como el cambio en el índice de refracción debido a una deformación del material. A través del efecto elasto óptico, una tensión aplicada a la fibra induce un cambio en el índice de refracción del vidrio, el cual resulta en un cambio de fase de la luz que se propaga en la fibra. Una técnica para medir este efecto utiliza un interferómetro que transforma los cambios de la fase de la luz que se propaga en la fibra en variaciones en intensidad.

La sensibilidad de la fase óptica a la presión aplicada en una fibra óptica está definida como $\Delta\phi/\phi\Delta P$, donde $\Delta\phi$ es el cambio en la fase ϕ debido a un cambio en la presión ΔP . Si un cambio de presión dado ΔP resulta en una deformación a lo largo del eje longitudinal ϵ_z del núcleo de la fibra y en una deformación radial ϵ_r , esto puede expresarse (Giallorenzi *et al.*, 1982) como:

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \epsilon_z - \frac{n^2}{2} [(P_{11} + P_{12})\epsilon_r + P_{12} \epsilon_z], \quad (4)$$

donde P_{11} y P_{12} son los coeficientes Pockel's del tensor óptico de deformaciones (o co-eficiente elasto-óptico), y n es el índice de refracción del núcleo de la fibra. El primer término en la ecuación 4 es la parte de $\Delta\phi/\phi\Delta P$ cual se debe al cambio en la longitud de la fibra, mientras que el segundo, y tercer término, son los componentes debidos a la modulación del índice de refracción del núcleo de la fibra, cuales están relacionados con el efecto elasto-óptico (Hughes y Jarzynski, 1980). El cambio en el índice de refracción relacionado con la tensión radial ϵ_r suele ser demasiado pequeño en com-

paración la contribución de la deformación axial ϵ_z . Por lo tanto, podemos ignorar la tensión radial en la fibra ϵ_r , quedando el factor de corrección elasto-óptico ξ dado por (Giallorenzi *et al.*, 1982) de la siguiente manera:

$$\xi = 1 - \frac{1}{2} n^2 P_{12} \approx 0.71, \quad (5)$$

donde para el sílice el coeficiente Pockel's del tensor óptico de deformación es $P_{12} = 0.27$ (Giallorenzi *et al.*, 1982). Ahora, enfocándonos en el acoplamiento mecánico deseado en el transductor, la ecuación 4 se reduce a

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \xi\epsilon_z, \quad (6)$$

y como la fase óptica está dada por $\phi = \frac{2\pi nL}{\lambda}$, podemos reescribir la ecuación 6 de la siguiente manera

$$\Delta\phi = \frac{2\pi nL \xi \epsilon_z}{\lambda}, \quad (7)$$

donde L es la longitud de la fibra y λ es la longitud de onda de la luz. Un ejemplo para una longitud de fibra óptica de 1 m, y una deformación longitudinal ϵ_z de $1\mu\epsilon$, utilizando una λ de 1500 nm nos arroja un cambio de fase $\Delta\phi$ de 4.6 rad. El cambio en el retraso de fase es directamente proporcional a la tensión en la fibra (Kirkendall y Dandridge, 2004).

2.1.3. Esparcimiento inelástico de la luz en fibras ópticas (Raman y Brillouin)

El esparcimiento de la luz surge de las variaciones microscópicas o macroscópicas en la densidad, composición o estructura del material a través del cual se propaga la luz. Es decir, cuando una onda de luz se propaga en un medio, interactúa con los átomos y moléculas que lo conforman. El campo eléctrico de la luz induce un dipolo de polarización dependiente del tiempo. El dipolo inducido genera una onda electromagnética secundaria, a este fenómeno se le conoce como esparcimiento de luz (Xiaoyi y Liang, 2012). La mayor parte de la luz esparcida es de la misma frecuencia que la luz incidente, es decir, la energía de los fotones esparcidos es la misma que la de los fotones incidentes. Este fenómeno es conocido como esparcimiento elástico (Rayleigh).

Sin embargo, el espectro de la luz esparcida también contiene nuevas frecuencias, el hecho de que los fotones esparcidos presenten un cambio en frecuencia con respecto a la luz incidente, implica un cambio de energía el cual ha tenido lugar entre el medio de transmisión y la luz que viaja a través del mismo. A este fenómeno se le conoce como esparcimiento inelástico. Los dos procesos inelásticos más importantes para aplicaciones en sensores de fibra óptica son esparcimiento de Brillouin y Raman. En circunstancias generales, el espectro de la luz esparcida tiene la forma mostrada en la figura 1, en la que los componentes Raman, Brillouin y Rayleigh se encuentran presentes.

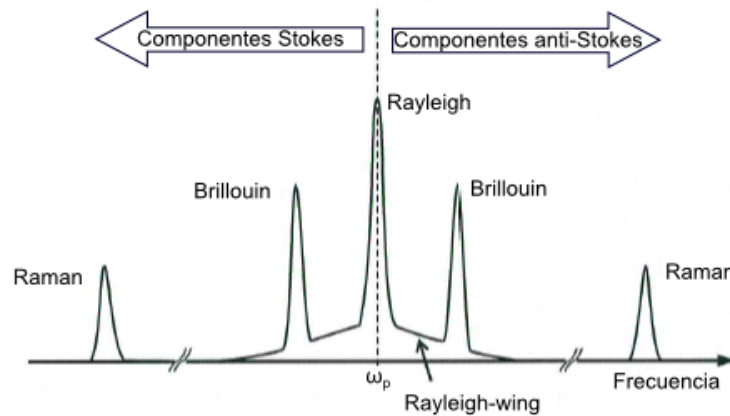


Figura 1. Espectro de frecuencias típico de esparcimiento espontáneo de la luz en fibras ópticas.

En la figura 1, las líneas que se observan a ambos lados del pico Rayleigh son líneas Brillouin y Raman. Los picos del lado izquierdo con un desplazamiento descendente en frecuencia son conocidos como componentes Stokes, mientras que de lado derecho con un desplazamiento ascendente en frecuencia son conocidos como componentes anti-Stokes.

2.1.3.1. Esparcimiento Raman espontáneo

Esparcimiento Raman espontáneo se refiere a la interacción de la luz con oscilaciones moleculares del medio, excitadas térmicamente, donde la energía de los fotones incidentes puede excitar modos vibracionales de las moléculas, produciendo fotones esparcidos con diferente energía (de menor y mayor frecuencia) a la de los fotones

incidentes, debido a los diferentes niveles de energía de las transiciones vibracionales del medio, este efecto fue descubierto en 1928 por C. V. Raman. En el espectro de esparcimiento Raman, cada uno de los componentes del vidrio, es decir, SiO_2 , GeO_2 , etc. tienen su propia contribución en términos del número y localización de los picos, y su intensidad. El sílice (SiO_2) y el germanio (GeO_2) muestran un pico en su espectro Raman alrededor de 440 cm^{-1} (13 THz). Por lo tanto, el espectro de esparcimiento Raman de la fibra óptica depende de su composición. La figura 2 muestra el espectro de retroesparcimiento de una fibra óptica monomodo y una multimodo.

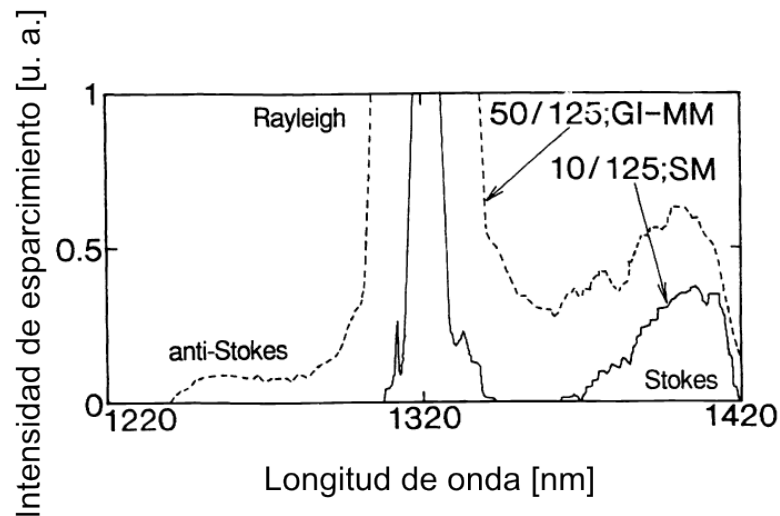


Figura 2. Espectro de retroesparcimiento de una fibra óptica monomodo (línea sólida) y multimodo (línea segmentada), (Shiota y Wada, 1992).

La banda conocida como anti-Stokes, puede emerger en presencia de modos vibracionales excitados térmicamente, ya que la intensidad de esparcimiento Raman depende del número promedio de estos modos activados térmicamente, que se rigen por la distribución Bose-Einstein (Thévenaz, 2011). Una característica importante de esparcimiento Raman es que pueden ser obtenidos valores confiables de temperatura mediante la medición de la razón entre los componentes anti Stokes y Stokes de la luz esparcida. Esta razón no se ve afectada por cambios en la potencia emitida por la fuente de luz, o por cambios en la geometría de la fibra, las cuales, solo alteran las intensidades absolutas. Por lo tanto, mediante el monitoreo de las líneas Stokes y anti Stokes se pueden realizar mediciones confiables de temperatura absoluta, ya que la intensidad de la banda anti Stokes depende de la temperatura, mientras que la banda Stokes es prácticamente independiente de ésta. La dependencia de la intensidad

del esparcimiento de los componentes Raman anti Stokes (I_{AS}) y Stokes (I_S) con la temperatura (T) está dada por (Bolognini y Hartog, 2013)

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = \frac{K_{AS}}{K_S} \cdot \exp\left(-\frac{h\Delta\nu}{kT}\right), \quad (8)$$

donde h es la constante de Planck, k es la constante de Boltzman, T es la temperatura absoluta, $\Delta\nu$ es el desplazamiento Raman en frecuencia (en fibras ópticas convencionales para telecomunicaciones, $\Delta\nu$ es de alrededor de los 13 THz), K_{AS} y K_S son constantes cuales representan la eficiencia de esparcimiento y las pérdidas sufridas por cada señal en el sistema óptico. La principal dificultad en los sensores de temperatura basados en esparcimiento Raman es su bajo coeficiente de esparcimiento, el cual, es de alrededor de tres órdenes de magnitud más débil que esparcimiento Rayleigh. Por lo tanto, se necesita de altas potencias de entrada y de tiempos de promediación muy largos (del rango de minutos) para su implementación en un sistema de detección de temperatura.

2.1.3.2. Esparcimiento Brillouin espontáneo

El esparcimiento Brillouin se refiere al esparcimiento de una onda de luz por una onda acústica debido a una interacción inelástica con fonones acústicos del medio (Bao *et al.*, 1994). El esparcimiento Brillouin produce un desplazamiento en frecuencia de la luz tanto descendente (Stokes) como ascendente (anti Stokes). Este cambio en frecuencia está dado por (Horiguchi *et al.*, 1995):

$$\nu_B = \frac{\omega_B}{2\pi} = \frac{2n\nu_a}{\lambda}, \quad (9)$$

donde ν_B es el desplazamiento Brillouin en frecuencia, ω_B es el desplazamiento en frecuencia angular, n es el índice de refracción de la fibra, ν_a es la velocidad acústica longitudinal para la fibra, y λ es la longitud de onda de la luz láser. El aspecto más interesante de esparcimiento Brillouin para aplicaciones en sensores de fibra óptica, reside en el cambio del desplazamiento Brillouin en frecuencia como respuesta a variaciones ambientales locales (temperatura y tensión), siendo este el resultado del cambio de la velocidad acústica de acuerdo a la variación en la densidad del sílice, proporcionando un mecanismo para medir de forma distribuida temperatura y tensión

a lo largo de una fibra. El valor típico del cambio en frecuencia Brillouin en fibras óptica es de 10.8 GHz para una longitud de onda de 1550 nm considerando una velocidad acústica en el sílice de $v_a = 5900$ m/s (Thévenaz, 2011) y un índice de refracción de $n = 1.46$. Diferentes esquemas han sido propuestos para el desarrollo de sensores de fibra óptica basados en esparcimiento Brillouin espontáneo, debido a que el desplazamiento Brillouin en frecuencia aumenta linealmente con la tensión (longitudinal) y temperatura. El cambio de la frecuencia Brillouin ($\Delta\nu_B$) debido al cambio en temperatura (ΔT) y a una deformación axial externa ($\Delta\epsilon$) para una fibra óptica, se puede expresar de la siguiente manera (Parker *et al.*, 1997)

$$\Delta\nu_B = C_T\Delta T + C_\epsilon\Delta\epsilon, \quad (10)$$

donde C_T (1.07 MHz/°C), y C_ϵ (0.048 MHz/ $\mu\epsilon$) son los coeficientes de temperatura y deformación para fibras SMF-28 (Maughan *et al.*, 2001b), valores ligeramente diferentes han sido reportados en la literatura debido principalmente a la tensión inducida térmicamente en la cubierta plástica de las fibras (Kurashima *et al.*, 1990). Por lo tanto, esparcimiento Brillouin puede ser utilizado para realizar mediciones, tanto de temperatura como de tensión. Sin embargo, resulta complicado el realizar mediciones simultáneas de temperatura y tensión, ya que el cambio en la frecuencia Brillouin es función de ambos parámetros. Los diferentes coeficientes se utilizan para separar los efectos, dependiendo del parámetro que interesa medir.

2.2. Interferometría como técnica para el desarrollo de sensores de fibra óptica

Cuando sometemos una fibra óptica bajo alguna perturbación externa, las propiedades ópticas del material, como se explicó anteriormente, se ven modificadas debido al efecto termo óptico y/o elasto óptico, produciendo un cambio apreciable en el índice de refracción, lo que resulta en una modulación de la fase de la luz que se propaga a través de la fibra óptica. Esta modulación de fase es detectada de manera interferométrica, comparando la fase de la luz que viaja por la fibra de señal con la luz que viaja por una fibra de referencia. Los sensores de fibra óptica del tipo interferométrico han sido investigados ampliamente para la detección de varios parámetros físicos incluyendo temperatura, tensión, presión, por mencionar algunos. Estos se pueden

clasificar en cuatro tipos de interferómetros utilizados comúnmente en sensores de fibra óptica: Mach-Zehnder, Michelson, Sagnac, y Fabry-Pérot, los cuales se pueden observar en la figura 3.

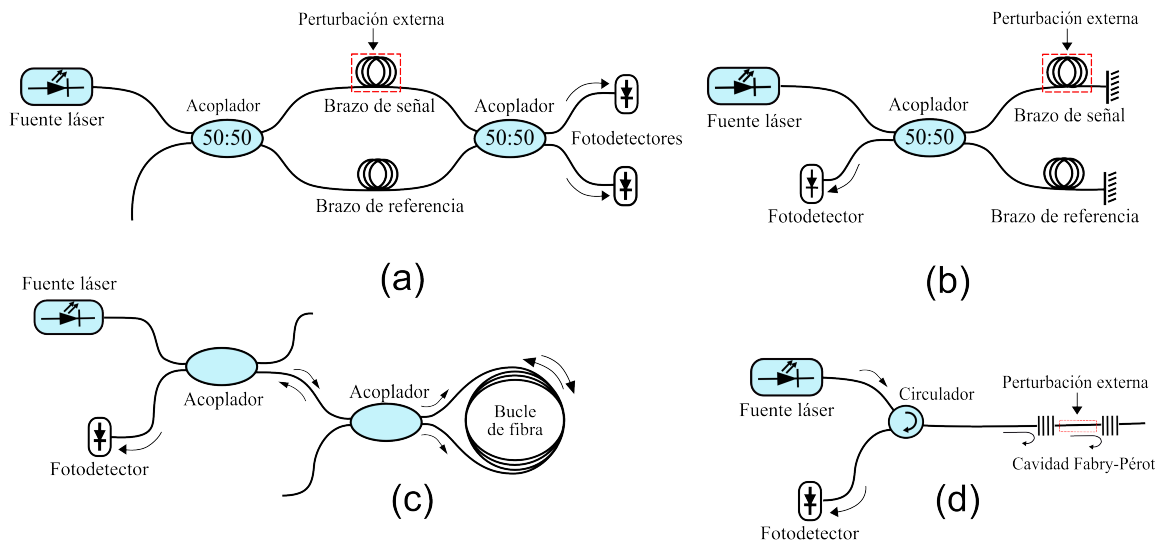


Figura 3. Interferómetros de fibra óptica comúnmente utilizados como sensores: (a) Mach-Zehnder, (b) Michelson, (c) Sagnac, y (d) Fabry-Pérot.

En la figura 3(a) se muestra un interferómetro de fibra óptica del tipo Mach-Zehnder (MZI)(Jackson *et al.*, 1980a), en esta configuración un haz de luz de una fuente láser es acoplado a una fibra óptica, y su amplitud es dividida por un acoplador direccional (con razón de división 50:50) en dos brazos independientes, brazo de señal y referencia. La luz recombinada a la salida del segundo acoplador contiene el componente de interferencia de acuerdo a la diferencia de caminos ópticos (DCO) entre los dos brazos. Para aplicaciones como sensor, el brazo de referencia se mantiene aislado de variaciones externas, mientras que el brazo de detección se encuentra expuesto a la perturbación. Las variaciones en el brazo de detección inducidas por temperatura, tensión o índice de refracción (RI) cambian la DCO del interferómetro, que puede ser fácilmente detectada mediante el análisis de la variación en la señal de interferencia. En la figura 3(b) se muestra un interferómetro de Michelson, esta configuración es muy similar al esquema MZI. El concepto básico es interferencia entre los haces de los dos brazos, pero cada haz es reflejado por los espejos colocados en el final de cada brazo (Kashyap y Nayar, 1983). Los haces reflejados son recombinados por el acoplador originalmente empleado para dividir en dos el haz de entrada. La sensibilidad de fase del interferómetro de Michelson es dos veces la sensibilidad del interferómetro

Mach-Zehnder, debido a que el haz guiado pasa por el elemento sensor dos veces. En la figura 3(c) se observa un interferómetro de fibra óptica de Sagnac, donde la fibra se encuentra en forma de un lazo cerrado. Por lo tanto, dentro del bucle de fibra dos haces viajan en contra propagación, produciendo interferencia. La mayoría de las variaciones inducidas producen cambios de fase iguales en cada haz, como resultado no hay un cambio de fase en el fotodetector. Sin embargo, valores de medida no recíprocas, tales como velocidad angular producen un cambio de fase, por lo que esta configuración es a menudo empleada como giroscopio [Hervé Lefèvre, 1993]. En la figura 3(d) se muestra un interferómetro del tipo Fabry-Pérot (FPI), el cual, generalmente esta compuesto por dos superficies reflectoras paralelas separadas por una cierta distancia, pudiendo estar construidas por dentro o fuera de la misma fibra. La cavidad local de un FPI intrínseco puede estar formado por varios métodos, ya sea por micromecanizado (Rao *et al.*, 2007; Wei *et al.*, 2008; Ran *et al.*, 2009), rejillas de Bragg (Wang *et al.*, 2007; Wan y Taylor, 2002), ataque químico (Machavaram *et al.*, 2007), o por deposición de película delgada (Morris *et al.*, 2009). Aquí, la interferencia ocurre debido a las superposiciones múltiples de los haces reflejados y transmitidos por las dos superficies paralelas (Pedrotti *et al.*, 2007).

Para entender como un interferómetro de fibra óptica de dos haces puede actuar como un sensor, asumimos que la longitud de coherencia de la luz láser utilizada es mucho mayor que la DCO entre los brazos del interferómetro, es decir, $L_C \gg n(L_R - L_S)$, y la señal en los dos fotodetectores de la figura 3(a) se puede demostrar que esta dada por (Hecht y Zajac, 1998):

$$I_1 = I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S} \cos(\phi_R - \phi_S), \quad (11a)$$

$$I_2 = I_R + I_S - 2\sqrt{I_R I_S} \cos(\phi_R - \phi_S), \quad (11b)$$

donde $I_{R,S}$ es la intensidad óptica, y $\phi_{R,S}$ es el retraso en fase resultante de los caminos de referencia y de señal, respectivamente. Las intensidades ópticas están dadas por las razones de acoplamiento de los acopladores. El retraso de fase (en radianes) de la luz que viaja a través de cada camino de fibra óptica esta dado por:

$$\phi = nkL, \quad (12)$$

donde n es el índice de refracción de la fibra, k es el número de onda ($2\pi/\lambda$), y L es la longitud del camino físico. Pequeñas variaciones en el retraso de fase se encuentran mediante la diferenciación de la ecuación 12:

$$\frac{d\phi}{\phi} = \frac{dL}{L} + \frac{dn}{n} + \frac{dk}{k}, \quad (13)$$

Los dos primeros términos, dL y dn , están relacionados con los cambios físicos en la fibra óptica, que inducen, ya sean variaciones en la longitud o en el índice de refracción, causados por la perturbación a ser medida. El último término, dk , está relacionado con los cambios en longitud de onda o frecuencia óptica de la luz láser. Este término es útil al considerar términos de ruido, como fluctuaciones en la frecuencia óptica del láser (Dandridge *et al.*, 1981), que resultan en ruido de fase, que también es importante al momento de considerar algunos enfoques de demodulación. Para una manipulación matemática más sencilla de la ecuación 11, podemos reescribirla de la siguiente manera:

$$I_{1,2} = \frac{I_0}{2} [1 \pm V \cos(\Delta\phi)] \quad (14)$$

donde I_0 es la potencia óptica promedio ($I_R + I_S$), V es la visibilidad de interferencia, y está dada por $[2\sqrt{I_R I_S} / (I_R + I_S)]$, y $\Delta\phi$ es la diferencia de la fase óptica, $\phi_R - \phi_S$, entre los dos brazos del interferómetro. A pesar de que el cambio en el retraso de la fase tiene una dependencia lineal con la perturbación externa (tensión o temperatura) aplicada a la fibra, el término de fase se encuentra dentro de la función coseno en la ecuación 14, y el coseno tiene una respuesta no lineal. La diferencia en el retraso de fase $\Delta\phi$ en la ecuación 14 podemos separarla en un término de señal $d\phi$ con amplitud ϕ_s y frecuencia ω , y en un término que representa un cambio de fase que varía lentamente ϕ_d . Por lo tanto, la salida del interferómetro representada por la ecuación 14 queda reescrita de la siguiente forma:

$$I_1 = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\phi_d + \phi_s \sin \omega t)], \quad (15a)$$

$$I_2 = \frac{I_0}{2} [1 - \cos(\phi_d + \phi_s \sin \omega t)]. \quad (15b)$$

donde para ambas salidas, $V = 1$. Estas salidas de intensidad son convertidas en corrientes eléctricas mediante un fotodetector. La combinación diferencial de estas

fotocorrientes producen una salida:

$$i = \Re I_0 \cos(\phi_d + \phi_s \sin \omega t), \quad (16)$$

donde $\Re$ representa la responsividad de los fotodetectores en unidades de amperios por vatios. Sin embargo, el procesamiento para recuperar la información de la señal $d\phi$ en presencia de una variación lenta ϕ_d no es una tarea trivial. Derivando la ecuación 16 y utilizando aproximación de ángulos pequeños, y algunas propiedades trigonométricas, podemos obtener:

$$di \sim \Re I_0 \sin(\phi_d) \phi_s \sin(\omega t). \quad (17)$$

Como se puede observar de la ecuación 17, la amplitud de la señal $d\phi$ depende del valor de $\sin \phi_d$. Por lo tanto, como ϕ_d cambia debido a, por ejemplo, algún cambio en temperatura, cuando $\phi_d = m\pi$, es decir, $\sin \phi_d = 0$, la señal se desvanece, mientras que cuando $\phi_d = (2m + 1)\pi/2$, es decir, $\sin \phi_d = \pm 1$, la señal se maximiza (para cambios pequeños de $d\phi$). Este es el llamado problema de "signal fading" en sensores interferométricos. La condición de fase donde, $\phi_d = (2m + 1)\pi/2$, es conocida como punto en cuadratura. La representación de este problema se puede observar en la figura 4.

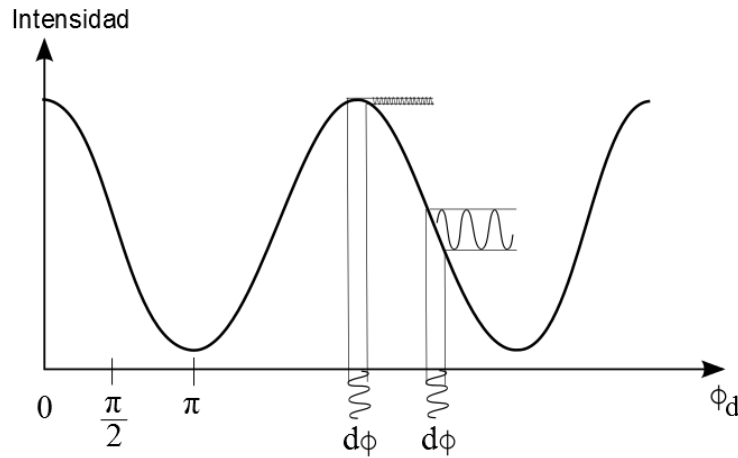


Figura 4. Salida del interferómetro con un término de fase que varía lentamente ϕ_d debido a variaciones ambientales, y un término de señal $d\phi$. El desvanecimiento de la señal se presenta cuando $\phi_d = m\pi$, y cuando $\phi_d = (2m + 1)\pi/2$ proporciona una operación lineal para valores pequeños de $d\phi$.

El problema de extraer información útil de la salida de un interferómetro se complica aún más cuando la suposición de que $d\phi \ll 1$ deja de considerarse, y la forma completa de salida de la ecuación 16 expandida en términos de funciones Bessel debe

de ser considerada, es decir:

$$i = \Re I_0 \left\{ \cos \phi_d \left[J_0(\phi_s) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_s) \cos 2n \omega t \right] + \sin \phi_d \left[2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\phi_s) \sin((2n+1)\omega t) \right] \right\} \quad (18)$$

Sin embargo, para hacer que la detección basada en interferometría sea práctica, se debe usar una técnica para linealizar la respuesta del interferómetro y superar este problema de desvanecimiento de la señal. Esta técnica se conoce como demodulación.

2.2.1. Demodulación

La demodulación ha sido un aspecto importante del estudio y uso eficiente de los sensores interferométricos por algunos años, su propósito es transformar la salida bastante compleja de la ecuación 18, en una señal eléctrica proporcional a la señal diferencial de la fase óptica $\phi_s \sin \omega t$. Demodulación homodina activa y homodina pasiva, son los dos tipos de demodulación comúnmente utilizadas para sensores de fibra óptica del tipo interferométrico.

Demodulación homodina activa, es una técnica bastante simple y una de las primeras en utilizarse, dicha técnica consiste en insertar un modulador de fase dentro del brazo de referencia del interferómetro, y mediante un sistema de retroalimentación activo, estabilizar su punto en cuadratura (Jackson *et al.*, 1980b). El sistema activo homodino de retroalimentación actúa para poner en cero la salida diferencial del detector, que mantiene el interferómetro en cuadratura. Para señales que se encuentran dentro del ancho de banda del lazo de retroalimentación, el servomotor es capaz de realizar un seguimiento de la fase y exhibir un alto rango dinámico. Para señales de mayor frecuencia que se encuentran por fuera del ancho de banda de la retroalimentación, se mantiene una relación lineal para pequeñas perturbaciones sobre el punto en cuadratura. Sin embargo, Para muchas aplicaciones en el mundo real este no es un enfoque práctico, y es utilizado usualmente para pruebas en laboratorio debido a que cada interferómetro necesita su propio sistema de retroalimentación, lo que hace

difícil de implementarlo con sistemas multiplexados.

Demodulación homodina pasiva, permite la interrogación de los interferómetros de forma pasiva y totalmente óptica, es decir, sin utilizar sistemas de retroalimentación ni electrónica en los interferómetros sensores. Algunos enfoques consisten en proporcionar información de la detección codificada en una señal portadora. Estos enfoques modulan directamente la fuente óptica o utilizan dispositivos electro ópticos tales como células de Bragg (modulador acusto óptico) o un modulador de fase óptica integrado para modular la luz que es utilizada para interrogar los interferómetros. Estos enfoques incluyen, sistemas homodinos de portadoras generadoras de fase (PGC) (Dandridge *et al.*, 1982) y sistemas de retraso diferencial heterodino (Henning *et al.*, 1983). Enfoques ópticos para demodulación pasiva incluyen esquemas que utilizan acopladores ópticos de tres salidas (3x3) (Koo *et al.*, 1982). La idea básica en demodulación pasiva es generar dos señales las cuales están desplazadas en fase por 90° (Sheem *et al.*, 1982), es decir:

$$i = \frac{\Re I_0}{2} (1 + \cos \Delta\phi), \quad (19a)$$

$$i'' = \frac{\Re I_0}{2} (1 + \sin \Delta\phi), \quad (19b)$$

y su respuesta a pequeños cambios de fase $d\phi$ es por lo tanto;

$$di = \frac{\Re I_0}{2} d\phi \sin \Delta\phi, \quad (20a)$$

$$di'' = \frac{\Re I_0}{2} d\phi \cos \Delta\phi. \quad (20b)$$

Como se puede observar de esta ecuación, cuando una de las dos salidas se desvanece por completo, la otra salida presenta un valor máximo y las señales di y di'' nunca se desvanecen simultáneamente. Existen diferentes maneras de manipular estas salidas con el fin de eliminar el desvanecimiento de la señal final de salida (Sheem *et al.*, 1982; Dandridge *et al.*, 1982).

2.3. Rejillas de Bragg en fibras ópticas

La existencia de fotosensibilidad en fibras ópticas dopadas con germanio fue observada en 1978, cuando accidentalmente fue grabada la primer rejilla en una fibra

óptica. La primer demostración de fotosensibilidad en fibras ópticas en 1978 fue por Hill et al., quien grabó una rejilla reflectora de Bragg (figura 5) en una fibra ordinaria para telecomunicaciones dopada con germanio. Estas rejillas son dispositivos intrínsecos simples que pueden ser foto impresos en una fibra mediante métodos holográficos (Meltz et al., 1989). Una rejilla reflectora está basada en interferencia de haces múltiples. Aquí, cada haz se origina a partir de un reflector diferente en un conjunto de reflectores débiles igualmente espaciados. A un conjunto de reflectores como estos se le conoce como rejilla reflectora y puede ser producida en una fibra óptica mediante la imposición de una variación periódica en el índice de refracción del núcleo a lo largo del eje de la fibra. En cada interfaz entre dos regiones de diferente índice, se presenta una pequeña reflexión.

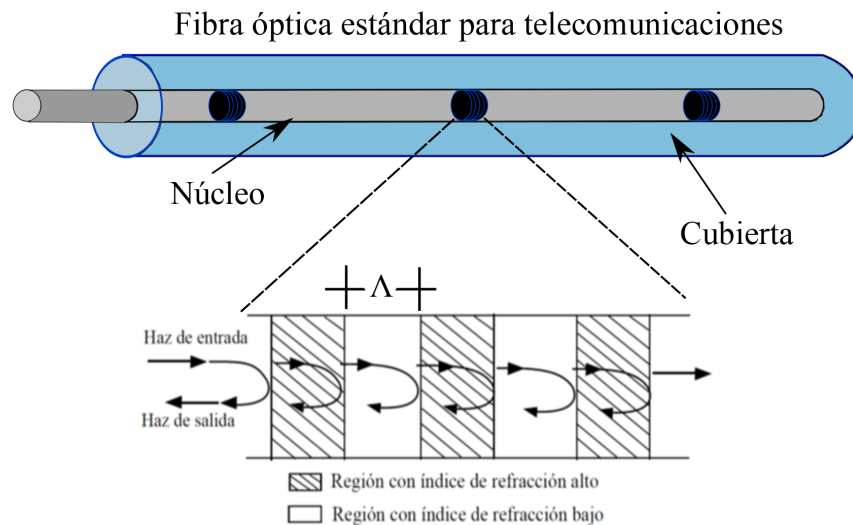


Figura 5. Esquema de una rejilla reflectora grabada en una fibra óptica convencional para telecomunicaciones.

Las características de reflexión de la rejilla muestran importantes diferencias con los interferómetros de dos haces. Primero, la respuesta de reflexión no es periódica. La luz es reflejada solo para un rango muy estrecho de longitud de onda. Como resultado, el espectro de reflexión de una rejilla de Bragg tiene una forma de un pico estrecho de resonancia que depende del índice de refracción promedio de la fibra óptica. Por lo tanto, la perturbación externa (cambio de temperatura o tensión mecánica) puede ser medida de forma absoluta, sin necesidad de seguir la fase como es el caso de

interferómetros de dos haces. La reflectancia de una rejilla de Bragg está determinada por la superposición de las ondas reflejadas por cada uno de los reflectores débiles en la fibra. Claramente, la onda resultante tiene máxima amplitud cuando todos estos componentes están en fase. Por lo tanto, en esta condición, la separación Λ entre cada par adyacente de reflectores debe ser igual a la mitad de la longitud de onda, es decir:

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_{eff}}, \quad (21)$$

donde λ_B es la longitud de onda de la luz en el espacio libre reflejada de forma más eficiente o mejor conocida como longitud de onda de Bragg, y n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la fibra para dicha longitud de onda. Esta es conocida como condición de Bragg para una rejilla reflectora. Por lo tanto, la periodicidad de la variación del índice de refracción determina la longitud de onda central reflejada por la rejilla. En una fibra óptica, la diferencia de índice de refracción entre secciones adyacentes no es necesario que sea muy grande para producir una fuerte reflexión, siempre y cuando el número de periodos de la rejilla sea grande. Las longitudes de las rejillas de Bragg se encuentran por lo regular dentro del rango de 1 a 20 mm y pueden alcanzar reflectancias de casi hasta un 100 %.

Las rejillas de Bragg, pueden utilizarse como sensores puntuales para la medición de tensión y temperatura. La longitud de onda central de una rejilla de Bragg en una fibra óptica varía con el cambio de dichos parámetros. Las rejilla de Bragg pueden utilizarse también como reflectores parciales para formar arreglos de interferómetros a lo largo de una fibra óptica (Shlyagin *et al.*, 1997). El potencial de las rejillas de Bragg como elementos sensores en fibras ópticas fue estudiado por primera vez por (Meltz *et al.*, 1989).

2.3.1. Sensibilidad espectral de las rejillas de Bragg a la temperatura y tensión

La respuesta a la tensión y a cambios en temperatura del espectro de una rejilla de Bragg se debe a que las constantes de propagación de los modos guiados en una fibra óptica son sensibles tanto a cambios en temperatura como a la tensión aplicada a la

fibra óptica. Aquí, los efectos principales surgen de la elongación (o compresión) de la fibra y del cambio en el índice de refracción efectivo de los modos guiados a través del efecto foto elástico. Cambios de temperatura también dan lugar a cambios en el índice de refracción del material de la fibra óptica a través del efecto termo-óptico, cuya magnitud domina sobre cambios geométricos debidos al efecto de expansión térmica. Todos estos efectos llevan a cambios en la longitud de onda de Bragg de la rejilla grabada en la fibra. Por lo tanto, la temperatura (T) y tensión (ϵ) pueden ser considerados como un problema de sensibilidad cruzada para sensores de tensión, donde una variación de temperatura puede introducir un error en las mediciones de tensión.

Cuando la temperatura y tensión actúan simultáneamente sobre una rejilla grabada en una fibra óptica sus efectos son aditivos, es decir:

$$\frac{\Delta\lambda_B(T, \epsilon)}{\lambda_B} = \left(\frac{\partial\Lambda}{\Lambda\partial T} + \frac{\partial n}{n\partial T} \right) \Delta T + \left(1 - \left\{ \frac{n^2}{2} [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})] \right\} \right) \epsilon. \quad (22)$$

Un cambio en la temperatura de la fibra óptica produce un cambio en la longitud de onda de Bragg debido al efecto de expansión térmica, cual produce cambios en el espaciamiento de la rejilla Δ , y un cambio en el índice de refracción con la temperatura. Un cambio fraccional en la longitud de onda de Bragg $\Delta\lambda_B(T)$ para un cambio en temperatura ΔT , está dado por:

$$\frac{\Delta\lambda_B(T)}{\lambda_B} = (\alpha + \gamma) \Delta T, \quad (23)$$

donde α es el coeficiente de expansión térmica $\alpha = \left(\frac{\partial\Lambda}{\Lambda\partial T} \right)$ para la fibra, y γ representa el coeficiente termo óptico $\gamma = \left(\frac{\partial n}{n\partial T} \right)$. Un valor típico de sensibilidad de una rejilla de Bragg a la temperatura es del orden de $13 \text{ pm } ^\circ\text{C}^{-1}$, para una longitud de onda de Bragg de $1.55 \text{ }\mu\text{m}$ [Y. Zhao y Y. Liao, 2002].

Cuando la fibra es sometida a una tensión, la longitud de onda de Bragg varía debido al cambio en el espaciamiento de la rejilla y al efecto elasto óptico cual induce un cambio en el índice de refracción. En este caso el cambio fraccional en la longitud

de onda de Bragg $\Delta\lambda_B(\epsilon)$ con la tensión longitudinal ϵ , está dado por:

$$\frac{\Delta\lambda_B(\epsilon)}{\lambda_B} = (1 - P_e) \epsilon, \quad (24)$$

donde P_e está dado por:

$$P_e = \frac{n^2}{2} [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})], \quad (25)$$

P_{11} y P_{12} son los coeficientes Pockel's del tensor óptico de deformaciones, y ν es el radio de Poisson. En principio, tanto la tensión transversal como longitudinal son importantes, pero en la práctica, en la mayoría de aplicaciones en sensores se considera a las rejillas solo bajo tensión longitudinal. Por lo tanto, podemos simplificar la ecuación 24 en una forma más común (Grattan y Meggitt, 1998):

$$\frac{\Delta\lambda_B(\epsilon)}{\lambda_B} = 0.78\epsilon. \quad (26)$$

Un valor típico de sensibilidad de una rejilla de Bragg a una tensión, es del orden de $1.15 \text{ nm}/\mu\epsilon$, para una longitud de onda de Bragg de $1.55 \mu\text{m}$ (Y. Zhao y Y. Liao, 2002), donde $\mu\epsilon$ se refiere a micro deformaciones.

2.3.2. Resumen y conclusiones parciales

En esta sección se presentó el principio de funcionamiento de un sensor de fibra óptica, explicando los efectos ópticos presentes en las fibras, útiles para el desarrollo de los sensores, como; expansión térmica y efecto termo óptico, efecto elasto óptico, y los parámetros de los componentes Stokes y anti-Stokes del esparcimiento inelástico de la luz, Raman y Brillouin. Así como también, se presentó la técnica de interferometría óptica para la detección de modulación de fase inducida por una perturbación externa, mostrándose las configuraciones interferométricas comúnmente utilizadas en el área de sensores. Además, se presentó el principio de funcionamiento de dispositivos intrínsecos foto impresos en una fibra óptica, es decir, rejillas de Bragg, para ser utilizadas como sensores de fibra para la medición de temperatura y tensión.

Capítulo 3. Sensores de fibra óptica multiplexados y distribuidos

Un sensor de fibra óptica formado por una fuente de luz láser, una fibra óptica, y un fotodetector conectado a un procesador de señales para realizar mediciones de un determinado parámetro (temperatura, aceleración, presión) en un sólo punto (valor promedio de una área o volumen) en el espacio, es conocido como sensor puntual.

Podemos definir como un sistema de sensores de fibra óptica multiplexado, si la configuración es realizada en tal manera que el número de fuentes de luz, y/o detectores requeridos sea menor que el número de puntos en el espacio donde se realizan mediciones.

Por el contrario, en un sensor distribuido solo hay un elemento sensible, toda la longitud de la fibra óptica, y el objetivo del procesamiento de la señal es poder realizar mediciones del parámetro de interés en cualquier posición a lo largo de toda la fibra óptica.

3.1. Sensores multiplexados

Un sistema de sensores de fibra óptica multiplexado ofrece la posibilidad de utilizar un número N de sensores puntuales con una sola fuente de luz común para todos. Podemos decir que un sistema multiplexado es capaz de recuperar y diferenciar las señales de cada uno de los N sensores, donde cada sensor tiene una ubicación única en el arreglo. Una de las ventajas de sensores de fibra óptica es que, para algunos sensores, la multiplexión se puede ser de manera relativamente directa. Existen tres métodos básicos de multiplexión que son comúnmente utilizados; multiplexión por división de longitud de onda (WDM), multiplexión por división de tiempo (TDM), y multiplexión por división de frecuencia (FDM). Sin embargo, la combinación entre estas técnicas es posible para extender el número de sensores en un mismo sistema. Generalmente, estas técnicas son aplicables a un extenso rango de diferentes sensores puntuales, sin embargo, recientemente han sido estrechamente asociadas con rejillas de Bragg (FBGs) y sistemas interferométricos. La multiplexión es muy importante en sistemas de sensores de fibra óptica para reducir el costo y maximizar el impacto del proceso de medición.

3.1.1. Multiplexión por división de longitud de onda (WDM)

En multiplexión por división de longitud de onda (WDM), la señal proveniente de cada sensor se encuentra codificada por el rango espectral que transmite o refleja. La fuente óptica puede formarse bien como un arreglo de fuentes de banda angosta seleccionadas para que coincidan con las propiedades de los sensores, o como una sola fuente de banda ancha. También, se puede utilizar una fuente láser con una línea de emisión angosta con sintonización en longitud de onda dentro de un intervalo espectral ancho.

WDM es una opción natural que puede utilizarse en sensores de fibra óptica en los que el mecanismo de transducción es la modulación de la longitud de onda por la perturbación, es decir, en sensores basados en rejillas de Bragg (FBGs). En WDM la señal de cada rejilla de Bragg es asignada a un único intervalo espectral de trabajo. Puesto que opera en el dominio de longitud de onda, la separación física entre sensores puede ser tan corta como se desee para dar información precisa de la perturbación.

La figura 6 muestra un esquema multiplexado por división de longitud de onda, que esta formado por una serie de FBGs grabadas a lo largo de una sola fibra óptica, donde cada rejilla grabada tiene una longitud de onda de Bragg ligeramente diferente a las demás, teniendo cuidado de evitar una superposición del desplazamiento en longitud de onda asociado a cada FBG bajo perturbación con la envolvente espectral de la FBG vecina. Este arreglo de sensores se encuentra iluminado con una fuente de espectro amplio, y la señal óptica reflejada por el arreglo de sensores se introduce en un esquema de detección de longitud de onda. Donde se utiliza un filtro Fabry-Pérot sintonizable para distinguir entre los cambios de longitud de onda de cada FBG (Kersey *et al.*, 1993).

En un esquema WDM el número de sensores se encuentra limitado por el ancho de banda disponible de la fuente de luz, por lo regular menor a 100 nm, y por la separación requerida en longitud de onda entre rejillas de Bragg, la cual, depende del intervalo de mediciones requerido, por lo regular de 4 - 5 nm. Típicamente el número de sensores está limitado a decenas de FBGs (Wang *et al.*, 2011), comúnmente menor a 20 sensores.

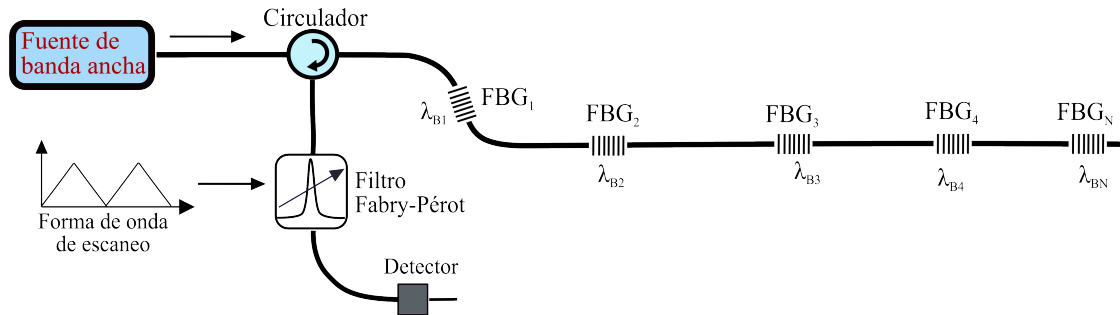


Figura 6. Sistema de detección formado por un arreglo de sensores (FBG's) multiplexado por división de longitud de onda (Kersey *et al.*, 1993).

3.1.2. Multiplexión por división de tiempo (TDM)

La técnica de multiplexión por división de tiempo (TDM) aprovecha la capacidad para separar, en tiempo, la respuesta de un sensor distanciado de otro por un tramo de fibra óptica, cual constituye un simple retardo en el tiempo. En TDM los sensores individuales se identifican por el tiempo que le toma a la luz viajar, de la fuente hasta el detector, pasando a través del sensor.

Una versión simple de un esquema TDM implica la interrogación de un número de elementos discretos, como rejillas de Bragg o interferómetros, utilizando una fuente pulsada (o una fuente de onda continua y un modulador externo) en conjunto con retrasos ópticos apropiados entre sensores (Kersey *et al.*, 1987). En la figura 7 se muestra un arreglo de interferómetros en una topología de escalera con multiplexión por división de tiempo, donde el láser es modulado directamente por una señal portadora, la señal de salida pasa a través de un interruptor óptico que genera los pulsos de luz que después son amplificados por un EDFA. En el arreglo, el pulso óptico amplificado es distribuido por un árbol de acopladores que dividen la potencia óptica por igual a todos los canales. El ancho temporal (T) requerido de los pulsos de entrada está determinado por el retardo óptico efectivo de la fibra que conecta los elementos sensores (interferómetros). La salida de un arreglo de N sensores, es una serie de N pulsos de salida generados por cada pulso de entrada. Para el caso de interferómetros, los pulsos que viajan por los brazos de referencia y señal, se superponen e interfieren a la salida de cada interferómetro, y para un arreglo de interferómetros en escalera el tren de pulsos de salida representa simplemente muestras de sus salidas interpuestas en una secuencia temporal (como se puede observar en la figura 7).

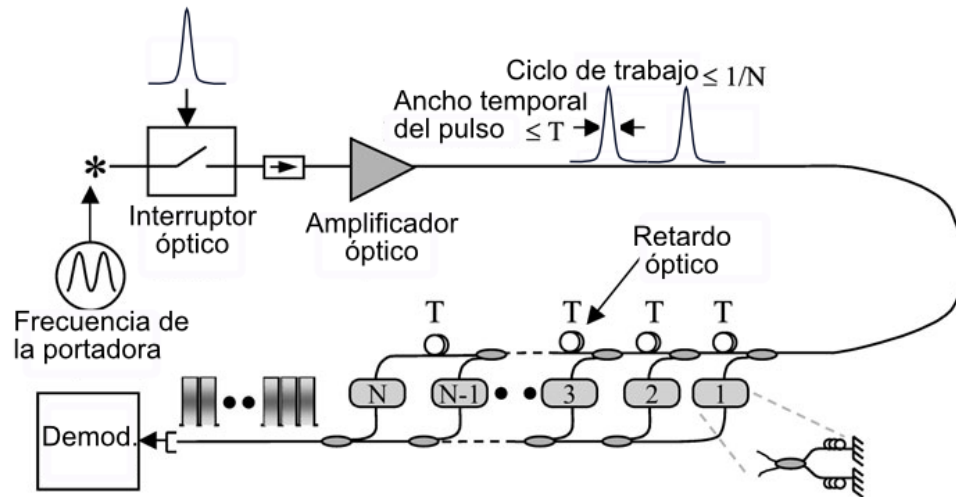


Figura 7. Arreglo de sensores interferométricos multiplexados por división de tiempo (TDM) (Dandridge y Kirkendall, 2002).

Sin embargo, el número de elementos sensores en una configuración TDM se encuentra limitado por la potencia de la fuente óptica, debido a que la potencia del pulso de entrada se ve reducida conforme se propaga a través de cada sensor. En el caso de rejillas de Bragg, cada sensor refleja una porción de la intensidad del pulso, y en el caso de interferómetros hay pérdidas de potencia en el acoplamiento en la fibra de retorno. Para un número grande de elementos sensores la potencia del pulso puede resultar insuficiente. En (Kersey, 1996) se sugiere un número práctico de sensores del orden de 10 elementos (Grattan y Meggitt, 2000), pero con la incorporación de amplificadores ópticos de fibra el rendimiento puede ser mejorado para elevar el número máximo de sensores (Dandridge y Kirkendall, 2002; Akkaya *et al.*, 2013). Recientemente, en sistemas TDM basados en sensores de rejillas de Bragg de ultra baja reflectancia ($<0.01\%$) fue demostrada la multiplexión de un número grande de rejillas, mayor a 500 rejillas de Bragg en un arreglo en línea (Wang *et al.*, 2012b; Z. Luo *et al.*, 2013).

3.1.3. Multiplexión por división de frecuencia (FDM)

Multiplexión por división de frecuencia (FDM) fue el primer esquema de multiplexión que tuvo un uso generalizado, este se basa en una configuración con una portadora generadora de fase (PGC) (Dandridge *et al.*, 1987), donde la modulación óptica de la portadora es utilizada para interrogar los sensores. Un esquema FDM de un arreglo de

sensores del tipo interferométricos, se basa en el uso de una fuente láser modulada en su frecuencia óptica de emisión, en conjunto con una red de sensores interferométricos desbalanceados para generar señales de salida portadoras de fase, que son moduladas en amplitud AM o en frecuencia por el cambio de fase del interferómetro. Aquí, para la multiplexación de los sensores, cada interferómetro tiene un desbalance único, que resulta en una frecuencia portadora que lo distingue de los demás sensores.

La figura 8 muestra un arreglo basado en multiplexión por modulación en frecuencia de onda continua (FMCW) para un arreglo de sensores interferométricos (Giles *et al.*, 1983). Aquí, el láser es modulado en corriente utilizando una función rampa con una frecuencia f_r y una desviación pico a pico de la frecuencia óptica $\Delta\nu$. Los interferómetros con diferencia de caminos ópticos L_j están ordenados en una configuración en serie, o también pueden ordenarse en una configuración en escalera. El cambio en fase inducido por la modulación en frecuencia (FM) del láser produce frecuencias de batimiento a la salida, donde cada una de las cuales corresponde a un sensor en particular, es decir, la información de cada sensor está asignada a un espacio de frecuencia específica, estando la información del sensor codificada en portadoras (moduladas en amplitud o en frecuencia) de diferente frecuencia; consecuentemente, esta técnica es capaz de determinar la diferencia absoluta de camino óptico (OPD) en cada sensor.

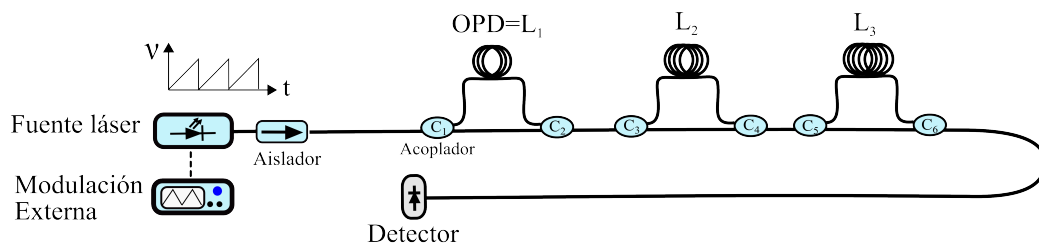


Figura 8. Esquema de multiplexión por división de frecuencia (FDM) de un arreglo de sensores interferométricos (Kersey, 1991).

En una configuración de multiplexión por modulación de frecuencia FMCW, pueden surgir efectos de "crosstalk" debido a varias limitaciones prácticas del esquema, incluyendo una modulación por una función rampa no ideal, y efectos intrínsecos de modulación cruzada entre sensor-sensor. Sin embargo, algunas soluciones para tratar de eliminar este efecto han sido propuestas y presentadas en la literatura (Sakai *et al.*,

1986).

3.2. Sensores distribuidos

En la tecnología de sensores distribuidos existen un gran número de técnicas que pueden utilizarse para realizar mediciones de forma continua a lo largo de toda una fibra óptica, es decir, realizar mediciones distribuidas. En este tipo de sensores, el efecto de transducción puede ocurrir (y en principio ser medido) en cualquier punto a lo largo de la longitud de la fibra óptica y tanto el parámetro mismo como la posición espacial pueden ser determinados. Esto involucra cierta precisión en la medición del tiempo de vuelo de los pulsos ópticos empleados en la fibra óptica, usualmente resulta en resoluciones espaciales de algunos metros empleando tecnología de pulsos de nanosegundos.

El desarrollo de un sistema distribuido se basa en el uso de un método conocido y reproducible, por el cual, la perturbación bajo medición puede afectar la propagación de luz que viaja a través de la fibra óptica. La mayoría de sensores distribuidos de fibra óptica emplean efectos ópticos no-lineales en el sílice, material del cual está compuesta la fibra óptica. La razón fundamental de esto es que dichos efectos exhiben varias y distintivas respuestas a perturbaciones externas, proporcionando de este modo el desarrollo de una gama de sensores con aplicaciones específicas (A. J. Rogers et al., 1998). La técnica más popular para el desarrollo de sensores distribuidos ha sido la implementación de retroesparcimiento (Rayleigh, Brillouin o Raman).

El principio de medición de la mayoría de los sensores distribuidos de fibra óptica se basa en la detección de la luz retroesparcida (reflectometría óptica), es decir, en la detección de esparcimiento Rayleigh, Raman o Brillouin para la detección de alguna perturbación externa, ya sea, vibraciones, temperatura, tensión, etc.

3.2.1. Reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR)

La técnica de interrogación comúnmente utilizada en sistemas de telecomunicaciones y en sensores distribuidos de fibra óptica, es reflectometría óptica en el dominio del tiempo, con análisis de los parámetros de la luz retroesparcida.

Dicha técnica consiste en mandar un pulso corto e intenso de luz con una duración Δt para un tiempo $t = 0$. A medida que la luz se propaga a través de la fibra esta experimenta esparcimiento Rayleigh, y una proporción de la luz esparcida es recapturada por el núcleo de la fibra en la dirección de regreso, para ser guiada hasta el fotodetector. Por lo tanto, la potencia registrada por el detector varía con el tiempo de acuerdo a (Hartog y Gold, 1984):

$$P(t) = P_0 \Delta t v_g r(z) \int_{z=0}^{t/2 v_g} e^{-2\alpha(z)} dz, \quad (27)$$

donde P_0 es la potencia del pulso de prueba, $\alpha(z)$ es el coeficiente de atenuación de la fibra dependiente de la distancia, v_g es la velocidad de grupo del pulso de luz en la fibra óptica y puede expresarse como $v_g = c/n$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n es el índice de refracción del medio, $r(z)$ es el coeficiente de retroesparcimiento efectivo por unidad de longitud, el cual, considera el coeficiente de retroesparcimiento Rayleigh y la apertura numérica de la fibra. De esta ecuación se puede observar que la potencia de la señal recibida es proporcional a la energía del pulso de entrada, la cual, es el producto de la potencia pico P_0 y el ancho temporal del pulso Δt .

En un sistema OTDR convencional, la potencia óptica recibida $P(t)$ puede expresarse como la convolución ($\otimes$) entre la potencia óptica de la señal de prueba $P_0(t)$ que es enviada a través de la fibra y la respuesta al impulso del retroesparcimiento $f(t)$, cual es la señal a medir:

$$P(t) = P_0(t) \otimes f(t). \quad (28)$$

La corriente foto generada por el detector está relacionada con la intensidad detectada por un factor η , que es el producto de las pérdidas por acoplamiento y la responsividad del fotodetector:

$$i(t) = \eta P(t). \quad (29)$$

El voltaje de salida del detector está dado por la convolución de la corriente foto generada $i(t)$ con la respuesta al impulso de un amplificador de transimpedancia $r(t)$, es decir:

$$v(t) = r(t) \otimes i(t). \quad (30)$$

Combinando estas tres ultimas ecuaciones, 28, 29, y 30, obtenemos:

$$v(t) = \eta r(t) \otimes P_0(t) \otimes f(t). \quad (31)$$

La figura 9 muestra una configuración esquemática de un sistema convencional de OTDR. Los pulsos de prueba generados por una fuente láser con un ancho de línea amplio son propagados por una fibra óptica pasando a través de un circulador óptico. La luz de retroesparcimiento Rayleigh a lo largo de la fibra viaja de regreso hacia el puerto de entrada del circulador y es direccionada hacia un fotodetector. La señal electrónica es amplificada y posteriormente digitalizada por una tarjeta de adquisición de datos. Dado que el coeficiente de atenuación de la fibra de una posición en particular (α) refleja la situación local de la fibra, mediante el análisis del coeficiente de reflexión se puede localizar la perturbación externa o monitorear el estado de la fibra en el tiempo mediante trazos de retroesparcimiento Rayleigh.

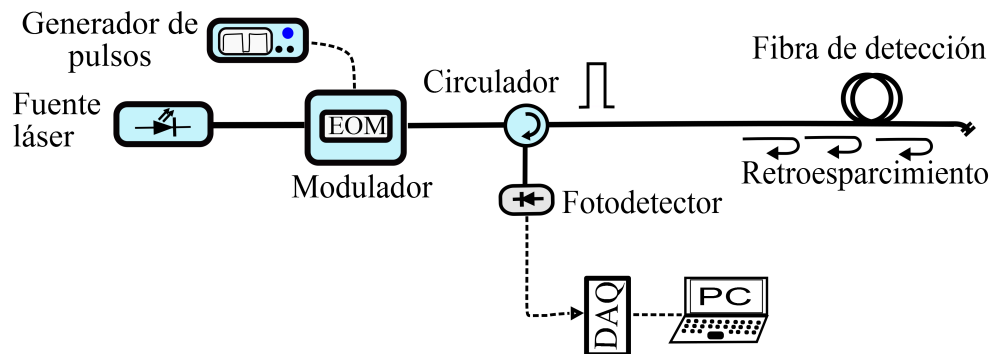


Figura 9. Esquema básico de un sistema convencional de OTDR por retroesparcimiento Rayleigh de una fibra óptica.

En la figura 10 se presenta un trazo promediado de OTDR convencional. La escala vertical representa el nivel de la señal reflejada en una escala logarítmica, mientras que la escala horizontal representa la distancia a lo largo de la fibra de detección. Dado que OTDR mide directamente retardos temporales una relación de conversión $L = v_g t/2$ es utilizada para pasar de unidades de tiempo a distancia. De la traza de OTDR convencional se pueden observar tres características típicas. Una de ellas es la línea recta decreciente que representa el retroesparcimiento Rayleigh a lo largo de la fibra. La pendiente de esta línea nos da el coeficiente de atenuación de la fibra óptica

utilizada. Un segundo tipo son los picos positivos correspondientes a conectores o puntos de fisura en la fibra con una amplitud que implica el nivel de reflexión. El ultimo tipo es una caída pronunciada con un tamaño de escalón relacionado con las pérdidas de inserción causadas por un empalme o curvatura a lo largo de la fibra. En el extremo final de la fibra, se observa un pico de reflexión con una alta amplitud determinada por las condiciones de la superficie de la punta de la fibra y el medio externo. Posterior a este pico, no se puede detectar señal óptica alguna, y la curva de OTDR decrece hasta el nivel de ruido, cual depende del propio detector, y que en ultima instancia limita el desempeño del sistema.

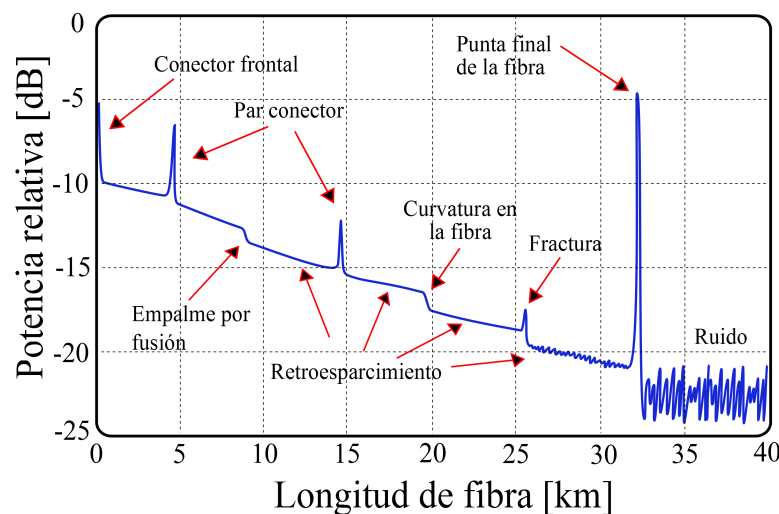


Figura 10. Traza típica de un sistema OTDR convencional por retroesparcimiento Rayleigh (modificado de D. Derickson, 1998).

En un sistema OTDR varios parámetros son utilizados para evaluar su desempeño. Algunos de los parámetros clave son, rango dinámico y resolución espacial. El rango dinámico es definido como la diferencia entre el nivel máximo de potencia de la señal óptica al inicio de la fibra óptica y el ruido de fondo sin señal óptica. El rango dinámico del sistema puede mejorarse de dos maneras, una es incrementando la potencia de la luz retroesparcida por Rayleigh y la otra es reduciendo el nivel de ruido. Mediante el uso de pulsos de prueba con altas potencias pico se puede adquirir una mayor cantidad de luz retroesparcida. Sin embargo, trabajando con altas potencias pico efectos no lineales como esparcimiento Brillouin estimulado y esparcimiento Raman estimulado deben de ser considerados y evitados, siendo estos una limitante. En un sistema de OTDR convencional, la señal de retroesparcimiento Rayleigh es muy débil, por lo

que varios pulsos consecutivos son usualmente requeridos para promediar la señal de respuesta de la fibra, y así, reducir el nivel de ruido y obtener una buena razón señal a ruido (SNR). En este caso, la SNR es principalmente una cuestión de cuánto tiempo se puede estar corriendo la medición, ya que solo un pulso a la vez puede propagarse a través de la fibra, y para el caso de longitudes grandes de fibra el lapso de tiempo de promediación se vuelve mayor.

Para sensores distribuidos, la resolución espacial es un parámetro importante, que se refiere a la distancia mínima distinguible entre dos puntos a lo largo de la fibra. Para un pulso como señal de prueba, como es el caso de un sistema OTDR convencional, la resolución espacial se encuentra limitada por el ancho del pulso de entrada (considerando un detector ideal). Para obtener una mayor resolución espacial se requiere de un pulso más corto, pero como consecuencia, se necesita una mayor potencia del pulso para mantener la misma SNR. La relación entre resolución espacial ΔZ y el ancho del pulso, está dada por

$$\Delta Z = \frac{v_g}{2} \Delta t_s, \quad (32)$$

donde Δt_s es el tiempo de respuesta del sistema, lo cual es simplemente igual al ancho del pulso, suponiendo un tiempo de respuesta lo suficientemente rápido para el detector.

Mediciones distribuidas de temperatura basadas en OTDR convencional

Como se describe en la ecuación 27, la potencia de la luz retroesparcida en un sistema OTDR depende de las condiciones locales de la fibra, como lo es el coeficiente de retroesparcimiento Rayleigh, el cual considera el coeficiente de retroesparcimiento Rayleigh y la apertura numérica de la fibra. OTDR convencional puede aplicarse para realizar mediciones distribuidas de temperatura ya que dichos parámetros pueden ser dependientes de la temperatura. Para fibras convencionales de vidrio dicha dependencia es demasiado débil como para resultar en un sensor efectivo. Sin embargo, mediciones distribuidas de temperatura utilizando sistemas de OTDR convencionales han sido investigadas en fibras especiales de núcleo líquido (Hartog, 1983). Donde el coeficiente de esparcimiento del líquido depende de las fluctuaciones de densidad causadas por el movimiento molecular termodinámico. Por lo tanto, presentan una

fuerte dependencia a la temperatura. Obteniendo una precisión en las mediciones de $\pm 1^\circ\text{C}$ a lo largo de una fibra de 100 m con una resolución de 1 m. Sin embargo, el núcleo líquido de estas fibras requiere de condiciones estrictas de trabajo para obtener mediciones fiables.

También, ha sido estudiada la dependencia de la temperatura del coeficiente de atenuación de las fibras de vidrio dopadas para el desarrollo de sensores distribuidos basados en OTDR convencional. Estos sensores se basan en las bandas de absorción de los dopantes que se desplazan con la temperatura. Mediante el monitoreo de las pérdidas cercanas del borde de una banda de absorción, los cambios de temperatura pueden ser vistos como un cambio en la atenuación. Mediciones distribuidas de temperatura utilizando fibras dopadas con Nd mostraron una resolución de temperatura de 2°C y una resolución espacial de 15 m sobre 200 m de longitud de fibra (Farries *et al.*, 1986). Utilizando fibras dopadas con Ho las mediciones fueron mejoradas a 1°C y 3.5 m de resolución espacial (Farries *et al.*, 1987). Muchas de las bandas de absorción resultan de las transiciones entre niveles electrónicos que dependen de la temperatura, lo que significa que sus coeficientes de atenuación dependen de la temperatura, haciéndolos potencialmente útiles para la detección distribuida de temperatura.

Posteriormente, mediciones distribuidas de temperatura con OTDR convencional fueron realizadas en fibras especiales de núcleo sólido con un revestimiento muy sensible a la temperatura (Boiarski *et al.*, 1995). La diferencia de índice de refracción entre el núcleo y el revestimiento está sujeta a la variación de temperatura, lo que cambia la razón de acoplamiento del núcleo al revestimiento, conduciendo a una diferencia en la potencia de la luz retroesparcida. Este método puede alcanzar una resolución de temperatura de $\pm 5^\circ\text{C}$. La longitud de la fibra de detección se encuentra limitada a aproximadamente 100 m, sin embargo reportan una resolución de 0.1 m.

El aprovechar la ventaja de este tipo de fibras también viene con una desventaja, ya que el coeficiente dependiente de la temperatura a menudo presenta pérdidas mucho mayores que una fibra SMF convencional. En estos sensores la longitud de la fibra de detección se reduce significativamente.

3.2.1.1. Reflectometría óptica en el dominio del tiempo basada en esparcimiento Raman

Con el fin de obtener información espacial en un sensor distribuido de temperatura basado en esparcimiento Raman espontáneo, la técnica usualmente explotada es reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR) (Kikuchi *et al.*, 1988). Este método es comúnmente llamado Raman-OTDR, y consiste en mandar pulsos cortos de luz láser en la fibra de detección y medir la luz retroesparcida de Raman (en lugar del componente Rayleigh) mediante la técnica de OTDR convencional.

Un esquema general de un sensor distribuido de temperatura basado en OTDR con detección de retroesparcimiento Raman se muestra en la figura 11. Aquí, los pulsos ópticos pueden obtenerse ya sea por un láser pulsado de alta potencia o por un diodo láser de semiconductor en funcionamiento de onda continua modulado externamente. Los pulsos son enviados en la fibra de detección a través de un acoplador o circulador óptico. La luz retroesparcida de Raman que regresa al inicio de la fibra es direccionada a través del circulador hacia un bloque de detección. Esta unidad está compuesta típicamente por filtros selectivos de longitud de onda, separando el componente anti-Stokes del componente Stokes o del retroesparcimiento Rayleigh. Aquí se utiliza un esquema con dos fotodetectores para medir la señal anti-Stokes, cual depende de la temperatura, y cualquiera de los componentes Stokes o Rayleigh, utilizados para normalizar la potencia de Raman anti-Stokes. Debido a la baja intensidad del esparcimiento Raman espontáneo, usualmente el detector esta compuesto por un fotodetector de avalancha (APD), seguido por un amplificador de transimpedancia de alta ganancia (TIA) y un convertidor analógico digital (ADC) conectado a una unidad procesadora de datos. Aquí, se requieren de tiempos largos de promediación de la señal anti-Stokes para obtener una resolución aceptable en temperatura, tiempo de alrededor de unos minutos.

En sensores distribuidos de temperatura basados en Raman-OTDR, la potencia del componente anti-Stokes es medido debido a que presenta una dependencia cuasi lineal con la temperatura (Hartog *et al.*, 1985). En la practica, la razón entre la potencia óptica de las onda de esparcimiento espontáneo anti-Stokes y Stokes/Rayleigh es utilizada para recuperar la información de la temperatura con el fin de compensar pérdidas inducidas por dobleces o empalmes. Por ejemplo, en Raman-OTDR la razón entre las

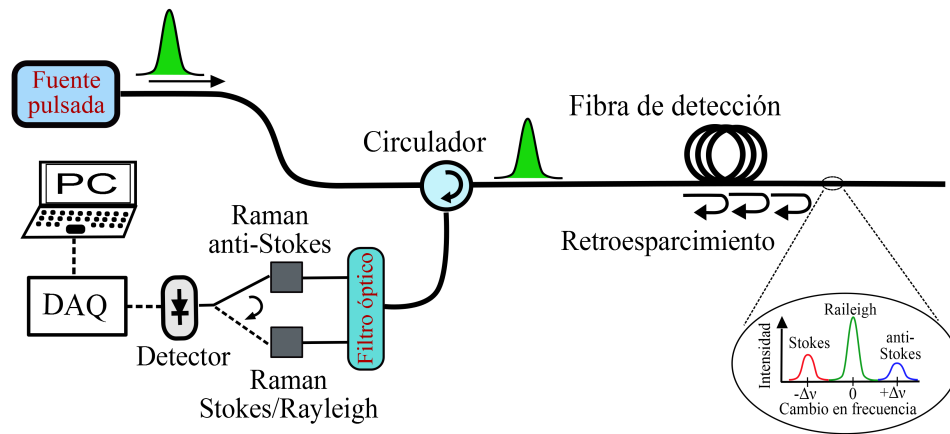


Figura 11. Esquema general de un sensor distribuido de temperatura basado en la detección de retroesparcimiento Raman mediante reflectometría óptica en el dominio del tiempo.

ondas anti-Stokes y Stokes para una posición dada de z está descrita por (Hernández, 2011):

$$\frac{I_{AS}(z)}{I_S(z)} = \frac{K_{AS}}{K_S} \cdot \exp \{ -[\alpha_{AS}(z) - \alpha_S(z)] \} \exp \left(-\frac{h\Delta\nu}{kT(Z)} \right), \quad (33)$$

donde las constantes K_{AS} y K_S no dependen de la posición y como se mostró en la ecuación 8 representan las pérdidas sufridas por cada señal en el sistema óptico.

El rango de detección de un sistema Raman-OTDR se encuentra limitado típicamente a longitudes de fibra de alrededor de los 10 km. Esta limitación se debe en gran parte a la débil señal del componente anti-Stokes de retroesparcimiento Raman (aproximadamente 20 - 30 dB más débil que esparcimiento Rayleigh) y a las pérdidas de la fibra. En la literatura han sido reportados sistemas Raman-OTDR con resoluciones de 1 m sobre distancias de fibra óptica mayores a 10 km con una resolución típica de temperatura de 0.1 K para tiempos de adquisición de señal de unos cuantos minutos (Bolognini y Hartog, 2013).

3.2.1.2. Reflectometría óptica en el dominio del tiempo basada en esparcimiento Brillouin

La dependencia a deformaciones por tensión y temperatura del desplazamiento de la frecuencia Brillouin en una fibra óptica, son aplicables para el sensado distribuido a lo largo de grandes distancias de fibra óptica para la detección de tensión y temperatura, respectivamente (Maughan *et al.*, 2001a). En esta técnica, un pulso óptico es

mandado en una fibra de detección y el desplazamiento en frecuencia de la luz retroesparcida de Brillouin es medido en función del tiempo en forma similar a un sistema OTDR convencional. Para obtener el desplazamiento de la frecuencia Brillouin, generalmente se utiliza Brillouin OTDR con detección coherente. La luz de retroesparcimiento Brillouin es mezclada con un oscilador local óptico (LO) y el batimiento es detectado por el receptor. Mediante el escaneo en frecuencia del LO, el espectro Brillouin se obtiene con precisión y el desplazamiento en frecuencia Brillouin puede determinarse mediante un ajuste Lorentziano (Maughan *et al.*, 2001a). Además, la medición de la potencia de retroesparcimiento Brillouin (normalizada con la potencia de retroesparcimiento Rayleigh, que esta es insensible a la temperatura y tensión) en conjunto con la medición del desplazamiento de la frecuencia Brillouin, permite realizar mediciones simultáneas de temperatura y tensión, ya que tanto la frecuencia como la potencia Brillouin dependen de estos dos parámetros externos. Por otro lado, el espectro de esparcimiento Brillouin tiene un ancho de línea que también depende de la temperatura. Sin embargo, este parámetro exhibe un débil dependencia.

Comparado con los sensores basados en retroesparcimiento Raman, los sensores basados en retroesparcimiento Brillouin se caracterizan por tener una mayor intensidad de retroesparcimiento y ser menos sensibles a pérdidas dependientes de la longitud de onda, pero generalmente necesitan de esquemas más complejos. Aunque los sensores basados en esparcimiento Brillouin funcionan bien a temperatura ambiente, el desplazamiento de frecuencia, intensidad y ancho espectral se comportan de forma inesperada bajo condiciones criogénicas debido a las no linealidades de la velocidad acústica y a la atenuación a bajas temperaturas (Vacher y Pelous, 1976).

3.2.2. OTDR con sensibilidad a la fase óptica para detección distribuida de perturbaciones dinámicas

A medida que la ciencia y la tecnología han ido avanzando, láseres con anchos de línea muy angostos han sido propuestos y aplicados a sistemas convencionales de OTDR. Una fuente de luz láser con mejor coherencia conlleva a una peor señal de OTDR, la traza obtenida presenta una apariencia irregular en lugar de una línea suave como la que se mostró en la figura 10. La apariencia irregular en forma de speckle en la traza, es dependiente de la respuesta de las fases de la luz retroesparcida y

no puede ser eliminada mediante promediación (Shimizu *et al.*, 1992). En un principio, la interferencia de la luz retroesparcida por Rayleigh se consideró como ruido en un sistema OTDR (Izumita *et al.*, 1992). Posteriormente, los investigadores se dieron cuenta de que este fenómeno originado por el proceso de interferencia aleatoria tiene potencial para su aplicación en detección distribuida. Hasta el momento, OTDR con sensibilidad a la fase óptica se ha aplicado para realizar detección de parámetros físicos como vibraciones, temperatura y tensión (Park y Taylor, 2003; Qin *et al.*, 2012; Koyamada *et al.*, 2009).

En sistemas convencionales de OTDR, fuentes de luz de baja coherencia son utilizadas, por lo tanto, la fase óptica es omitida, lo que ayuda a reducir el ruido interferométrico. Cuando se emplean láseres con un ancho de línea angosto, cuyo tiempo de coherencia es mayor que el ancho temporal del pulso óptico utilizado, el trazo detectado se vuelve más ruidoso (Izumita *et al.*, 1992) debido a que la luz retroesparcida se suma de forma coherente, de modo que hay interferencia sólo entre la luz retroesparcida por las inhomogeneidades que se encuentren dentro del ancho del pulso óptico. El trazo obtenido muestra una amplitud que varía de forma estocástica, como se puede observar en la figura 12, debido a la variación aleatoria del índice de refracción a lo largo de la fibra.

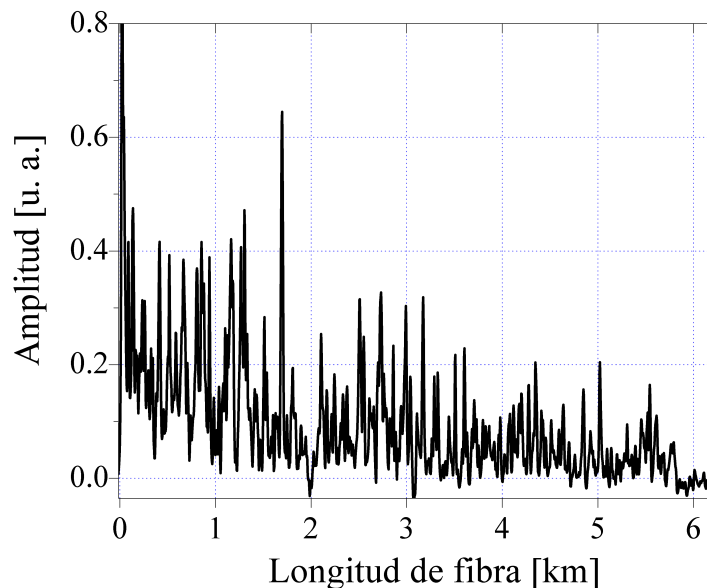


Figura 12. Trazo típica de retroesparcimiento Rayleigh coherente.

La forma dentada en el trazo de la figura 12 contiene información significativa sobre

el índice de refracción local, cual depende de las condiciones ambientales. Por lo tanto, retroesparcimiento Rayleigh coherente se convierte en una herramienta poderosa en el campo de sensores distribuidos de fibra óptica debido a que se basa en el proceso de interferencia (Koyamada *et al.*, 2009).

Hoy en día existe una amplia literatura sobre realizaciones experimentales de sistemas de OTDR coherente (conocido también como OTDR con sensibilidad a la fase óptica) para la detección de vibraciones (Taylor y Lee, 1993; Juárez *et al.*, 2005; Martins *et al.*, 2013a). Mediciones distribuidas de vibraciones de hasta 40 kHz con una resolución espacial de 5 m han sido demostradas en (Martins *et al.*, 2013a), las cuales pudiesen utilizarse en la identificación o monitoreo de daños estructurales producidos por vibraciones (Cho y Lissenden, 2012). Dado que OTDR con sensibilidad a la fase (ϕ -OTDR) tiene un gran potencial para la detección distribuida de vibraciones, dicha técnica presenta una atractiva solución para el monitoreo de intrusos a lo largo de grandes perímetros, por lo cual, ha tenido una atención considerable por más de veinte años (Taylor y Lee, 1993). La técnica de ϕ -OTDR en su aplicación como sensor distribuido para la detección de intrusos fue propuesta y reportada por primera vez en 1993 por Henry F. Taylor. Los sensores convencionales basados en ϕ -OTDR permiten realizar mediciones distribuidas de vibraciones sobre rangos dinámicos de un poco más de 10 km, con una resolución espacial de alrededor de 100 m (Juárez y Taylor, 2005). La figura 13 muestra la configuración de OTDR con sensibilidad a la fase óptica utilizada como sensor para la detección y localización distribuida de intrusos. La configuración de ϕ -OTDR es bastante similar a un sistema convencional de OTDR, excepto por la fuente láser empleada, donde una fuente de luz con una ancho de línea angosto y un corrimiento mínimo en frecuencia es seleccionada.

En pruebas de campo, los sistemas OTDR con sensibilidad a la fase han demostrado tener suficiente sensibilidad para detectar la presión ejercida por una persona al pasar caminando por encima o cerca (4.5 m) de donde se encuentra enterrada (46 cm de profundidad) una fibra óptica (Juárez y Taylor, 2007). En OTDR con sensibilidad a la fase, un pulso óptico coherente es emitido a lo largo de la fibra óptica y la amplitud del trazo de retroesparcimiento Rayleigh coherente varía estocásticamente como resultado de la interferencia aleatoria entre la luz retroesparcida de Rayleigh de los diferentes centros de esparcimientos a lo largo de la fibra. Como el tamaño y el índice

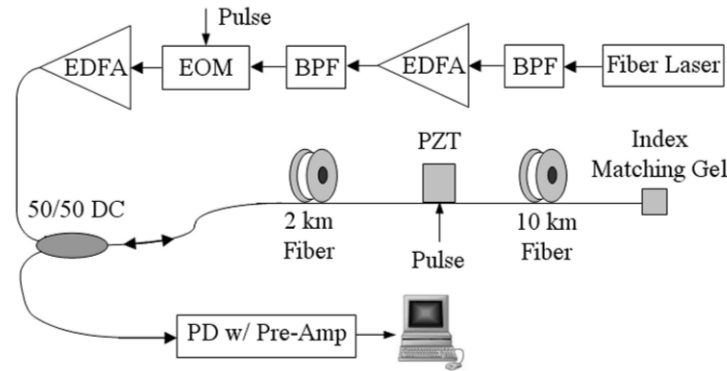


Figura 13. Diagrama experimental de laboratorio de OTDR coherente para su aplicación como sensor distribuido para la detección y localización de intrusos (Juarez *et al.*, 2005).

de refracción de los centros de esparcimiento dependen tanto de la tensión como de la temperatura, perturbaciones ambientales cambiarán las condiciones de interferencia, resultando en una traza con una forma diferente. Además, el trazo temporal de retroesparcimiento Rayleigh coherente también depende de la frecuencia óptica por la misma razón. Asumiendo que las condiciones de la fibra de detección y la frecuencia óptica de la fuente láser se encuentran estables, las propiedades estadísticas de esparcimiento Rayleigh a lo largo de la fibra pueden considerarse que no cambian, y los trazos consecutivos en el tiempo mostrarán la misma forma. Si una determinada sección de la fibra óptica enterrada se encuentra bajo alguna perturbación externa causada por algún intruso, el índice de refracción será afectado. Como consecuencia, la luz de retroesparcimiento Rayleigh en la zona afectada experimentará un cambio de fase adicional comparada con su estado estable, afectando la intensidad resultante de la interferencia entre la luz retroesparcida por los diferentes centros de esparcimiento Rayleigh que se encuentren dentro del ancho temporal del pulso. La figura 14 muestra unos trazos de ϕ -OTDR adquiridos antes y después de que una persona de 80 kg camine por encima de la fibra enterrada, así como también se muestra la diferencia entre ambas trazas, con la cual es posible determinar la posición del intruso.

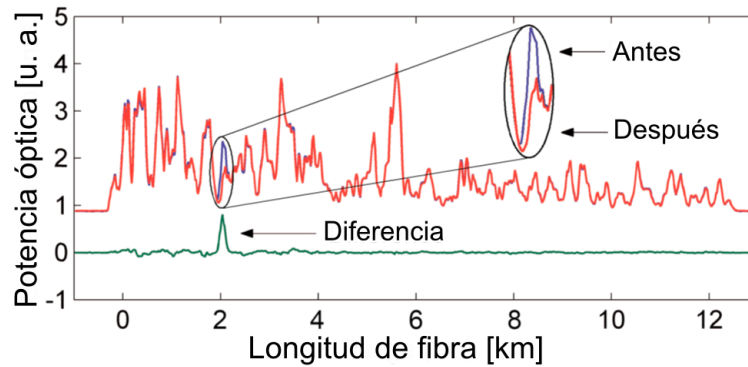


Figura 14. Trazo de OTDR con sensibilidad a la fase adquirido para antes y después de que una persona de 80 kg haya caminado por encima de donde se encuentra enterrada la fibra de detección, y la diferencia entre ambas trazas (Juarez y Taylor, 2005).

Dado que las variaciones ambientales y la frecuencia óptica tienen el mismo impacto sobre la interferencia en esparcimiento Rayleigh coherente, el cambio en la forma del trazo inducido por un factor puede ser compensado por el cambio en el otro factor. Consecuentemente, un sistema ϕ -OTDR puede utilizarse como sensor de tensión/temperatura. Mediciones de temperatura y tensión también han sido demostradas mediante el análisis de la correlación cruzada de los trazos de ϕ -OTDR con diferentes longitudes de onda de los pulsos ópticos de entrada (Koyamada *et al.*, 2009). La sensibilidad de este tipo de sensores es similar a la de otros sensores basados en interferencia, como rejillas de Bragg (FBG) y cavidades Fabry-Pérot (Kersey *et al.*, 1997; Lee *et al.*, 2012), los cuales presentan mayor sensibilidad que los sensores de fibra basados en esparcimiento Raman o Brillouin.

Como se mencionó anteriormente, ϕ -OTDR es una herramienta efectiva para implementarse como sensor distribuido para el monitoreo de vibraciones, temperatura y tensión. Sin embargo, existen algunas limitantes de esta configuración. En términos generales, la distancia de detección de un sistema ϕ -OTDR se encuentra limitada por la potencia pico del pulso óptico de entrada, el cual, debe estar por debajo de un determinado umbral para evitar efectos no lineales. Dicha potencia pico se encuentra limitada en mayor parte por la presencia de inestabilidad por modulación (MI) (Martins *et al.*, 2013b), auto-modulación de fase (SPM) y esparcimiento Brillouin estimulado (SBS) (Izumita *et al.*, 1994a). Sin embargo, algunas no linealidades como amplificación Raman, han sido utilizadas para mejorar el rendimiento de sistemas de telecomunicaciones (Hegarty *et al.*, 1985; Hansen *et al.*, 1997). En sensores de fibra óptica,

amplificación Raman ha sido implementada como una solución atractiva para lograr incrementar el rango de detección en sensores distribuidos (Jie *et al.*, 2013; Martins *et al.*, 2014). Sin embargo, en amplificación Raman se introduce valores considerables de ruido relativo de intensidad (RIN) y se requiere de potencias altas para el bombeo. Recientemente, amplificación Brillouin ha sido propuesta para extender el rango de detección (Wang *et al.*, 2014), el cual requiere menos potencia óptica pero muestra un nivel de ruido excesivo.

3.2.3. Reflectometría óptica por división de frecuencia (OFDR)

Típicamente, reflectometría óptica en el dominio de frecuencia (OFDR) basada en modulación de frecuencia de onda continua (FMCW) ofrece ventajas sobre sistemas OTDR que utilizan pulsos cortos de luz, para ciertas aplicaciones que requieren la combinación de una alta sensibilidad y una alta resolución espacial sobre regiones de detección de longitud intermedia. Los sistemas ϕ -OTDR convencionales presentan rangos de detección típicos de 10 - 30 km con resoluciones del orden de metros. En contraste, OFDR puede interrogar una fibra óptica con una resolución espacial de menos de 1 mm a lo largo de una fibra de 2km (Gifford *et al.*, 2007). La idea de reflectometría en el dominio de la frecuencia fue propuesta por primera vez para implementarse en radar hace ya más de medio siglo (Hymans y Lait, 1960), y después fue introducida en el campo de la óptica por primera vez en 1981 (Eickhoff y Ulrich, 1981b). Una configuración esquemática de un sistema OFDR se muestra en la figura 15. En lugar de mandar pulsos ópticos de prueba a través de la fibra de detección que es el caso de OTDR, luz de prueba de un láser sintonizable altamente coherente cuya frecuencia óptica puede ser escaneada de forma continua en un barrido lineal en el tiempo, es utilizada para implementar un sistema OFDR coherente. La luz de retroesparcimiento Rayleigh coherente es mezclada con la luz de una referencia (también conocido como oscilador local) en el fotodetector.

Asumiendo una posición L a lo largo de la fibra de detección, el tiempo correspondiente de transmisión de ida y vuelta τ de la luz de retroesparcimiento Rayleigh está dada por:

$$\tau = \frac{2L}{v_g}, \quad (34)$$

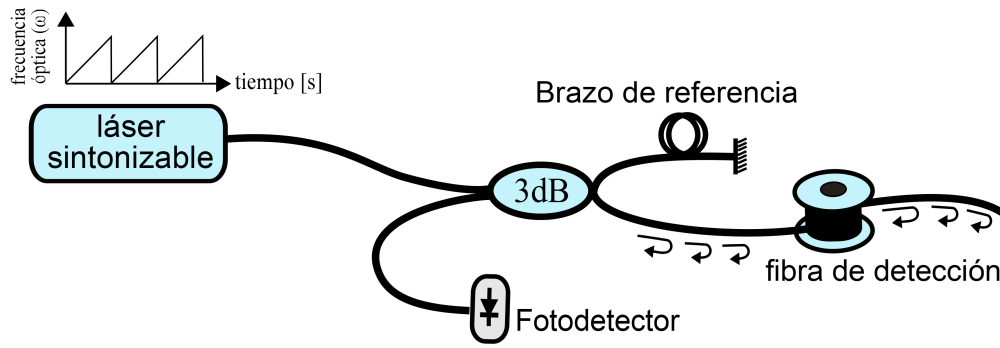


Figura 15. Configuración esquemática de un sistema OFDR.

donde v_g es la velocidad de grupo de la luz que se propaga en la fibra. La velocidad del cambio de la frecuencia óptica del láser está definida como $\gamma = \frac{d\omega}{dt}$, y la diferencia de frecuencia óptica, instantánea, entre la onda de referencia y la onda que regresa de una distancia, L , cuales interfieren en el fotodetector produciendo una señal de batimiento con frecuencia Ω , puede expresarse de la siguiente manera (Eickhoff y Ulrich, 1981b):

$$\Omega = \left(\frac{2L}{v_g} \right) \frac{d\omega}{dt}, \quad (35)$$

donde este componente en frecuencia es transportado por la señal que regresa de esparcimiento Rayleigh. Su valor en frecuencia representa información de la posición a lo largo de la fibra y su amplitud es proporcional al factor local de esparcimiento. Aplicando la transformada rápida de Fourier (FFT) a la señal sin procesar recibida por el fotodetector, trazas similares a las de OTDR incluyendo la distribución de la luz de retroesparcimiento Rayleigh a lo largo de la fibra serán obtenidas. En sistemas OFDR el elemento crucial es la fuente óptica, la cual, influye fuertemente en la resolución espacial y en el rango de medición alcanzable. Una alta resolución espacial requiere de una fuente altamente coherente de fase continua y con un amplio rango de sintonización lineal, simultáneamente. La resolución espacial se determina por el rango del barrido en frecuencias, para alcanzar una resolución de 1 m se necesita un rango del barrido en frecuencias de 100 MHz (entre la frecuencia más alta y la más baja). Por lo contrario, el rango de medición (longitud máxima) depende de la longitud de coherencia de la láser.

OFDR ha sido implementada como una técnica poderosa para la caracterización de componentes y dispositivos de fibra óptica (VonderWeid *et al.*, 1997; Kieckbusch *et al.*, 2003), y para el desarrollo de sensores distribuidos (Froggatt y Moore, 1998; Kreger *et al.*, 2006). Investigadores de Luna Technology extendieron las aplicaciones de OFDR al campo de la detección óptica (Froggatt y Moore, 1998). El retroesparcimiento Rayleigh inducido por las fluctuaciones aleatorias del índice de refracción a lo largo de la fibra óptica puede ser modelado como una rejilla de Bragg con una variación aleatoria en amplitud y fase. La respuesta del espectro de retroesparcimiento Rayleigh dentro de un determinado rango de longitud de onda se mantendrá constante siempre que la fibra de detección permanezca estable. Si los parámetros del medio que rodean la fibra, tales como temperatura o tensión, cambian, habrá un desplazamiento general en el espectro de retroesparcimiento Rayleigh. Este cambio en el espectro dependiente de la temperatura o tensión oculto en el espectro aleatorio y complejo de retroesparcimiento Rayleigh puede ser determinado mediante la correlación cruzada entre un escaneo de referencia y uno de medición (calentado o tensionado). La figura 16(a) muestra el espectro de retroesparcimiento Rayleigh de un segmento de 5 mm de fibra para un escaneo de referencia a temperatura ambiente y un escaneo de la misma sección de la fibra después de calentarla. El espectro del segmento de 5 mm fibra para temperatura ambiente y después de aplicar temperatura se observa en la figura 16(b). La figura 16(c) presenta el resultado de la correlación cruzada entre el espectro de referencia obtenido a temperatura ambiente y el espectro de medición (fibra calentada).

Como ha sido explicado anteriormente, OFDR coherente presenta algunas ventajas sobre sistemas ϕ -OTDR convencionales para la detección de perturbaciones cuasi-estáticas, como la posibilidad de una mayor sensibilidad acompañada con una alta resolución espacial (Froggatt y Moore, 1998; Yuksel *et al.*, 2009). Por su puesto, estas ventajas se obtienen a costa de una mayor complejidad del sistema, y de un rango de medición limitado. En realidad, el desempeño puede degradarse fuertemente si el barrido en frecuencia óptica no es realizado de forma lineal, por esta razón, deben de implementarse soluciones adecuadas para compensar dichas no linealidades. Actualmente, han sido reportados esquemas con un incremento notable en su rango de medición, algunas decenas de kilómetros, obtenido mediante la correcta compensación de las variaciones de fase debidas a la falta de coherencia (Fan *et al.*, 2009; Ito

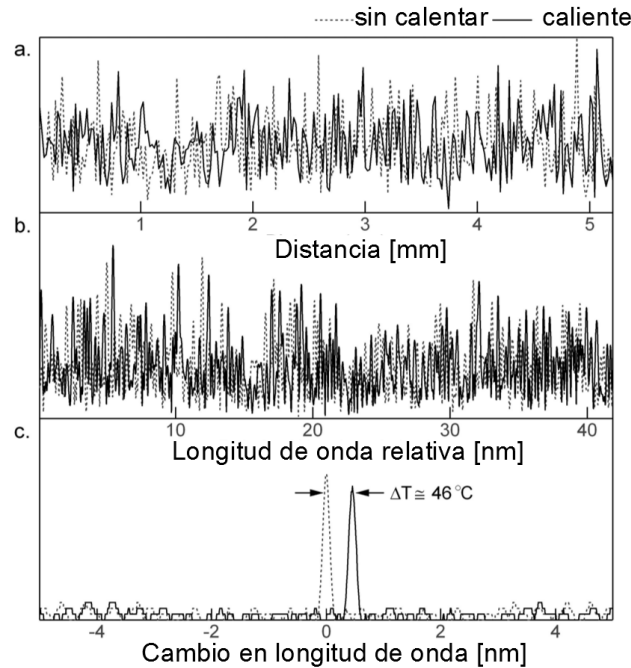


Figura 16. (a) Amplitud de retroesparcimiento Rayleigh a lo largo de un segmento de 5 mm de fibra óptica para los casos en que se aplicó calor (línea sólida) y para temperatura ambiente (línea punteada), (b) espectro en longitud de onda de los segmentos de 5 mm de fibra, (c) correlación cruzada entre el espectro de referencia (temperatura ambiente) y el espectro obtenido aplicando calor (Gifford *et al.*, 2005).

et al., 2012). La sensibilidad y el rango dinámico de medición en un sistema OFDR coherente se encuentran limitados por la longitud de coherencia de la luz láser.

3.2.4. Sistema de OTDR de correlación para detección distribuida

Como se ha discutido anteriormente, la limitante fundamental de un sistema OTDR convencional de un solo pulso es el compromiso existente entre resolución espacial y SNR (limitando la resolución y la máxima distancia de medición) (Nazarathy *et al.*, 1989). Un enfoque utilizado para mejorar el rango dinámico de un sistema OTDR convencional es la implementación de la técnica de espectro ensanchado (ensanchando la señal en el tiempo en lugar de en el dominio de la frecuencia), como es la correlación (Healey, 1986), comúnmente utilizados en sistemas radar (Gold, 1985) y en otros sistemas limitados por potencias pico, donde un incremento en la energía transmitida resultaría en una degradación en la resolución. Dicho enfoque se basa en la técnica de codificación de pulsos ópticos (Jones, 1993), y consiste en ensanchar la señal en el tiempo, incrementando la potencia promedio (y energía) de la señal de prueba, así

como también, la señal de retroesparcimiento. Esto se obtiene mandando a través de la fibra secuencias de pulsos con algunas propiedades particulares, que permiten obtener la respuesta al impulso de la fibra utilizando un proceso particular de decodificación. Mediciones con un mayor rango dinámico, y por lo tanto, con una mejor SNR, pueden obtenerse con una resolución espacial determinada por la duración de cada pulso contenido en la secuencia (Nazarathy *et al.*, 1989; Jones, 1993).

Una forma de aplicar la técnica de espectro ensanchado a mediciones distribuidas de OTDR, es mediante la modulación de forma aleatoria o pseudoaleatoria de la potencia óptica de una onda de luz que es utilizada como señal de prueba $p(t)$ y enviada a través de una fibra óptica utilizada para detección. Para entender el principio de funcionamiento de OTDR de correlación, expresemos la señal eléctrica de OTDR, después de la fotodetección, $s(t)$, como la convolución ($\otimes$) entre la señal de prueba $p(t)$, la señal de respuesta al impulso del fotodetector $r(t)$, y la respuesta al impulso del retroesparcimiento de la fibra óptica $h(t)$, de modo que (Nazarathy *et al.*, 1989):

$$s(t) = p(t) \otimes r(t) \otimes h(t). \quad (36)$$

Si la señal medida de OTDR, $s(t)$, es correlacionada ($*$) con la respectiva señal de prueba, $p(t)$, obtenemos:

$$\begin{aligned} s(t) * p(t) &= [p(t) \otimes r(t) \otimes h(t)] * p(t), \\ &= [p(t) * p(t)] \otimes [r(t) \otimes h(t)]. \end{aligned} \quad (37)$$

Esta ecuación señala que la respuesta de la fibra al retroesparcimiento $h(t)$, puede recuperarse de manera precisa dependiendo de las propiedades de la autocorrelación de la señal de prueba. Es decir, a medida en que la función de autocorrelación de la señal de prueba se aproxima a una función delta, la respuesta de la fibra óptica $h(t)$ puede recuperarse con mayor precisión, suponiendo una respuesta del detector lo suficientemente rápida. En este caso, la duración de la función de autocorrelación de la señal de prueba es la que determina la resolución espacial de la respuesta, y no la duración total de la misma señal de prueba (Newton, 1990). Por lo tanto, el ancho de banda y la aleatoriedad de la señal de prueba son parámetros clave que determinan el desempeño del sistema.

Diferentes métodos para la generación de las señales de prueba han sido propuestos y demostrados experimentalmente (Okada *et al.*, 1980). Comúnmente, fueron empleados secuencias periódicas de bits pseudoaleatorios (Okada *et al.*, 1980; Sudbo, 1983). Sin embargo, debido a las características periódicas de PRBSs (del inglés, Pseudo random bit sequence), su función de autocorrelación muestra lóbulos laterales con un nivel bastante alto, cuales introducen distorsiones y superponen la información de retroesparcimiento proveniente de diferentes puntos de esparcimiento, encontrándose que dicho método no es adecuado para aplicaciones prácticas (Healey, 1985). Para sobrellevar esta limitante presente en OTDR por códigos PRBSs, OTDR basado en códigos de correlación complementaria Golay (cc-OTDR) (Nazarathy *et al.*, 1990) y códigos lineales simples (Jones, 1993), fueron implementados. Entre los diferentes códigos unipolares existentes para reflectometría óptica, códigos lineales simples (Bolognini *et al.*, 2006) y códigos de correlación complementaria (Soto *et al.*, 2007) son los esquemas de codificación comúnmente utilizados para detección distribuida.

Actualmente, reflectometría óptica con codificación de pulsos ópticos ha sido implementada con éxito en esquemas de sensores distribuidos basados en detección de esparcimiento Rayleigh incoherente (Jones, 1993), Rayleigh coherente (Muanenda *et al.*, 2016; Martins *et al.*, 2017), esparcimiento Raman (Bolognini *et al.*, 2007), y Brillouin (Soto *et al.*, 2010). Un esquema experimental de un sensor distribuido de temperatura basado en detección de retroesparcimiento Raman mediante OTDR de correlación por códigos simples, se muestra en la figura 17(a). La potencia de salida del diodo láser modulada en forma de una secuencia codificada de pulsos, de acuerdo a la palabra código de 63 bits se puede observar en la figura 17(b).

Sin embargo, la precisión en las mediciones de Reflectometría óptica basada en codificación de pulsos se encuentra limitada por el cuello de botella del ancho de banda de la modulación de los códigos generados por electrónica, la resolución espacial de OTDR de correlación es del orden de decenas de metros (Lee *et al.*, 2004; Takushima y Chung, 2007). Además, es difícil y costoso el generar mediante electrónica secuencias de códigos con un ancho de banda amplio, por lo tanto, el incrementar el rango dinámico de OTDR de correlación es también algo difícil.

rango de operación. La mayoría de las fuentes ópticas caóticas anteriores se basan en láseres de semiconductor con retroalimentación óptica (Ohtsubo, 2012), inyección óptica (Simpson *et al.*, 1994) o retroalimentación optoelectrónica (Callan *et al.*, 2010).

Para llevar acabo la implementación de luz caótica dentro del área de sensores de fibra óptica Jáuregui *et al.* demostró teóricamente un resonador caótico de fibra óptica en anillo para realizar mediciones de varios parámetros físicos, como elongación, atenuación, índice de refracción (Jáuregui *et al.*, 2006). Hasta hace poco, no había sido reportada la implementación de OTDR de correlación caótica (CC-OTDR) en el área de sensores para la detección de parámetros externos (como temperatura o tensión). Recientemente, se propuso y analizó teóricamente una configuración cuasi distribuida formada por arreglos de rejillas de Bragg (FBGs) con un láser caótico sintonizable (Zhang y Yang, 2014). En este trabajo, FBGs con diferente longitud de onda de Bragg son interrogadas a través de un barrido en longitud de onda. Los resultados de simulación arrojan una capacidad de multiplexión de cientos de FBGs de ultra baja reflectancia (y de misma longitud de onda de Bragg) por cada línea de detección, así como una resolución espacial de 1.3 cm. En la figura 18(a) se muestra el esquema de detección propuesto. En la figura 18(b) se muestra una línea de detección formada por 5 FBGs de misma longitud de onda de Bragg (λ_{Bragg}), donde la longitud de onda de la señal de referencia es λ y coincide con λ_{Bragg} , por lo tanto, cinco picos de correlación correspondientes a las FBGs se observan en el trazo resultante de la correlación cruzada entre la señal de referencia y la señal reflejada por las FBGs. En la figura 18(c) se puede observar que la FBG 5 ha sido perturbada por un parámetro externo, lo que induce un cambio en la longitud de onda de Bragg, $\lambda_{Bragg} = \lambda + \Delta\lambda$. Por lo tanto, las cuatro FBGs que no han sido perturbadas aparecen representadas por picos en el trazo de correlación. Ya que para la FBG 5 la señal de prueba se transmite totalmente y no refleja señal alguna hacia el fotodetector, por lo que no aparece el pico de correlación correspondiente.

Otro trabajo demostró la prueba de concepto de un nuevo método de demodulación para la medición de parámetros estáticos y/o dinámicos mediante el uso de OTDR de correlación con luz caótica de banda ancha (Xia *et al.*, 2015). Para la detección de perturbaciones dinámicas este método de demodulación se basa en el seguimiento de los cambios en la amplitud relativa (RAC) del pico de correlación, cuales se encuentran

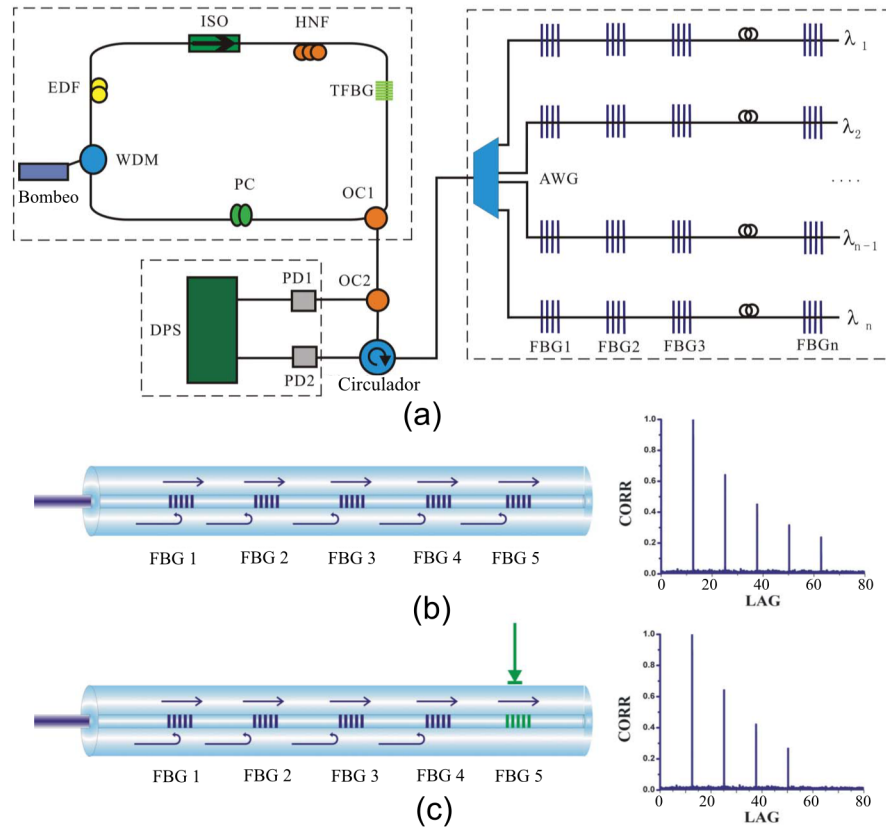


Figura 18. (a) Configuración del sensor cuasi distribuido formado por FBGs, donde: bombeo; diodo láser de 980 nm; EDF, fibra dopada con erbio; ISO, aislador; TFBG, FBG sintonizable; HNF, fibra altamente no lineal; PC, controlador de polarización; OC, acoplador óptico; PD, fotodetectores; DPS, sistema de adquisición de datos; AWG, rejilla con arreglo de guías de onda. (b) y (c) muestran el principio de demodulación del sistema, donde (b) representa el sistema bajo condiciones estables, mientras que en (c) se presenta el sistema influenciado por una perturbación (Zhang y Yang, 2014).

principalmente determinados por los cambios en la intensidad reflejada de la luz caótica de prueba, que es modulada por las fluctuaciones rápidas en la onda evanescente de una sección de 29.2 mm de fibra óptica sin núcleo (NCF) (Ran *et al.*, 2015), que es empalmada con fibra monomodal (SMF) por ambos lados (SMF-NCF-SMF). Por lo tanto, las variaciones en la amplitud relativa del pico de correlación están directamente relacionadas con la frecuencia de la perturbación dinámica. La intensidad de la luz caótica de prueba modulada por las vibraciones aplicadas a la fibra, al pasar a través de la estructura SMF-NCF-SMF se muestra en la figura 19(a). En la figura 19(b), se presenta la demodulación de la frecuencia de las vibraciones mediante la envolvente generada por los cambios en la amplitud relativa de los múltiples picos de correlación. Las figuras 19(c) y (d), muestran la localización y la frecuencia de la perturbación dinámica aplicada a la fibra, respectivamente.

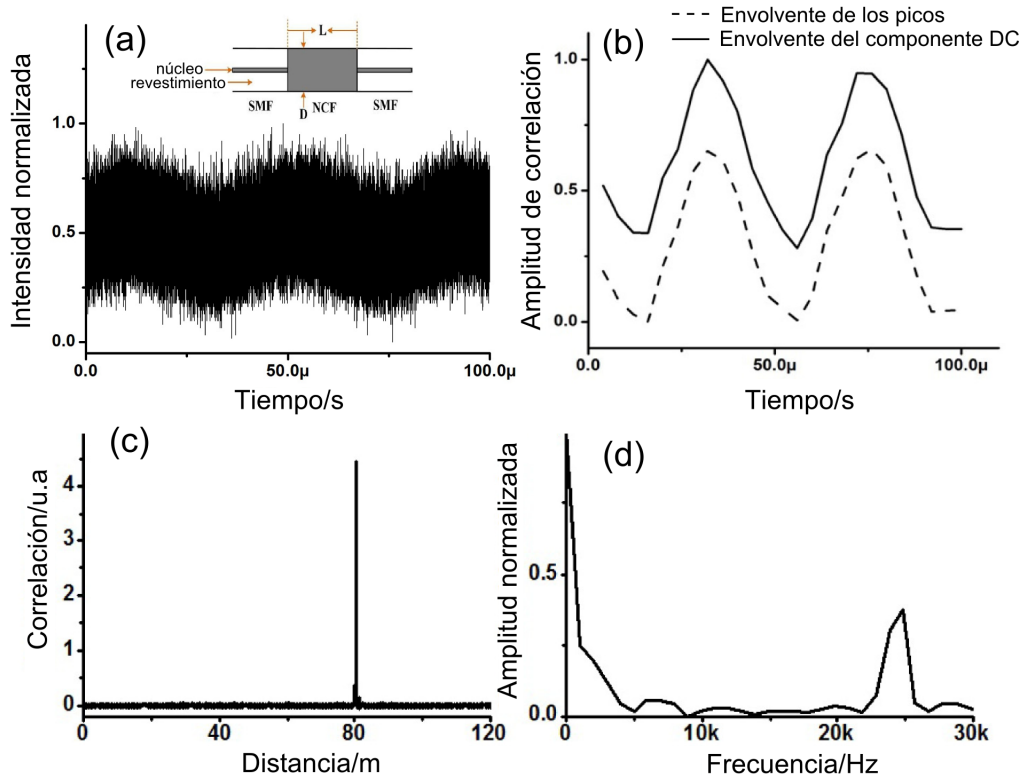


Figura 19. (a) Intensidad de la luz caótica modulada por una forma de onda sinusoidal (con frecuencia de 24 KHz) al pasar por la estructura vibrante de fibra SMF-NCF-SMF; (b) envolturas de la amplitud de los múltiples picos de correlación consecutivos en el tiempo, y de su componente en DC; (c) y (d) muestran las vibraciones de 24 KHz localizadas a una distancia de 80 m. (Xia *et al.*, 2015).

Sin embargo, el uso de un diodo láser con retroalimentación de fibra óptica en anillo, o el uso de un amplificador óptico de semiconductor en configuración de anillo, es problemático al momento de implementarse en sistemas prácticos. Esto debido a que la señal caótica de prueba generada por estas configuraciones cuenta con un tiempo de retraso característico, el cual, resulta en lóbulos laterales periódicos en el trazo de correlación y puede llevar a errores de medición (Wang y Wang, 2010). También, dichas configuraciones requieren de un control de polarización y una alta potencia de luz, lo que complica su operación y disminuye la estabilidad del sistema. Para superar dichas limitantes presentes en láseres con retroalimentación óptica, proponen la modulación de un diodo láser DFB a través de un circuito caótico (Li *et al.*, 2015), y la implementación de una fuente de supercontinuo de fibra óptica (Wang *et al.*, 2015).

3.3. Resumen y conclusiones parciales

En este capítulo se presentó una descripción de las técnicas utilizadas en el desarrollo de sensores de fibra óptica multiplexados y distribuidos, así como sus ventajas y desventajas.

En sensores multiplexados, se presentaron y fueron descritas las diferentes técnicas utilizadas para la multiplexión de los sensores puntuales, multiplexión por división de longitud de onda (WDM), multiplexión por división de tiempo (TDM), multiplexión por división de frecuencia (FDM). Así como también, se presentó la capacidad de multiplexión y las principales limitantes de las diferentes configuraciones presentadas.

En sensores distribuidos, fueron descritas las diferentes técnicas de interrogación utilizadas para la detección de retroesparcimiento (Rayleigh, Brillouin y Raman), como reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR), OTDR con sensibilidad a la fase óptica (ϕ -OTDR), reflectometría en el dominio de la frecuencia (OFDR), y OTDR de correlación. También, se presentaron diferentes configuraciones experimentales de sensores distribuidos basados en estas técnicas de interrogación. Mostrando las ventajas y desventajas de cada una de las configuraciones descritas.

Capítulo 4. Principio de funcionamiento y análisis del reflectómetro de correlación basado en ruido de fase de la luz láser

En este capítulo, se presenta un estudio sobre varios aspectos importantes del sensor de correlación que utiliza una señal óptica de prueba generada por el alto ruido de fase de un láser DFB de semiconductor, como lo son; su principio de operación y la influencia de diferentes tipos de ruido en la respuesta del sensor. Se presentan algunos aspectos teóricos, así como también, una evaluación experimental y un análisis de los ruidos, cuales presentan limitaciones tanto para el rango dinámico como para la sensibilidad del sistema. Se proponen técnicas para reducir las aportaciones por dichos ruidos, y se presentan las principales conclusiones alcanzadas.

4.1. Generación de una señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad a partir del alto ruido de fase un láser DFB de semiconductor

4.1.1. Introducción

El ruido de fase en los láseres de semiconductor es un parámetro de gran importancia en aplicaciones en las que las propiedades de la coherencia temporal de las señales ópticas están involucradas. Tales aplicaciones son sistemas de comunicaciones ópticas coherentes (Yamamoto y Kimura, 1981) y sensores en los que las señales moduladas en fase o frecuencia se detectan mediante técnicas heterodinas u homodinas (Yamamoto, 1980) o son discriminadas mediante detección interferométrica directa (Saito *et al.*, 1982). Por estas razones, las características del ruido de fase en láseres semiconductores se han estudiado ampliamente (Tkach y Chraplyvy, 1986). En años recientes, han sido publicados resultados interesantes sobre la generación de números aleatorios basados en la medición del ruido de fase de un láser (Qi *et al.*, 2009; Guo *et al.*, 2010). En donde una configuración Mach-Zehnder desbalanceada fue utilizada para generar las variaciones verdaderamente aleatorias de la intensidad detectada.

El ruido cuántico de fase de un láser depende de su potencia óptica de salida (Hinkley y Freed, 1969). Una potencia de salida cercana al nivel umbral de emisión, ase-

gura que la principal contribución al ruido de fase es por emisión espontánea (Henry, 1982) y no por la evolución caótica del campo macroscópico (Reidler *et al.*, 2009). Las fluctuaciones aleatorias de la fase del campo óptico que surgen de la emisión espontánea de fotones, determinan la forma y ancho de línea de la luz láser (Henry, 1982). Cada fotón emitido de forma espontánea tiene una fase aleatoria, que contribuye a una fluctuación (aleatoria) de la fase del campo eléctrico total, resultando en un ensanchamiento del espectro de emisión del láser. El ancho de línea de un láser $\Delta\nu$ está determinado por la magnitud del ruido de fase. Dicho ancho de línea varía linealmente con la potencia de salida recíproca del láser (Fleming y Mooradian, 1981).

En particular, en láseres de semiconductor el ruido de fase es más fuerte que el ruido de intensidad comparado con otros láseres de estado sólido o de gas. Esta particularidad de los láseres de semiconductor hace que su ancho de línea sea más grande que el de otros tipos de láseres (Fleming y Mooradian, 1981). Este ensanchamiento de la línea de emisión láser se le atribuye a la variación del índice de refracción real con la densidad de portadores dentro del medio de ganancia, ya que un cambio en el índice de refracción causa fluctuaciones adicionales de fase y un ensanchamiento en la línea láser (Henry, 1982, 1986).

En este trabajo de investigación utilizamos este tipo de láseres debido a su alto ruido de fase, ya que dicha propiedad nos permite generar señales ópticas de prueba con una modulación en intensidad bastante fuerte.

4.1.2. Ruido de fase y espectro de emisión láser

El campo óptico emitido por encima del nivel de umbral de un láser de una sola frecuencia, comúnmente es modelado como una onda cuasi monocromática con amplitud estable, pero que experimenta fluctuaciones de fase (Yariv, 1975):

$$E(t) = E_0 e^{i[\omega_0 t + \phi(t)]} \quad (38)$$

donde ω_0 es la frecuencia óptica promedio y $\phi(t)$ es un proceso estocástico que representa la fluctuación aleatoria de la fase que conduce a un ensanchamiento de la línea espectral de la luz láser. Para fines prácticos, es útil introducir la función de autocorre-

lación del campo óptico, definida como:

$$G(\Delta t) = \langle E^*(t) E(t + \Delta t) \rangle = \langle |E_0|^2 \rangle \langle e^{i\Delta\phi(t, \Delta t)} \rangle e^{i\omega_0 \Delta t}. \quad (39)$$

Aquí $\Delta\phi(t, \Delta t) = \phi(t + \Delta t) - \phi(t)$ representa la diferencia de las fluctuaciones de fase en los tiempos t y $t + \Delta t$. Debido a que la fase $\phi(t)$ es el resultado de un número muy grande de contribuciones relacionados con los eventos aleatorios de la emisión espontánea de fotones, es razonable modelar el proceso como un proceso aleatorio gaussiano estacionario (Seigman *et al.*, 1967) con media cero y varianza σ_ϕ^2 . En consecuencia, $\Delta\phi(t, \Delta t) = \Delta\phi(\Delta t)$ es independiente de t y también constituye un proceso aleatorio gaussiano estacionario, con media cero.

Para un proceso aleatorio gaussiano, la cantidad entre paréntesis angulados en la ecuación (39), se puede escribir de la forma (Goodman, 1985)

$$\langle e^{i\Delta\phi(\Delta t)} \rangle = e^{-\sigma_\phi^2 [1 - g(\Delta t)]}, \quad (40)$$

donde $g(\Delta t)$ es la función de autocorrelación de la fase normalizada

$$g(\Delta t) = \frac{\langle \phi(t + \Delta t) \phi(t) \rangle}{\sigma_\phi^2}. \quad (41)$$

En este punto es necesario decir algo sobre la escala de la variación temporal de las fluctuaciones. Con base en el modelado físico de la emisión de luz, es usual suponer que las fluctuaciones de fase ejecutan un movimiento browniano (Melvin, 1967). Aquí surge un problema, debido a que el movimiento browniano describe una curva de tipo fractal, por lo que las cantidades σ_ϕ^2 y $g(\Delta t)$ podrían no tener valores bien definidos. En esos casos, es conveniente proceder de manera alternativa, escribiendo la cantidad entre paréntesis angulados en la ecuación (39) como,

$$\langle e^{i\Delta\phi(t, \Delta t)} \rangle = e^{-\frac{1}{2} D_\phi(\Delta t)}. \quad (42)$$

en donde $D_\phi(\Delta t) = \langle [\phi(t + \Delta t) - \phi(t)]^2 \rangle$ es la función de estructura de las fluctuaciones de fase. De la definición de la función de estructura es fácil ver que cuando σ_ϕ^2 y $g(\Delta t)$ son finitas,

$$D_\phi(\Delta t) = 2\sigma_\phi^2 [1 - g(\Delta t)], \quad (43)$$

que nos lleva nuevamente a la ecuación (40).

Es conocido que para el caso del movimiento browniano, la función de estructura crece linealmente con el intervalo de tiempo Δt considerado (Moslehi, 1986). Es decir, que

$$D_\phi(|\Delta t|) = W|\Delta t|, \quad (44)$$

donde W es una constante de proporcionalidad. Utilizando la definición para el tiempo de coherencia de la emisión láser dada por (Mandel, 1959), encontramos que la relación entre la constante de proporcionalidad W y el tiempo de coherencia, es $t_{coh}^{-1} = \frac{W}{2}$. Con esto, podemos escribir la función de autocorrelación del campo como (Melvin, 1967):

$$G(\Delta t) = \langle |E_0|^2 \rangle e^{-\frac{|\Delta t|}{t_{coh}}} e^{i\Delta\omega_0 t}. \quad (45)$$

Tomando la transformada de Fourier de la autocorrelación, encontramos que el espectro de potencia de la emisión láser toma la bien conocida forma de una función de Lorentz:

$$S(W) = \frac{4W}{W^2 + 16\pi^2\nu^2}. \quad (46)$$

El ancho (FWHM) de la línea Lorentziana del espectro de potencia está entonces dado por

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{W}{4\pi} = \frac{1}{2\pi t_{coh}}. \quad (47)$$

En términos del ancho de la línea, podemos reescribir la ecuación (46) como:

$$S(\nu) = \frac{\nu_{1/2}}{\pi^2(\nu_{1/2}^2 + \nu^2)}, \quad (48)$$

mientras que la varianza de las diferencias de fase separadas por un intervalo de tiempo Δt (función de estructura) puede escribirse de la siguiente manera:

$$D_\phi(|\Delta t|) = \sigma_{\Delta\phi}^2(\Delta t) = 4\pi\Delta\nu_{1/2}|\Delta t|. \quad (49)$$

4.1.3. Interferencia de una onda que posee fluctuaciones de fase con una versión retrasada de ella misma

En una configuración óptica con un interferómetro desbalanceado (figura 20), la fase de la luz láser de un instante de tiempo es comparada con la fase de la luz de un instante anterior, produciendo en la salida del interferómetro, sobre el fotodetector, una señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad.

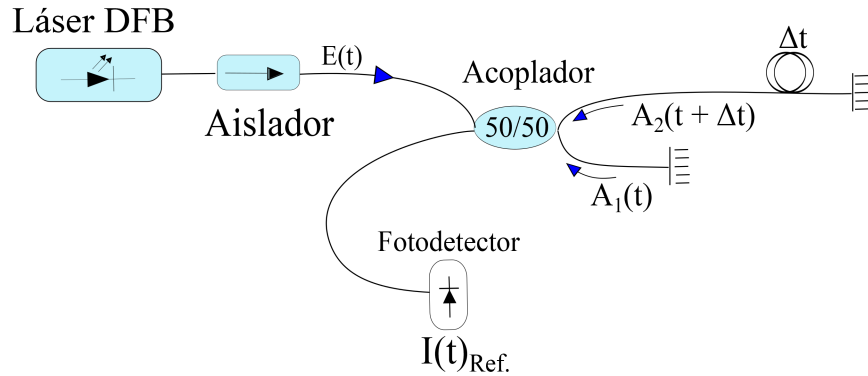


Figura 20. Configuración de un interferómetro de fibra óptica de tipo Michelson desbalanceado.

El campo óptico emitido por el láser, $E(t) = E_0 e^{i[\omega_0 t + \phi(t)]}$, que incide sobre el interferómetro desbalanceado es dividido por igual en dos ondas. Aquí, por simplicidad, suponemos que las amplitudes de las dos ondas son igual a la unidad, es decir, $A_1(t) = E_0 e^{i[\omega_0 t + \phi(t)]}$ y $A_2(t) = E_0 e^{i[\omega_0(t) + \phi(t)]}$.

Las ondas $A_1(t)$ y $A_2(t)$ viajan por diferentes caminos, los cuales difieren en longitud (ΔL) e introducen un retardo temporal entre las ondas, es decir, $A_1(t)$ y $A_2(t + \Delta t)$, como se puede observar en la figura 20. Aquí Δt es el tiempo de retraso relativo introducido por uno de los brazos del interferómetro, y está dado por $\Delta t = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Delta L / c$. Donde c es la velocidad de la luz, n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la fibra óptica, y ΔL es la diferencia en longitud de fibra entre los brazos del interferómetro.

La suma de estas dos ondas en la salida del interferómetro desbalanceado puede escribirse de la siguiente forma:

$$A_1(t) + A_2(t + \Delta t) = e^{i[\omega_0 t + \phi(t)]} + e^{i[\omega_0(t + \Delta t) + \phi(t + \Delta t)]}. \quad (50)$$

Por simplicidad, omitimos el factor $E_0/\sqrt{2}$ y suponemos que las amplitudes de ambas onda no cambian en la salida del interferómetro. Por lo tanto, la intensidad de la luz de salida que incide en el fotodetector, esta dada por:

$$\begin{aligned}
 I(t)_{Ref} &= [A_1(t) + A_2(t + \Delta t)] \cdot [A_1^*(t) + A_2^*(t + \Delta t)] \\
 &= E_0^2 + E_0^2 + 2E_0^2 \{e^{i[\omega_0\Delta t + \phi(t+\Delta t) - \phi(t)]} + e^{-i[\omega_0\Delta t + \phi(t+\Delta t) - \phi(t)]}\} \\
 &= 2 \{1 + \cos[\omega_0\Delta t + \phi(t + \Delta t) - \phi(t)]\} \\
 &= 2 \{1 + \cos[\theta + \Delta\phi(t, \Delta t)]\}, \tag{51}
 \end{aligned}$$

donde $\theta = \omega_0\Delta t = k \cdot n \cdot \Delta L$. Aquí, θ es el producto del número de onda de la luz k , y la diferencia de camino óptico del interferómetro $n \cdot \Delta L$, que representa la diferencia de fase para una longitud de onda dada de la luz láser en la salida del interferómetro desbalanceado. $\Delta\phi(t, \Delta t) = \phi(t + \Delta t) - \phi(t)$, es la diferencia de fase acumulada por presencia de ruido de fase sobre un intervalo de tiempo Δt .

En primer lugar, estamos interesados en dos parámetros estadísticos importantes de la señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad. Como es conocido, a la salida de un interferómetro desbalanceado la intensidad promedio de la luz y su varianza dependen del retardo temporal introducido por el interferómetro (Gallion y Debarge, 1984; Moslehi, 1986). La intensidad media $\bar{I}$ representa el valor promedio de la señal aleatoria y su varianza σ_I^2 define la profundidad de modulación de la señal y por ultimo la amplitud de la función de correlación, que es la señal final del sensor. La $\bar{I}$ puede calcularse utilizando la misma distribución de fase aleatoria considerada anteriormente:

$$\bar{I} = 2 \left[1 + e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} \cos \theta \right] = 2 \left[1 + e^{-\frac{|\Delta t|}{t_{coh}}} \cos \theta \right]. \tag{52}$$

Aquí, el $\cos \theta$ representa las franjas de interferencia, mientras que el término $e^{-\frac{|\Delta t|}{t_{coh}}}$ representa la visibilidad de las franjas. La varianza de la intensidad aleatoria en la señal óptica puede ser evaluada de la forma, $\sigma_I^2 = \bar{I}^2 - \bar{I}^2$, la cual, es muy bien conocida en teoría de la probabilidad. Por lo tanto, la varianza de la señal de prueba a la salida del interferómetro puede escribirse de la siguiente manera (Arias *et al.*, 2015):

$$\sigma_I^2 = 2 \left\{ 1 - e^{-\frac{2|\Delta t|}{t_{coh}}} (1 + \cos 2\theta) + e^{-\frac{4|\Delta t|}{t_{coh}}} \cos 2\theta \right\}. \quad (53)$$

La figura 21 muestra los resultados calculados por las ecuaciones 52 y 53 para la intensidad promedio $\bar{I}$ y desviación estándar σ_I de la señal de prueba, como función del tiempo de retraso Δt en fracciones del tiempo de coherencia t_{coh} de la luz láser para diferentes ángulos del retraso de la fase θ . Como se puede observar de la figura 21 (a), la σ_I caracteriza la potencia de la señal óptica, y cuando $\Delta t \gg \tau_{coh}$ la potencia de la señal óptica obtiene su valor máximo y ya no depende del ángulo de la fase, θ . Esto significa que el sistema opera en un régimen incoherente, donde la potencia de la señal de prueba será independiente a variaciones de temperatura o a pequeñas fluctuaciones en la longitud de onda central de la luz láser, por lo que este sistema no requiere de estabilización por temperatura. Al mismo tiempo, para la detección con interferómetros que tienen retrasos temporales más cortos que el tiempo de coherencia de la luz láser, puede observarse un alto contraste en las franjas de interferencia (variación de la potencia media de la luz entre los valores que corresponden a $\theta = 0$ y $\theta = \pi$), como se muestra en la figura 21(b).

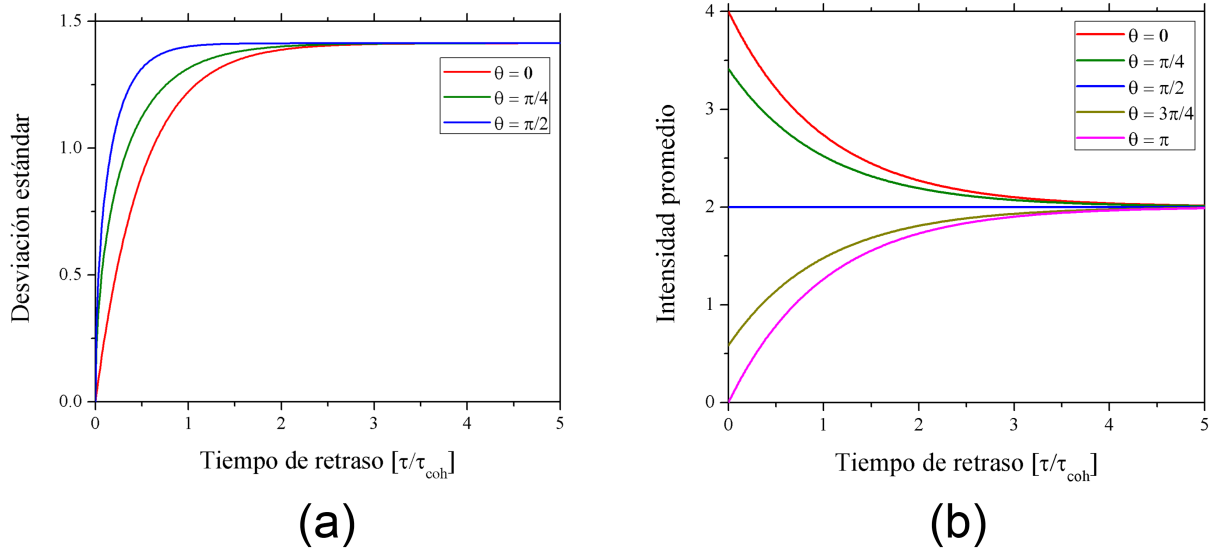


Figura 21. Evaluación de la desviación estándar (a) y promedio (b) de la intensidad de la luz en la salida del interferómetro desbalanceado. El tiempo de retraso se presenta en valores del tiempo de coherencia de la luz láser. (Arias *et al.*, 2015)

Estas dos propiedades de la luz láser que experimenta fluctuaciones de fase pue-

den ser útiles para reflectometría óptica de correlación y su aplicación en sensores de fibra óptica multiplexados y distribuidos.

4.1.4. Implementación de la señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad en reflectometría de correlación

Como se explicó anteriormente, las dos ondas de luz en la salida del interferómetro desbalanceado se encuentran temporalmente retrasadas una con respecto a la otra. Estas dos ondas, son direccionadas hacia el fotodetector de referencia a través del acoplador 2 que tiene una razón de división de $k/(1 - k)$, donde $k = 0.99$. La menor parte de la potencia de la luz es utilizada como señal de referencia, mientras que la potencia restante es direccionada hacia una fibra óptica utilizada para la detección de parámetros externos a través de un circulador óptico, como puede observarse en la figura 22.

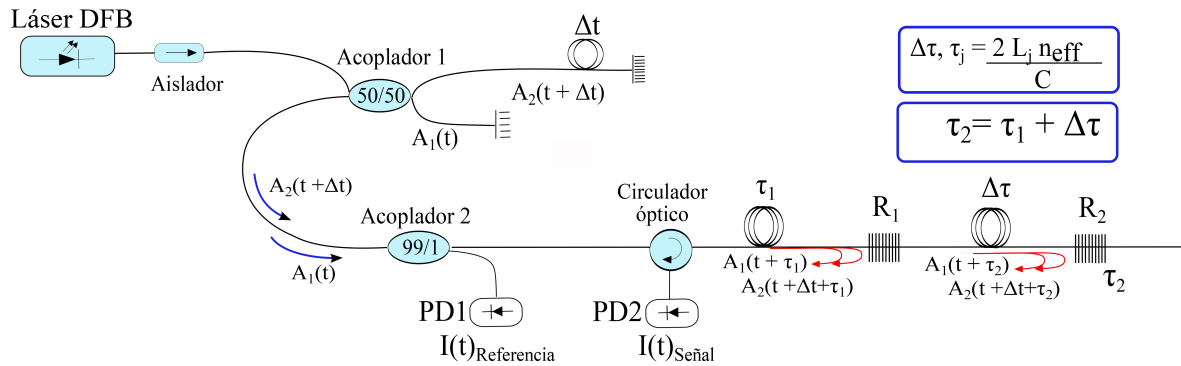


Figura 22. Diagrama esquemático del reflectómetro de correlación donde se ilustra la propagación de las ondas que forman la señal de prueba.

La suma de las ondas en ambas salidas del acoplador 2, puede escribirse de la siguiente forma:

$$A(t)_{Ref} = \sqrt{1 - k} \cdot [A_1(t) + A_2(t + \Delta t)], \quad (54a)$$

$$A(t)_{Sig} = \sqrt{k} \cdot [A_1(t) + A_2(t + \Delta t)]. \quad (54b)$$

La señal óptica de referencia $I(t)_{Ref}$ generada en el fotodetector PD1 debido a la interferencia de las ondas que conforman $A_{Ref}(t)$, se encuentra descrita, como se vio

anteriormente, por la ecuación 51 en la que se supuso por simplicidad que las ondas tenían la misma amplitud. Ahora, considerando la razón de división de los acopladores que conforman el sistema, la ecuación 51 puede ser reescrita de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} I(t)_{Ref} &= |A(t)_{Ref}|^2 \\ &= \frac{I_0}{2} \cdot (1 - k) \cdot \{1 + \cos[\Delta\phi(t, \Delta t) + \theta]\}. \end{aligned} \quad (55)$$

La suma de las ondas en la salida del acoplador 2 de la figura 22, $A(t)_{Sig}$, se propaga por la fibra óptica utilizada para la detección de perturbaciones externas, encontrándose con dos reflectores, R_1 y R_2 que tienen una reflectancia de R , localizados a una distancia L_j , donde $j = 1, 2$. Por simplicidad, asumimos que $R \ll 1$. En este estudio, consideramos un numero de reflectores de R igual a 2, ya que estos nos permiten realizar un análisis detallado de efectos coherentes entre las ondas reflejadas. Las ondas reflejadas por estos elementos adquieren retrasos adicionales, τ_1 y τ_2 , y son direccionadas a través de un circulador óptico hacia el fotodetector PD2 en el cual interfieren:

$$\begin{aligned} I_{Sig}(t) &= |A(t)_{Sig}|^2 \\ &= k \cdot R \cdot |A_1(t + \tau_1) + A_2(t + \Delta t + \tau_1) + A_1(t + \tau_2) + A_2(t + \Delta t + \tau_2)|^2 \\ &= \frac{I_0}{2} R \cdot k \left\{ 4 + \left[e^{i[\omega_0 \Delta t + \phi(t + \Delta t + \tau_1) - \phi(t + \tau_1)]} + e^{-i[\omega_0 \Delta t + \phi(t + \Delta t + \tau_1) - \phi(t + \tau_1)]} \right] + \right. \\ &\quad + \left[e^{i[\omega_0 \Delta t + \phi(t + \Delta t + \tau_2) - \phi(t + \tau_2)]} + e^{-i[\omega_0 \Delta t + \phi(t + \Delta t + \tau_2) - \phi(t + \tau_2)]} \right] + \\ &\quad + \left[e^{i[\omega_0 \Delta \tau + \phi(t + \tau_2) - \phi(t + \tau_1)]} + e^{-i[\omega_0 \Delta \tau + \phi(t + \tau_2) - \phi(t + \tau_1)]} \right] + \\ &\quad + \left[e^{i[\omega_0 \Delta \tau + \phi(t + \Delta t + \tau_2) - \phi(t + \Delta t + \tau_1)]} + e^{-i[\omega_0 \Delta \tau + \phi(t + \Delta t + \tau_2) - \phi(t + \Delta t + \tau_1)]} \right] + \\ &\quad + \left[e^{i[\omega_0 (\Delta t + \Delta \tau) + \phi(t + \Delta t + \tau_2) - \phi(t + \tau_1)]} + e^{-i[\omega_0 (\Delta t + \Delta \tau) + \phi(t + \Delta t + \tau_2) - \phi(t + \tau_1)]} \right] + \\ &\quad \left. + \left[e^{i[\omega_0 (\Delta t - \Delta \tau) + \phi(t + \Delta t + \tau_1) - \phi(t + \tau_2)]} + e^{-i[\omega_0 (\Delta t - \Delta \tau) + \phi(t + \Delta t + \tau_1) - \phi(t + \tau_2)]} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (56)$$

Utilizando la identidad de $2 \cos \varphi = e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}$, junto con la notación para la diferencia de fase acumulada $\Delta\phi(t + \tau_n, \Delta t) = \phi(t + \tau_n + \Delta t) - \phi(t + \tau_n)$, y que $\tau_2 = \tau_1 + \Delta\tau$, $\theta = \omega_0 \Delta t$, $\theta_{\Delta\tau} = \omega_0 \Delta\tau$, $\theta_{\Delta\tau + \Delta t} = \omega_0 (\Delta\tau + \Delta t)$, y $\theta_{\Delta\tau - \Delta t} = \omega_0 (\Delta\tau - \Delta t)$. Entonces, la intensidad en

el fotodetector la podemos reescribir de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 I_{Sig}(t) = & I_0 \cdot R \cdot k \{ 2 + \cos[\theta + \Delta\phi(t + \tau_1, \Delta t)] + \\
 & + \cos[\theta + \Delta\phi(t + \tau_2, \Delta t)] + \cos[\theta_{\Delta\tau} + \Delta\phi(t + \tau_1, \Delta\tau)] \\
 & + \cos[\theta_{\Delta\tau} + \Delta\phi(t + \tau_1 + \Delta t, \Delta\tau)] + \cos[\theta_{\Delta t + \Delta\tau} + \Delta\phi(t + \tau_1, \Delta t + \Delta\tau)] \\
 & + \cos[\theta_{\Delta t - \Delta\tau} + \Delta\phi(t + \tau_2, \Delta t - \Delta\tau)] \}. \quad (57)
 \end{aligned}$$

Las ecuaciones 55 y 57 determinan la intensidad en los fotodetectores de Referencia (PD1) y de señal (PD2), respectivamente. La señal óptica que llega al fotodetector PD2 es parcialmente la misma señal óptica con variaciones en intensidad detectada por el fotodetector de referencia (PD1), solo se encuentra retrasada en el tiempo y escalada por el coeficiente de reflexión de los reflectores. Ahora, para mostrar los efectos coherentes presentes entre las ondas reflejadas por las rejillas cuales interfieren en el detector de señal (PD2), analizaremos la intensidad promedio:

$$\begin{aligned}
 \bar{I}_{Sig} = & I_0 \cdot R \cdot k \cdot \left\{ 2 \cdot e^{-\frac{|\Delta t|}{t_{coh}}} \cdot \cos \theta + 2 \cdot e^{-\frac{|\Delta\tau|}{t_{coh}}} \cdot \cos \theta_{\Delta\tau} + \right. \\
 & + \left. e^{-\frac{|\Delta t - \Delta\tau|}{t_{coh}}} \cdot \cos \theta_{\Delta t - \Delta\tau} + e^{-\frac{|\Delta t + \Delta\tau|}{t_{coh}}} \cdot \cos \theta_{\Delta t + \Delta\tau} \right\}. \quad (58)
 \end{aligned}$$

Ahora, veamos a detalle la ecuación 58. Como se explicó anteriormente, si introducimos un retraso temporal entre las dos ondas que salen del interferómetro desbalanceado de $\Delta t \geq 4 t_{coh}$, obtenemos en el fotodetector PD1 una señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad con una máxima desviación estándar, y cuya potencia promedio no depende de cambios de temperatura. Entonces, si consideramos el caso en que el retardo temporal entre los dos reflectores R_1 y R_2 , es también, mucho mayor que el tiempo de coherencia de la luz láser, $\Delta\tau \gg t_{coh}$, las ondas reflejadas no interactuarán entre ellas de forma coherente, por lo que no habrá franjas de interferencia, como puede deducirse de la ecuación 58 y observarse en la figura 21(b).

Sin embargo, si ahora consideramos que el retardo temporal entre los reflectores, R_1 y R_2 , es menor o igual que el tiempo de coherencia, $\Delta\tau \leq t_{coh}$, observamos franjas de interferencia y el término 2 en la ecuación 58, $2 \cdot e^{-\frac{|\Delta\tau|}{t_{coh}}} \cdot \cos(\omega_0 \Delta\tau)$, nos indica que la intensidad promedio es modulada por la diferencia de fase entre las ondas reflejadas, $\omega_0 \Delta\tau$, variando entre 0 y π , con un contraste bastante alto.

Otra situación importante a considerar de la ecuación 58, es cuando el retaso temporal introducido por el interferómetro desbalanceado es aproximadamente igual al retardo temporal existente entre los reflectores R_1 y R_2 , es decir, $\Delta t \approx \Delta \tau$. Para esta situación, los reflectores R_1 y R_2 compensan el retardo relativo entre las dos ondas, introducido por el interferómetro desbalanceado. Por lo tanto, si $\Delta t - \Delta \tau < t_{coh}$ el término 3 de la ecuación 58, nos indica que existen franjas de interferencia. Entonces, cambios de temperatura que afecten tanto al interferómetro desbalanceado como a la sección de fibra entre las rejillas R_1 y R_2 , modularan la fase de la luz y la intensidad promedio será modulada por el término de interferencia $e^{-\frac{|\Delta t - \Delta \tau|}{t_{coh}}} \cdot \cos[\omega_0(\Delta t - \Delta \tau)]$. Esta es una señal no deseada que resulta en inestabilidades en la señal de interés. Este efecto se produce cuando existen dos o más reflectores en la fibra óptica y es conocido en la literatura como cross-talk (Kersey y Dandridge, 1989).

4.1.5. Multiplexión de las señales del sensor de correlación

Como fue mencionado anteriormente, la idea básica de nuestro sensor se encuentra en la implementación de la técnica de espectro ensanchado, como lo es la correlación. Por lo tanto, para un arreglo de N reflectores grabados a lo largo de una fibra óptica, donde cada uno de los reflectores tiene un coeficiente de reflexión r_j que refleja un porcentaje de la luz de prueba $A(t)_{Sig}$, e introduce un retraso relativo τ_j , proporcional a la distancia a la que se encuentra cada reflector L_j . Aquí, la señal óptica que llega al fotodetector PD2 de la figura 22 es la suma de todas las señales reflejadas por la fibra (ya sea por rejillas de Bragg y/o esparcimiento Rayleigh), la cual, se puede escribir de la siguiente forma:

$$U(t)_{Sig} = \sum_{j=1}^N \sqrt{k} \cdot [A_1(t + \tau_j) \cdot r_j \cdot e^{i\phi(t+\tau_j)} + A_2(t + \Delta t + \tau_j) \cdot r_j \cdot e^{i\phi(t+\Delta t+\tau_j)}]. \quad (59)$$

La intensidad en el fotodetector PD2 resultado de la interferencia del conjunto de ondas reflejadas por los elementos reflectores, está dada por:

$$I(t)_{Sig} = U(t)_{Sig} \cdot U(t)_{Sig}^*. \quad (60)$$

Las ecuaciones 55 y 60 describen la intensidad en los fotodetectores de referencia (PD1) y de señal (PD2). Estas dos señales tienen parcialmente la misma dependencia de tiempo. Es decir, la señal óptica que llega al fotodetector PD2 contiene de forma parcial las mismas variaciones aleatorias de intensidad que contiene la señal de referencia. Donde la señal detectada en el fotodetector PD2 se encuentra retrasada en el tiempo y escalada por un coeficiente de reflexión. Entonces, mediante el calculo de la correlación cruzada entre las señales $I_{Ref}(t)$ y $I_{Sig}(t)$ es posible localizar la ubicación de cada uno de los reflectores en la fibra óptica. La correlación cruzada entre las señales $I_{Ref}(t)$ y $I_{Sig}(t)$ la podemos calcular de la siguiente forma:

$$I_{RS}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{Ref}(t) \cdot I_{Sig}(t - \tau) dt. \quad (61)$$

Donde, la localización de señales producidas por reflectores como; rejillas de Bragg, interferómetros o retroesparcimiento Rayleigh coherente, se obtiene determinando el tiempo de retraso, τ , entre la señal óptica que llega al detector PD1, y la señal óptica que llega al detector PD2. La resolución espacial ΔZ de nuestro sensor de correlación está determinada por la longitud de coherencia de la luz láser, la cual es proporcional al ancho temporal del pico de la función de autocorrelación Δt_{corr} de la señal de referencia. Aquí la resolución espacial puede ser expresada de la forma $\Delta Z = c \cdot \Delta t_{corr} / (2n_{eff})$. Entonces, para distinguir dos elementos reflectores adyacentes, es necesario que estos se encuentren separados por una distancia en la fibra mayor a la longitud de coherencia de la luz láser, para que los picos de correlación generados por cada uno de ellos no se traslapen.

4.2. Evaluación experimental y Análisis del ruido presente en el sensor de correlación

Para evaluar el desempeño de cualquier sistema de mediciones el ruido juega un papel importante, ya que este determina el valor de la señal mínima que puede ser detectada (Derickson, 1997). El ruido, que surge del sistema mismo, es conocido como ruido del sistema. Este ruido podemos dividirlo en dos partes, ruido óptico y ruido no óptico. El ruido óptico es el error en las mediciones originado por la luz incidente como, esparcimiento, reflexiones de Fresnel, fluctuaciones en la potencia (ruido de intensidad) y frecuencia (ruido de fase) óptica de la fuente láser. El ruido no óptico es el error en las mediciones independiente de la luz incidente como, ruido de disparo

(para intensidades muy bajas de la luz), ruido térmico por carga resistiva, corriente de oscuridad del fotodiodo e interferencia electromagnética.

En el caso de sistemas reflectométricos basados en técnicas de correlación, existe la presencia de ruido de correlación. Este ruido no es de naturaleza óptica, sino como su nombre lo dice, es inherente al cálculo de la función de correlación y no puede ser evitado por cuestión de principio. Por lo tanto, este ruido está presente en todos los sistemas de OTDR de correlación, y en la mayoría de ellos, es de una amplitud lo suficientemente grande para sobrepasar el nivel de ruido no óptico. Esto se convierte en un factor determinante en el cálculo de la razón señal a ruido (SNR) para la localización de puntos de reflexión discretos a lo largo de la fibra óptica.

4.2.1. Análisis del ruido de correlación

En nuestro sensor de correlación, el resultado de interés se obtiene a través del cálculo de la función de correlación cruzada entre las señales grabadas por los detectores de referencia y de señal. La función de autocorrelación de la señal de referencia tiene un pico agudo centrado en $\Delta t = 0$. Sin embargo, este pico está acompañado por un ruido que aparece de fondo, conocido como ruido de correlación e inducido por la aleatoriedad misma de la señal óptica de referencia (Takushi y Chung, 2007). La función de autocorrelación para un caso ideal, sería una función delta sin ruido de correlación a sus lados. Esto se observa para el caso cuando el espectro de la señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad, es blanco. Sin embargo, el espectro de frecuencias de nuestra señal óptica no lo es, lo que da origen al ruido de correlación. Debido a este ruido de fondo, el rango dinámico del sistema puede verse severamente deteriorado, ya que reflectancias bajas producidas por reflectores discretos pueden encontrarse por debajo del nivel del ruido de correlación producido por reflectores de reflectancias altas, afectando la localización de reflectores débiles.

Con el fin de evaluar el ruido de correlación, definimos la razón señal a ruido o rango dinámico del sistema, como la razón entre la amplitud del pico de correlación y la desviación estándar (es decir, raíz cuadrática media) del ruido de fondo del trazo de correlación. Para este análisis, no consideramos aportaciones por ruido óptico, ya que

el ruido de intensidad óptica y el ruido de fase, son componentes de la señal óptica misma. La función de correlación cruzada discreta se puede escribir de la siguiente forma (Antonio, 2015):

$$C_{xy} = \sum_{m=1}^N (x_m + \xi_m)(y_{m+\Delta} + \rho_m). \quad (62)$$

Aquí, x_m e y_m son las corrientes generadas por los fotodetectores de referencia y de señal, respectivamente. ξ_m y ρ_m representan el ruido no óptico en los fotodetectores de referencia y de señal, respectivamente. El subíndice Δ representa un desplazamiento en la señal, y N es el número de elementos que contienen la señales digitalizadas capturadas por los fotodetectores de referencia y de señal. Si consideramos que la señal óptica que viaja por la fibra utilizada para detección es similar a la señal óptica que llega al detector de referencia, solo que se encuentra escalada por un factor de reflexión R , debido algún reflector como una rejilla de Bragg o esparcimiento Rayleigh en la fibra, es decir:

$$y_m = R \cdot x_m. \quad (63)$$

Aquí, es importante mencionar que x_m , ξ_m y ρ_m son variables aleatorias gaussianas, las cuales son estadísticamente independientes entre si, y tienen media cero, es decir $\overline{x_m}, \overline{\xi_m}, \overline{\rho_m} = 0$. Considerando estos factores y que el valor esperado del cuadrado de una variable aleatoria gaussiana, $\overline{x_m^2}$, es igual a su varianza, σ_x^2 , el promedio de la señal de correlación cuando $\Delta = 0$ puede expresarse de la siguiente forma (Antonio, 2015) :

$$\begin{aligned} \overline{C_{xy}} &= \overline{\sum_{m=1}^N (x_m + \xi_m)(A \cdot x_m + \rho_m)} \\ &= A \overline{\sum_{m=1}^N x_m^2} + \overline{\sum_{m=1}^N (x_m \cdot \rho_m)} + A \overline{\sum_{m=1}^N (x_m \cdot \xi_m)} + \overline{\sum_{m=1}^N (\xi_m \cdot \rho_m)} \\ &= A \cdot N \cdot \sigma_x^2 = N \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y. \end{aligned} \quad (64)$$

Aquí, (64) representa el promedio de la amplitud del pico de correlación. Ahora, analicemos el caso cuando la luz de prueba reflejada que llega al detector de señal no coincide con la luz de prueba que incide en el detector de referencia, para $\Delta \neq 0$. En este caso no existe correlación entre ellas, $\overline{C_{xy}} = 0$. Por lo tanto, solo tenemos ruido de

correlación $\sigma_{C_{xy}}^2 = N(\sigma_x^2 + \sigma_\xi^2)(\sigma_y^2 + \sigma_\rho^2)$. si consideramos que en la fibra óptica utilizada para detección hay un número M de reflectores discretos, y cada uno de ellos produce su propio ruido de correlación. La varianza del ruido total de correlación se puede escribir de la siguiente forma:

$$\sigma_{C_{xy}}^2 = N \cdot (\sigma_x^2 + \sigma_\xi^2) (M \cdot \sigma_y^2 + \sigma_\rho^2). \quad (65)$$

Por lo tanto, la relación señal a ruido la podemos expresar como (Antonio, 2015)

$$SNR = \frac{\overline{C_{xy}}}{\sigma_{R_{xy}}} = \sqrt{N} \frac{\sigma_x \cdot \sigma_y}{\sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_\xi^2) (M \cdot \sigma_y^2 + \sigma_\rho^2)}}. \quad (66)$$

La ecuación 66 define la SNR como una función del número de puntos de muestreo con una dependencia de $\sqrt{N}$. Esto nos dice que la razón señal a ruido puede mejorarse mediante el incremento de N (longitud del número de elementos del vector o realización que contiene la señal de prueba), siempre y cuando, la señal de referencia sea verdaderamente aleatoria a lo largo de N . Aquí es importante mencionar, que la longitud del vector o realización, N , de la señal de prueba está relacionada con la resolución longitudinal del sistema, Δl , y la longitud total de la fibra, L , en tal manera que $N \cdot \Delta l = L$. Donde, Δl está determinada por el ancho de banda de la señal de prueba y/o longitud de coherencia de la luz láser. De esta manera, la SNR también puede ser mejorada mediante la promediación de segmentos más cortos de la señal, los que llamaremos realizaciones (1 realización = 4096 muestras). Si D es el número de realizaciones que fueron adquiridas, después de ser promediadas la SNR incrementa con una razón de $\sqrt{D}$. En la figura 23 (a) se muestra el trazo de autocorrelación de la señal de referencia para una realización. Aquí se observa un pico centrado en cero ($\Delta = 0$) que es la señal máxima y a su alrededor como ruido de fondo se observa el ruido de correlación. En la figura 23 (b) se muestra la dependencia de la razón entre el valor del máximo de correlación y la desviación estándar del ruido de fondo como función del número de realizaciones promediadas D . La tendencia que presentan los resultados experimentales concuerdan con la curva teórica de la ecuación 66.

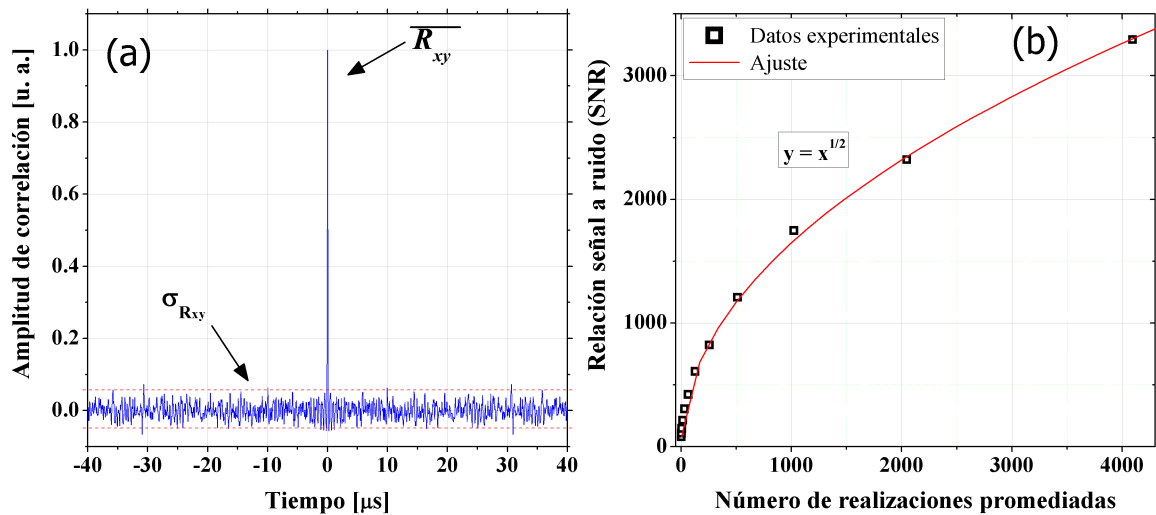


Figura 23. (a) trazo experimental de correlación para una realización de la señal óptica capturada por el fotodetector de referencia y, (b) dependencia de la razón señal a ruido como función del número de realizaciones promediadas.

4.2.2. Evaluación experimental del ruido óptico en el sistema

Como se mencionó anteriormente, el ruido óptico en sensores de fibra óptica se entiende como el error en las mediciones originado por la luz incidente, asociado con las fuentes de luz láser utilizadas en el sistema, como errores introducidos por retroesparcimiento Rayleigh, por ruido de intensidad, o por ruido de fase. En nuestro sensor de correlación, la señal óptica de prueba utilizada es generada a partir del alto ruido de fase de un láser DFB de semiconductor. En estos láseres es bien conocido que su ruido de fase es mucho más fuertes que su ruido de intensidad. Los láseres DFB de semiconductor por lo regular presentan un ruido de intensidad bastante bajo, de alrededor de -150 dB/Hz.

El utilizar este tipo de láseres en nuestro sistema, se debe a su alto ruido de fase, el cual, nos proporciona una profundidad de modulación bastante fuerte de la intensidad de la señal óptica detectada por el fotodetector de referencia, en la salida del interferómetro desbalanceado. Entonces, el ruido de fase e intensidad del diodo DFB, forman parte de la misma señal de prueba. Sin embargo, al capturar diferentes realizaciones de la señal óptica, la energía contenida en cada realización capturada será diferente, debido a la naturaleza aleatoria de la señal misma. Esto resulta en variaciones de la amplitud del pico de la función de correlación, ya que dicha amplitud se encuentra determinada principalmente por la energía contenida en cada realización.

Estas variaciones en la amplitud del pico de correlación introducen una incertidumbre en nuestras mediciones, ya que los cambios en la amplitud de correlación representan información sobre la perturbación de interés que puede afectar a la fibra, como cambios de temperatura, vibraciones, tensión, etc. Por lo tanto, es importante considerar dentro de nuestro análisis de ruido, aportaciones por estas variaciones en la energía contenida entre realizaciones capturadas de la señal óptica de prueba.

En la detección de señales producidas por reflectores débiles, retroesparcimiento Rayleigh y retroesparcimiento Rayleigh coherente se pueden volver factores importantes de ruido. Esto debido a que su magnitud puede ser semejante a la producida por una rejilla de Bragg de reflectancia muy baja ($< 0.01\%$). Para el caso de nuestro sensor reflectométrico, retroesparcimiento Rayleigh no se convierte en un factor de atención, ya que la magnitud del retroesparcimiento Rayleigh que puede afectar alguna medición es la producida solo por el segmento resuelto de la fibra, la cual está determinada por la longitud de coherencia de la luz láser. Este nivel de intensidad reflejada es constante y considerablemente bajo. Para una longitud de fibra de 20 m (aproximadamente la resolución espacial del sistema) el coeficiente de retroesparcimiento Rayleigh es de $\sim 2 \times 10^{-6}$.

Sin embargo, fluctuaciones en la magnitud de retroesparcimiento Rayleigh coherente para una sección resuelta de la fibra, se convierten en un factor a considerar. Esto debido a que el retroesparcimiento Rayleigh coherente es esencialmente un proceso de interferencia y la luz retroesparcida por los centros de esparcimiento que se encuentren en la fibra óptica, dentro de la longitud de coherencia de la luz láser, se sumaran de forma coherente. Por lo tanto, la variación de la amplitud de retroesparcimiento Rayleigh coherente inducida por perturbaciones ambientales (o cambios en la frecuencia óptica de la luz) puede ir desde un mínimo hasta un máximo. Aquí, la modulación de la amplitud puede ser de una magnitud comparable con la de la reflectancia de una rejilla de Bragg débil, e introducir un error bastante fuerte en las mediciones.

4.2.2.1. Análisis experimental del ruido producido por variaciones en la energía contenida en la señal óptica de prueba

Como se mencionó anteriormente, el resultado de interés en nuestro sensor reflectométrico es la amplitud del pico resultante de la función de correlación cruzada entre la señal óptica de referencia, y la señal óptica que regresa de la fibra utilizada para detección. Aquí, los cambios en la amplitud del pico de la función de correlación están principalmente determinados por el cambio en la potencia de la luz reflejada por la fibra óptica. Por lo tanto, para la detección y medición de perturbaciones dinámicas o estáticas a lo largo de la fibra óptica, la intensidad de la luz reflejada por diferentes secciones de la fibra (retroesparcimiento Rayleigh) o por reflectores puntuales (FBG's) o extendidos (interferómetros) puede ser modulada por estas perturbaciones, resultando en cambios en la amplitud del pico de correlación. De esta manera, siguiendo los cambios en la amplitud de correlación podemos detectar, localizar y medir dichas perturbaciones externas. Por lo tanto, inestabilidades en la amplitud del pico de correlación afectarán la sensibilidad del sensor.

Para investigar la influencia de este tipo de ruido en la estabilidad de la señal de respuesta del sensor de correlación, nos enfocamos en el monitoreo de la amplitud del pico de la función de correlación cruzada.

El arreglo experimental utilizado se muestra en la figura 24, donde la fuente de luz es un láser DFB de semiconductor JDS en régimen de onda continua, con longitud de onda central de 1534.25 nm. A la salida del láser se encuentra un aislador óptico para evitar que reflexiones fuertes se introduzcan en la cavidad láser, y con ello, eliminar posibles inestabilidades en intensidad por factores técnicos externos, para así, considerar solamente ruido fundamental del láser. El interferómetro desbalanceado que introduce un retardo temporal entre las ondas que viajan por sus dos brazos está formado por un acoplador con una razón de división de 50/50. La diferencia de caminos ópticos (DCO) entre los brazos del interferómetro es mucho mayor que la longitud de coherencia de la luz láser. Aquí, la DCO es de aproximadamente 300 m. Los espejos rotadores de Faraday son utilizados para reducir el desvanecimiento en la señal óptica inducido por polarización (Kersey *et al.*, 1991), y para incrementar la potencia de la luz de salida del interferómetro desbalanceado, ya que estos espejos tienen una reflectancia de casi el 100 %. En la salida del interferómetro desbalanceado se encuentra

un acoplador con una razón de división de 99/1. La menor parte de la potencia de la luz es direccionada hacia el fotodetector de referencia PD1. El resto de la potencia de la luz es direccionada hacia una fibra óptica de 800 m de longitud con la punta de su extremo final clivada. El 3 % de la potencia de la luz reflejada por la punta clivada de la fibra es direccionada hacia un fotodetector de señal PD2, a través de un circulador óptico.

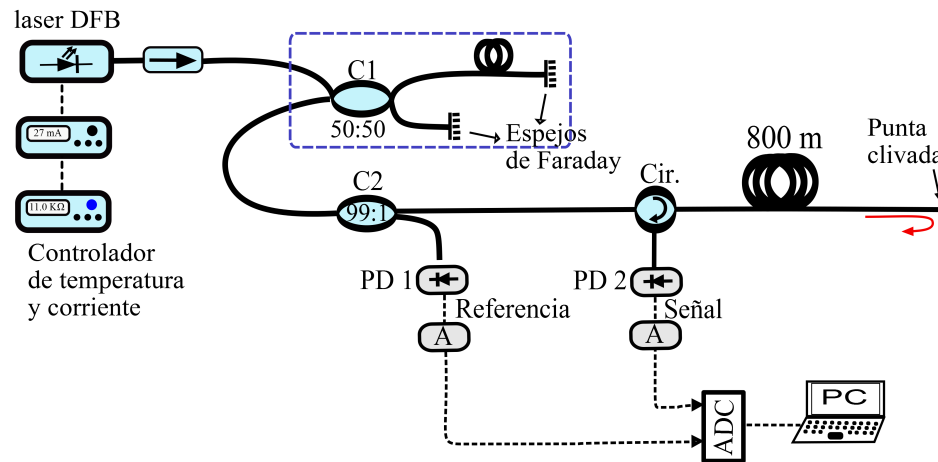


Figura 24. Configuración experimental para el análisis del ruido de intensidad presente en el sensor de correlación.

La captura de las señales ópticas que llegan a los fotodetectores PD1 y PD2 es llevada a cabo de forma simultánea mediante la adquisición de series de tiempo de 0.16 ms. La adquisición de estas series de tiempo es mediante una tarjeta de adquisición de datos de dos canales de la marca Strategic Test que cuenta con una frecuencia máxima de muestreo de 25 MHz, y tiene una memoria interna de 128 Mega muestras. Las series de tiempo capturadas por los fotodetectores de referencia y señal, se muestran en la figura 25 (a) y (b), respectivamente.

Estas series de tiempo capturadas por la tarjeta, las llamaremos realizaciones. Cada realización es de una longitud de 4096 muestras, con un periodo de muestreo de 40 ns. Esta longitud es equivalente en tiempo a 0.16 ms. Los trazos de OTDR son obtenidos mediante la correlación cruzada entre las señales de los fotodetectores PD1 y PD2. Por lo tanto, la función de correlación cruzada representa una distribución de la reflectividad a lo largo de la fibra óptica utilizada para detección, para la longitud de onda de la luz de prueba. Un ejemplo de un trazo de correlación cruzada obtenido para una sola realización de la señal sin promediación, se muestra en la figura 26 (a).

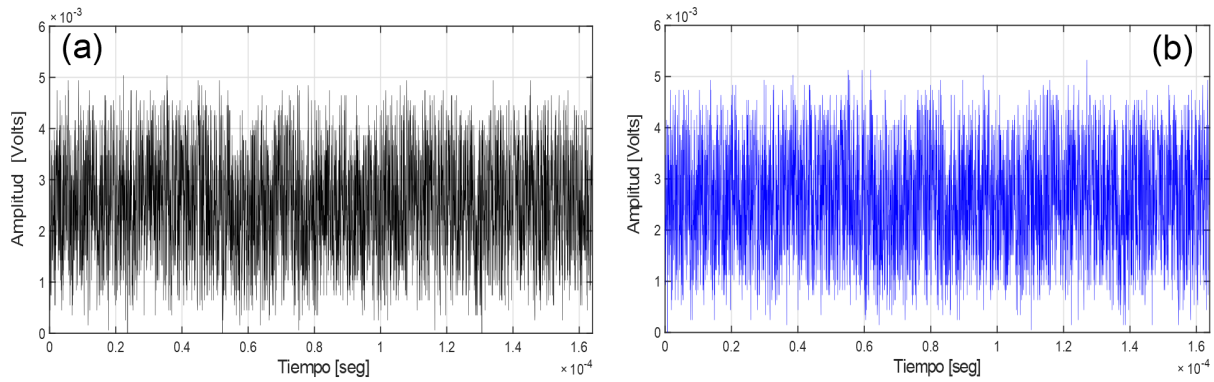


Figura 25. Ejemplo de una realización de la señal óptica de prueba con variaciones aleatorias de intensidad capturada por los fotodetectores de referencia (a) y de señal (b).

En este trazo se puede observar claramente la reflexión producida por la punta clivada del extremo final de los 800 m de fibra óptica. Para monitorear las variaciones en el tiempo de la amplitud del pico en el trazo de correlación cruzada, fueron adquiridas 512 realizaciones, lo equivalente a un tiempo de señal capturada de 83.9 ms. Para cada realización adquirida se obtiene un trazo de correlación cruzada y se gráfica la amplitud del pico máximo de correlación. La dependencia temporal de la amplitud del pico de correlación se muestra en la figura 26 (b). De la figura 26 (b) se puede observar que la amplitud del máximo de correlación cruzada sufre variaciones a lo largo del tiempo.

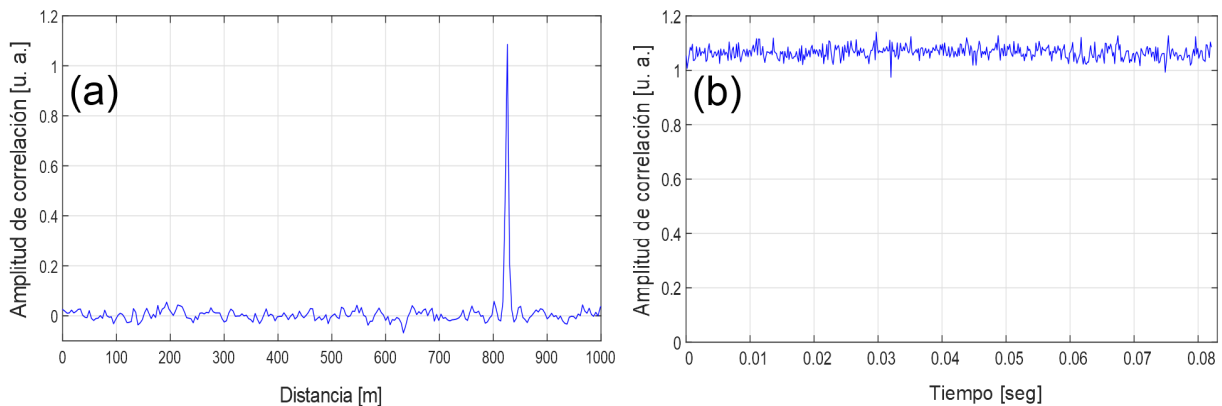


Figura 26. (a) Trazo experimental de correlación cruzada para una sola realización de las señales de referencia y señal reflejada, y (b) monitoreo de la amplitud de correlación cruzada para un ventana de tiempo de 83.9 ms

Como se explicó anteriormente, la señal óptica de prueba está modulada de forma aleatoria en intensidad y la amplitud del pico de su función de autocorrelación depen-

de de la energía contenida en cada realización capturada. Por lo tanto, variaciones presentes en la amplitud del pico de correlación, se deben a fluctuaciones aleatorias en la energía contenida en cada realización capturada de la señal óptica de prueba. En la figura 27 (a) y (b), se muestra la dependencia temporal de la amplitud de autocorrelación de las señales capturadas por los detectores de referencia y señal, respectivamente. Cada punto muestreado en estas series de tiempo representa el valor de la amplitud de autocorrelación para una realización. El tiempo total de monitoreo de las señales fue de 83.9 ms. En esta figura se puede observar, que el patrón presente en las variaciones de la amplitud del pico de autocorrelación de la señal óptica capturada por el detector de referencia, también se encuentra en la amplitud de autocorrelación de la señal óptica capturada por el detector de señal. Encerradas (con color rojo) se muestran algunas fluctuaciones que son bastante evidentes y están en ambos trazos.

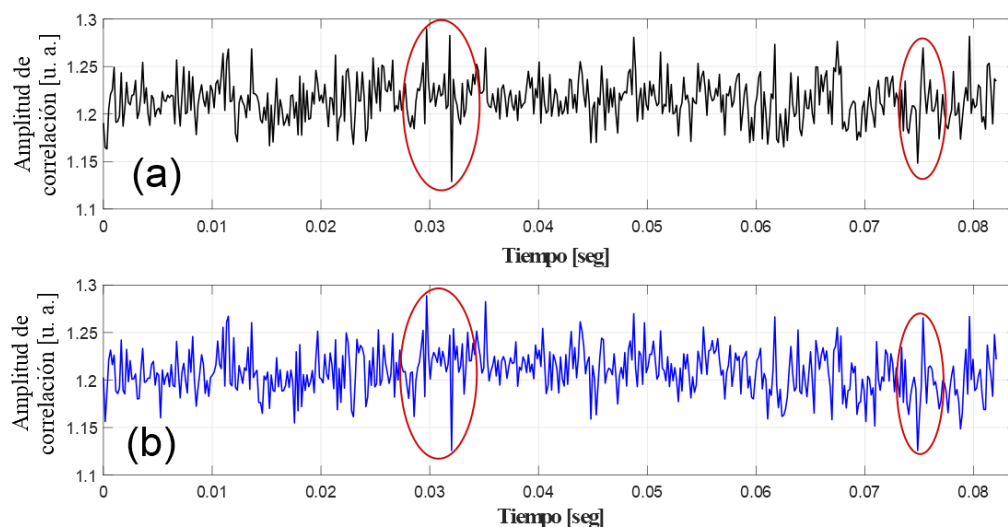


Figura 27. Variaciones en el tiempo de la amplitud de la función de autocorrelación de la señal de referencia (a), y de la señal reflejada (b).

Como se mencionó anteriormente, estas variaciones afectan la SNR y sensibilidad del sistema. Sin embargo, la señal óptica que llega al detector de referencia puede ser utilizada para normalizar el trazo de correlación cruzada. En la figura 28, la línea de color azul muestra la dependencia temporal de la amplitud del pico de correlación cruzada entre la señal óptica capturada por el fotodetector de referencia y la señal capturada por el fotodetector de señal. Con línea de color negro se muestra la dependencia temporal resultante de normalizar la amplitud del pico de correlación cruzada con la amplitud del pico de autocorrelación de la señal óptica capturada por el detec-

tor de referencia. De esta figura, se puede observar que al normalizar con respecto a la referencia, se reduce de forma considerable la desviación estándar (σ) de las variaciones en la amplitud del pico de la correlación cruzada. La traza sin normalizar presenta una desviación estándar de $\sigma = 0.023$ y una SNR = 47, mientras que la traza normalizada presenta una $\sigma = 7E^{-3}$ y una SNR = 124. Normalizando la amplitud de correlación cruzada logramos incrementar la SNR por 2.6 veces.

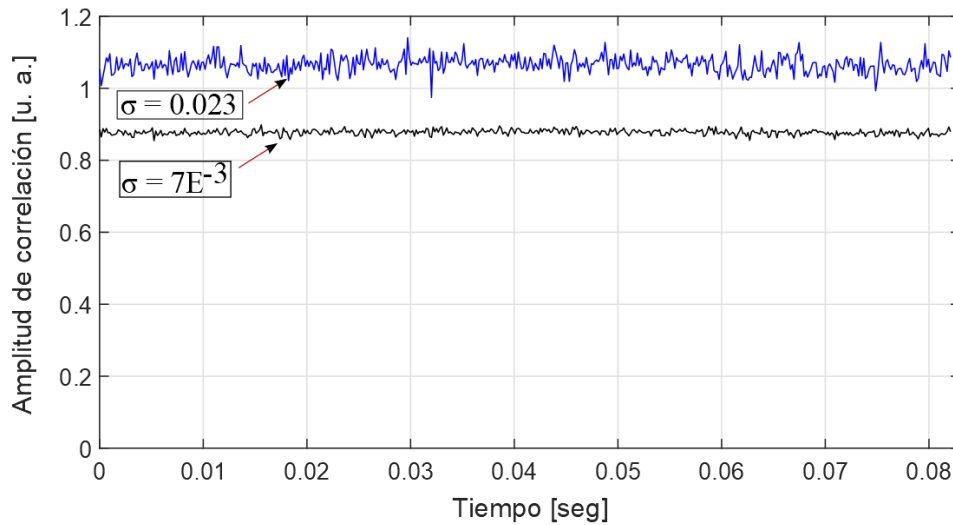


Figura 28. Dependencia temporal de la amplitud de correlación cruzada: sin normalizar (línea en color azul), y normalizada por la amplitud de autocorrelación de la referencia (línea en color negro).

El ruido que aparece en la traza normalizada tiene un origen distinto, y podría ser una combinación de ruido de correlación y ruido producido por retroesparcimiento de Rayleigh.

4.2.2.2. Análisis experimental del ruido producido por retroesparcimiento Rayleigh coherente

Para evaluar la influencia del ruido por retroesparcimiento Rayleigh coherente en las mediciones del sensor de correlación, utilizamos la configuración experimental que se observa en la figura 29. Esta configuración es muy similar a la mostrada en la figura 24, solo cuenta con algunas modificaciones. En este arreglo, el controlador de temperatura del láser puede ser manipulado mediante un generador de funciones para aplicar una variación temporal en la frecuencia óptica de salida del láser. La longitud de la fibra utilizada para la detección de perturbaciones es también de 800m. Aquí, en lugar de tener la punta clivada del extremo final de la fibra, se tiene grabada una

rejilla de Bragg de ultra baja reflectancia de alrededor del 0.01 %, con una longitud de onda de Bragg a temperatura ambiente (aprox. 24°C) de 1533.8 nm. La punta del extremo final de la fibra óptica es fuertemente atenuada por curvatura.

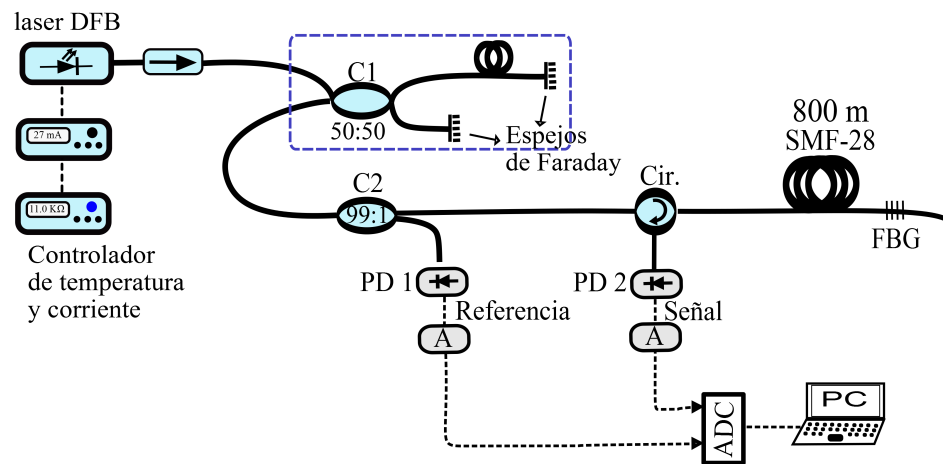


Figura 29. Arreglo experimental del sensor de correlación para la investigación de la influencia del ruido por retroesparcimiento Rayleigh coherente en mediciones con reflectores débiles (FBG's).

Las pruebas experimentales consistieron en obtener el espectro de reflexión de la rejilla de Bragg grabada en la fibra óptica mediante un barrido en longitud de onda de la luz láser, efectuado de dos diferentes formas. Recordemos, que para un retraso temporal introducido por el interferómetro desbalanceado mucho mayor que el tiempo de coherencia de la luz láser (3-4 veces), no aparecen franjas espectrales con el cambio de la frecuencia óptica. Entonces, la señal óptica de prueba mantiene su aleatoriedad aún durante el proceso de escaneo espectral.

El primer espectro de reflectancia de la rejilla fue obtenido mediante un barrido continuo de la longitud de onda de la luz láser a través de variar la temperatura en el láser. La variación de la temperatura fue realizada mediante la aplicación de un voltaje con forma de rampa, utilizando un generador de funciones. El rango del barrido en longitud de onda fue de alrededor de 0.48 nm. El tiempo de adquisición de las señales y la duración del barrido fueron de 1.34 s. Ambos se realizaron de forma simultánea. Los trazos de correlación cruzada entre la referencia y la luz de prueba reflejada por la rejilla, son calculados con un periodo de muestreo de 41.9 ms, es decir, cada 256 realizaciones capturadas se promedian para obtener un trazo de correlación. Para cada trazo calculado de correlación cruzada la longitud de onda de la luz de prueba varía en el tiempo, en un rango de aproximadamente 0.015 nm, y la amplitud del pico de

correlación resultante, representa el promedio de la potencia de la luz de prueba reflejada por la rejilla para este rango de longitudes de onda. El espectro de reflectancia de la rejilla de Bragg obtenido se muestra en la figura 30 (a). En la figura 30 (b) se presenta el espectro de reflectancia de la rejilla de Bragg, obtenido mediante un escaneo en longitud de onda efectuado de forma discontinua. Aquí, el barrido se lleva a cabo sintonizando de forma manual la longitud de onda de la luz de prueba cambiando la temperatura del láser. Cada incremento o paso en longitud de onda, es de alrededor de 0.015 nm. Para cada longitud de onda seleccionada del barrido, es calculado un trazo de correlación cruzada, durante el cual, la frecuencia óptica de la luz de prueba se mantiene estable. El valor de amplitud del pico de correlación resultante de cada trazo representa la potencia de la luz reflejada por la rejilla para cada longitud de onda seleccionada. Para ambos experimentos la rejilla de Bragg se mantuvo a temperatura ambiente, aproximadamente a 24 °C.

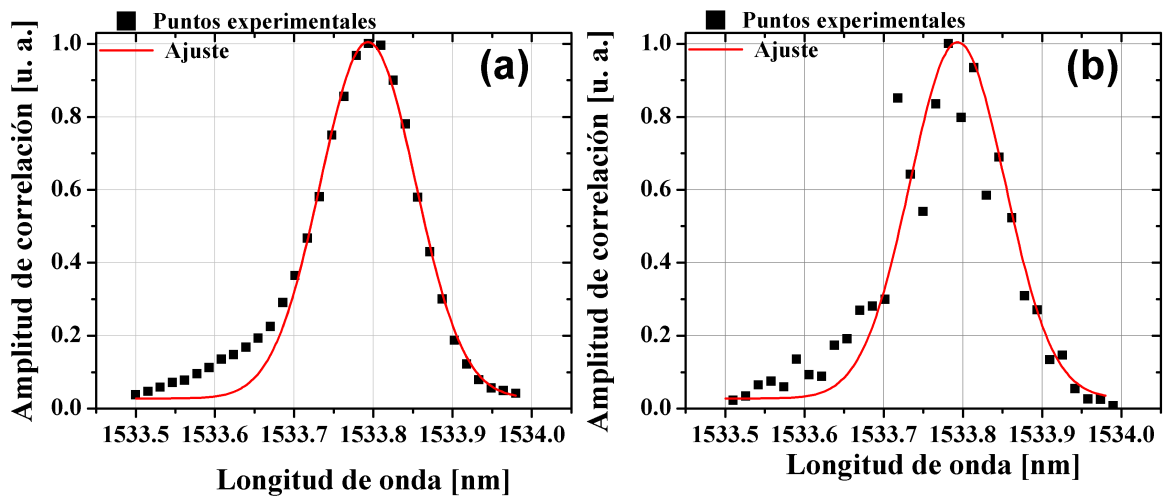


Figura 30. Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg débil (reflectancia <0.01 %) obtenido por reflectometría de correlación para un barrido, (a) continuo y (b) discontinuo en la longitud de onda de la luz de prueba.

De las gráficas de la figura 30, se puede observar que la amplitud de correlación cruzada obtenida con un barrido continuo en longitud de onda se ajusta muy bien a un perfil gaussiano, el cual describe el espectro de reflectancia de la rejilla en su parte central. El haz de luz UV (266 nm) del láser utilizado para el grabado de la rejilla tiene un perfil de intensidad aproximadamente gaussiano, por lo que la rejilla grabada fue apodizada, y por lo tanto, su espectro de reflectancia es gaussiano con un nivel muy bajo de lóbulos laterales. Sin embargo, un extremo del espectro de reflectancia de la rejilla presenta discrepancias con respecto al perfil gaussiano, esto se debe a

desajustes técnicos durante el proceso de grabado.

Los resultados experimentales de la amplitud de correlación obtenidos con un barrido discontinuo (figura 30 (b)), presentan variaciones muy grandes. Estas variaciones se deben a que la luz retroesparcida por los diferentes centros de esparcimiento (inhomogeneidades) que se encuentran en la fibra óptica, dentro de la longitud de coherencia de la luz láser (alrededor de 20 m) se suman de forma coherente, ya que la frecuencia óptica de la luz láser es bastante estable durante la ventana de tiempo en la que se obtiene cada trazo de correlación. La amplitud resultante de la interferencia entre retroesparcimiento Rayleigh coherente y la reflexión de la rejilla de Bragg, varía de forma aleatoria, y depende, tanto de variaciones ambientales como de la frecuencia óptica de la luz. Para el caso de rejillas de Bragg de ultra baja reflectancia (reflectancia máxima del 0.01 %), la amplitud de Rayleigh coherente es comparable con la magnitud de la reflexión producida por la rejilla. Por lo tanto, cambios muy pequeños en las condiciones ambientales (cambios de temperatura, fluctuaciones de aire, etc.) que afecten a la fibra, producen fluctuaciones en el tiempo de la amplitud del retroesparcimiento coherente, e influyen en la amplitud del pico de correlación. Sin embargo, estas variaciones no aparecen en el espectro mostrado en la figura 30 (a), debido a que la frecuencia óptica de la luz dentro de la ventana de captura de cada trazo de correlación varía en función del tiempo, y la amplitud del retroesparcimiento Rayleigh coherente varía de forma aleatoria en función de la frecuencia óptica. Por lo tanto, para la ventana de tiempo en la que se obtiene cada trazo de correlación, la amplitud de retroesparcimiento Rayleigh coherente es eliminada mediante la promediación en longitud de onda, quedando solo un nivel promedio, muy bajo, de retroesparcimiento Rayleigh, producido solo por el segmento resuelto (20 m) de la fibra óptica. Un ejemplo de un trazo de correlación cruzada promediado en longitud de onda se observa en la figura 31 (a). En la figura 31 (b) se muestra un trazo de correlación cruzada obtenido cuando la frecuencia óptica de la luz de prueba se mantiene estable. Del trazo obtenido se puede observar una distribución aleatoria de amplitud a lo largo de la fibra óptica, demostrando que para este caso existe retroesparcimiento Rayleigh coherente. El pico máximo representa la rejilla de Bragg grabada en la fibra, localizada a una distancia de 800 m.

Por lo tanto, introduciendo una pequeña inestabilidad en la frecuencia óptica del lá-

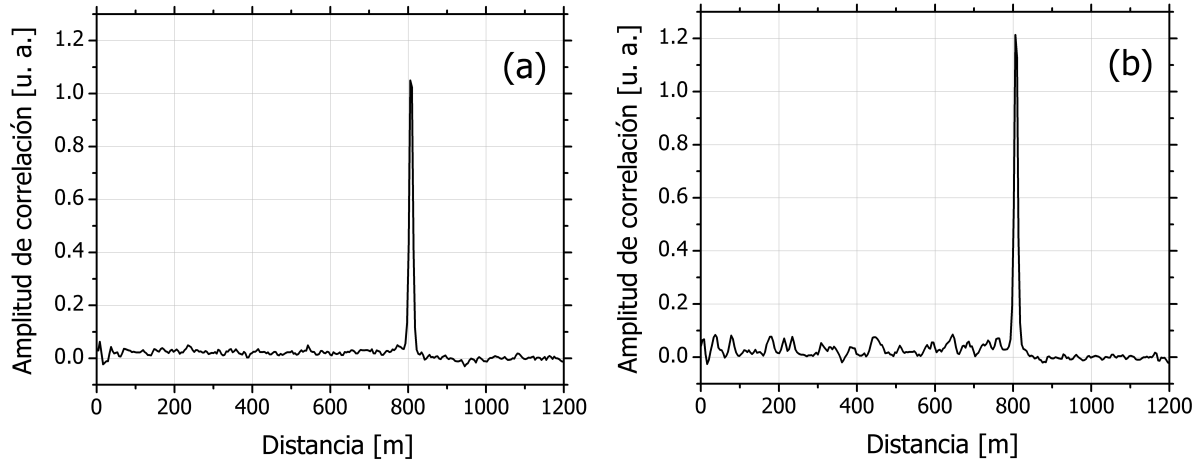


Figura 31. Trazos de OTDR de correlación calculados en una ventana de tiempo de 0.167 s, cuando la frecuencia óptica de la luz de prueba varía en el tiempo (a), y cuando se mantiene estable (b). Cada trazo mostrado es el resultado de promediar 1024 realizaciones.

ser podemos reducir las aportaciones de ruido producido por retroesparcimiento Rayleigh coherente presentes en la amplitud del pico de correlación. La figura 32 muestra el espectro de reflexión de la rejilla de Bragg obtenido mediante un barrido discontinuo e introduciendo una inestabilidad en la longitud de onda central del láser, de aproximadamente $\Delta\lambda \lesssim 0.01$ nm. Esta inestabilidad fue generada mediante una pequeña variación en la temperatura del láser aplicando un voltaje con forma de rampa de una amplitud muy pequeña ($V \approx 0.04$ Volts), introducida por un generador de funciones. Aquí, el valor de la inestabilidad en longitud de onda $\Delta\lambda$ fue seleccionado debido a que por cuestiones técnicas es difícil obtener un valor de $\Delta\lambda$ menor. Sin embargo, este valor de $\Delta\lambda$ es adecuado para reducir aportaciones por retroesparcimiento Rayleigh coherente y no afecta en nuestras mediciones, ya que este valor es mucho menor que el de los incrementos realizados en el barrido en longitud de onda. Durante el tiempo en el que fueron realizadas las mediciones, la temperatura de la rejilla fue controlada, manteniéndose a 48 °C. La longitud de onda de Bragg para esta rejilla, a esta temperatura, es de $\lambda_B = 1534.11$ nm.

En la figura 33, se muestra el valor del error residual obtenido en los resultados experimentales para la parte central ($\Delta\lambda$ de ~ 0.16 nm) del espectro de reflexión de la rejilla de Bragg, mediante; un barrido continuo, un barrido discontinuo, y un barrido discontinuo con una inestabilidad inducida en la longitud de onda central de la luz

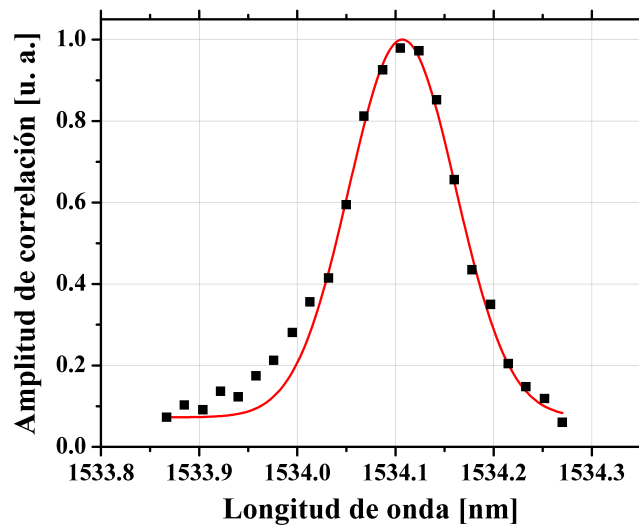


Figura 32. Espectro de reflectancia de la FBG obtenido con OTDR de correlación mediante un escaneo discontinuo en longitud de onda, e introduciendo una inestabilidad en la longitud de onda central del láser, $\Delta\lambda \approx 0.008$ nm.

de prueba. El error residual, es la diferencia entre el valor obtenido por el ajuste y el valor experimental. Con cruces se muestra el error para un barrido continuo, con círculos se observa el error con el barrido estacionario o discontinuo, y con triángulos el error del barrido realizado con una inestabilidad en la frecuencia óptica. De esta figura podemos ver que la desviación estándar del error en los resultados obtenidos con los barridos, continuo y, discontinuo con cierta inestabilidad en la frecuencia óptica, es prácticamente la misma.

Con estos resultados, demostramos que podemos reducir drásticamente las aportaciones de ruido producido por retroesparcimiento Rayleigh coherente presente en la amplitud de la función de correlación cruzada, con la cual, además de detectar y localizar reflexiones débiles como las producidas por retroesparcimiento Rayleigh o por rejillas de Bragg de baja reflectancia, podemos cuantificar cambios en la amplitud de correlación que son originados por perturbaciones externas como cambios de temperatura, tensión o vibraciones aplicadas a la fibra, y realizar mediciones de estos parámetros con una determinada sensibilidad.

4.3. Resumen y conclusiones parciales

En este capítulo, se presentaron algunos aspectos teóricos relacionados con el ruido de fase y el ancho espectral de la línea de emisión de un láser de semiconductor. Así como también, se presentó el principio de funcionamiento de la técnica de OTDR de

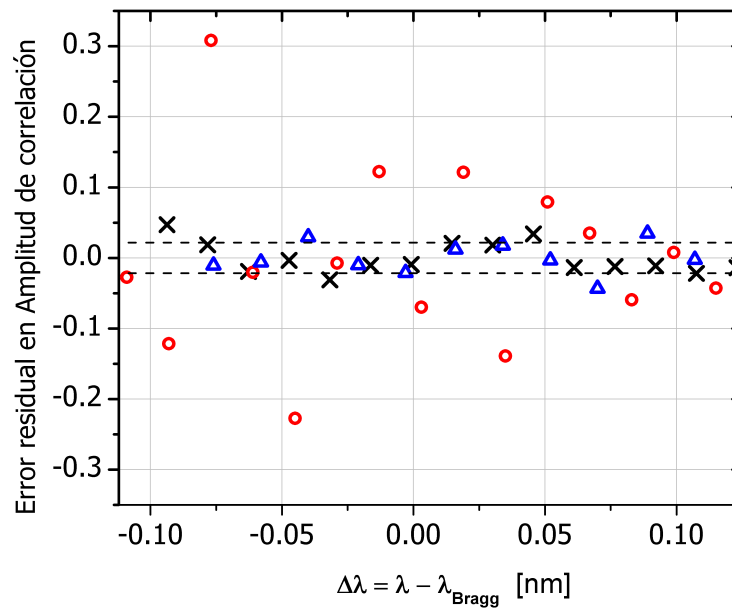


Figura 33. Error residual en los resultados experimentales de los espectros de reflectancia de la rejilla obtenidos mediante un barrido en longitud de onda de la luz de prueba de forma; continua a través de una función rampa (X), discontinua mediante el posicionamiento manual en cada longitud de onda (Δ), y discontinua mediante posicionamiento manual en cada longitud de onda más una inestabilidad en la frecuencia óptica ($\circ$).

correlación que utiliza una señal óptica de prueba generada por el alto ruido de fase de luz coherente emitida por un láser DFB de semiconductor.

También, fueron descritas algunas propiedades estadísticas importantes de la señal de prueba, como su intensidad promedio y su varianza. Se presentó un análisis y una evaluación detallada de la contribución de los ruidos presentes en el sistema, que son; ruido de correlación, ruido por variación de energía en la señal óptica de prueba, y ruido por retroesparcimiento Rayleigh coherente en el caso en que son interrogadas rejillas de Bragg de baja reflectancia. Se desarrollaron y verificaron experimentalmente técnicas para reducir las contribuciones por estos ruidos.

Capítulo 5. Reflectómetro de correlación para la multiplexión e interrogación de sensores con uno y dos canales de detección

En este capítulo, se presenta un estudio experimental sobre el reflectómetro de correlación para multiplexar e interrogar sensores de FBGs e interferómetros, utilizando uno y dos canales de detección.

Se describe una combinación novedosa entre las técnicas de OTDR de correlación de un canal y OFDR coherente para la multiplexión de sensores interferométricos. Se presenta experimentalmente una de sus aplicaciones como sensor (mediciones simultáneas de índice de refracción), y se muestran los resultados obtenidos.

Se presentan diferentes configuraciones experimentales novedosas del reflectómetro de correlación con dos canales, para interrogar sensores de rejillas de Bragg y realizar detección interferométrica en cuadratura utilizando uno y dos láseres DFB de semiconductor. La funcionalidad de las configuraciones propuestas es demostrada mediante su aplicación como sensores de temperatura.

5.1. Introducción

Los sensores de fibra óptica multiplexados basados en rejillas de Bragg (FBG), han despertado un interés considerable. Comparados con sensores eléctricos convencionales, estos sensores presentan ventajas inherentes, debido a que son dispositivos dieléctricos que permiten su uso en materiales de compuestos orgánicos. También pueden realizar detección cuasi distribuida o multipuntual, ya que un gran número de sensores pueden ser interrogados a lo largo de una misma fibra óptica. Un uso adicional que se les da a las rejillas de Bragg (FBG) en el área de sensores multiplexados, es formar elementos sensores del tipo interferométrico (Shlyagin *et al.*, 1997). En este caso, las rejillas son utilizadas como elementos reflectores que definen los caminos interferométricos. El uso de FBGs proporciona un medio práctico para producir reflectores parciales en una fibra óptica con bajas pérdidas por inserción. Además de simplemente actuar como reflectores parciales o completos, la naturaleza selectiva de longitud de onda de las rejillas proporciona capacidades y configuraciones únicas para ser implementadas en el área de sensores.

5.2. Sensor multiplexado de índice de refracción basado en un método híbrido entre las técnicas de OFDR coherente y OTDR de correlación con un canal de detección

Recientemente, se ha observado un gran interés en el desarrollo de sensores de índice de refracción (RI) de fibra óptica debido a la gran importancia de estas mediciones en un extenso campo de aplicaciones, especialmente en la industria química y de alimentos, en laboratorios bioquímicos, y en aplicaciones del cuidado de la salud, etc. La mayoría de los sensores de RI de fibra óptica reportados en la literatura se basan en la medición del desplazamiento en longitud de onda de determinadas líneas espectrales inducido por la muestra. Estos esquemas utilizan rejillas de periodo largo (Coelho *et al.*, 2014), rejillas de Bragg inclinadas (Guo *et al.*, 2009), fibras cónicas (Xu *et al.*, 2009), fibras de cristal fotónico (Wu *et al.*, 2014), resonancias plasmónicas (González-Cano *et al.*, 2014). También se han reportado arreglos interferométricos (Ran *et al.*, 2008) donde la muestra a investigar modifica la diferencia de caminos ópticos (OPD) y, por tanto, cambios en la posición de las franjas espectrales de interferencia. Dichos sensores de índice de refracción codificados en longitud de onda muestran un buen rendimiento y pueden proporcionar mediciones independientes de intensidad. Sin embargo, para la interrogación de estos sensores se requiere de espectrómetros precisos, lo que incrementa tanto el costo como el tiempo de procesamiento.

Otro grupo de refractómetros de fibra óptica, tal vez, uno de los más simples, se basa en la medición del coeficiente de reflexión de Fresnel de una punta clivada de la fibra, sumergida en un medio líquido (Shlyagin *et al.*, 2013). Dichas configuraciones pueden ofrecer una muy buena sensibilidad y repetibilidad de las mediciones en un tiempo corto. Sin embargo, la exactitud en las mediciones puede verse afectada por fluctuaciones en la potencia de la fuente láser, así como también, por pérdidas no controladas dependientes del tiempo inducidas por torceduras o dobleces en la fibra óptica, principalmente en fibras largas. Con el fin de incrementar la exactitud en este tipo de refractómetros, puede implementarse un reflector estable localizado cerca de la punta de medición, y así, contar con una referencia en potencia. Recientemente, en el trabajo (Shlyagin *et al.*, 2013) se presentó una configuración de un refractómetro de

fibra óptica basado en reflexión de Fresnel asistido por un interferómetro Fabry-Pérot formado por dos rejillas de Bragg gemelas de ultra baja reflectancia grabadas cerca de la punta de la fibra. La interrogación del sensor fue realizada mediante reflectometría óptica coherente por división de frecuencia (COFDR) utilizando un diodo láser estándar para telecomunicaciones con modulación de la frecuencia óptica de salida mediante una función diente de sierra. Midiendo la amplitud y fase de los picos correspondientes en el dominio de Fourier, fue posible medir índices de refracción (RI) con una alta exactitud dentro de un amplio rango, inclusive hasta valores de RI por encima del índice de refracción efectivo de la fibra utilizada. Sin embargo, en este trabajo el problema de realizar mediciones multipuntuales de forma simultánea, no fue discutido.

El desarrollo de refractómetros multipuntuales de fibra óptica basados en reflexión de Fresnel han llamado la atención, y varias configuraciones han sido reportadas en la literatura. Ya sea utilizando multiplexión por división de longitud de onda (Liu *et al.*, 2016), sistemas OTDR pulsados acompañados por acopladores multipuerto y una señal de referencia (Basgumus *et al.*, 2016), o sistemas OTDR de longitud de onda múltiple asistidos por un AWG utilizado como multiplexor (Zhao *et al.*, 2013). Sin embargo, estas configuraciones se ven en la necesidad de utilizar espectrómetros sofisticados, fuentes pulsadas, o un OTDR comercial de longitud de onda múltiple. Estas características hacen estos sistemas complejos y costosos, y que requieran de tiempos largos para el procesamiento de las señales.

En esta sección, se presenta el desarrollo de un refractómetro multipuntual de fibra óptica basado en reflexión de Fresnel de una punta clivada de la fibra, asistida por un interferómetro formado por rejillas de Bragg gemelas, localizado cerca de la punta de la fibra, utilizado como referencia de intensidad. Para obtener un funcionamiento multipuntual del refractómetro, se desarrolló una técnica combinada para la multiplexión e interrogación simultánea de los sensores, mediante el uso de un diodo láser DFB de onda continua. El refractómetro propuesto tiene potencial para la detección en aplicaciones químicas y biológicas.

5.2.1. Principio de operación y arreglo experimental

El refractómetro multiplexado de fibra óptica propuesto en este trabajo de investigación esta basado en la combinación de las técnicas de reflectometría óptica coherente en el dominio de la frecuencia (COFDR) y OTDR de correlación coherente (CCOTDR), para la multiplexión e interrogación de sensores idénticos, es decir, sensores formados por interferómetros de mismas longitudes. Ambas técnicas son implementadas utilizando el mismo diodo láser DFB de onda continua (CW), sin necesidad de utilizar ningún modulador externo o retroalimentación alguna.

COFDR utilizando un diodo láser DFB de onda continua puede ofrecer una alta resolución espacial (del rango de mm con un barrido en longitud de onda de 1 nm) (Uttam y Culshaw, 1985). Sin embargo, los diodos láser DFB cuentan con un nivel de ruido de fase bastante grande. Por lo tanto, la distancia máxima para las mediciones entre dos o más reflectores se encuentra limitada a una pequeña fracción de la longitud de coherencia de la luz láser. En la practica, esta distancia de operación es de alrededor de 1 metro. Por lo tanto, al emplear un diodo láser DFB en COFDR, la distancia de operación no es suficiente para la multiplexión de los sensores.

Sin embargo, se puede incorporar una técnica de multiplexión adicional, para proporcionar mediciones multipuntuales. Por lo que nosotros proponemos la técnica CCOTDR, la cual, utiliza un diodo láser DFB de onda continua sin modulación externa. Esta técnica utiliza el ruido fundamental de fase del láser para generar la señal de prueba, como se explicó en los capítulos anteriores. El ancho de banda de la señal generada se encuentra en el rango de unos cuantos MHz, y proporciona una resolución espacial de 10-50 metros. Con un diodo láser DFB, la resolución depende de la corriente de bombeo, es decir, para una corriente de bombeo baja, la linea láser es más ancha y, por tanto, la resolución espacial es mejor. Dos o más reflectores separados por una distancia mucho menor que la resolución espacial no pueden ser resueltos y actúan como un solo reflector combinado, cuya reflectividad depende de la longitud de onda, debido al fenómeno de interferencia. La posición de los picos de correlación dependen del retraso relativo entre la señal de referencia y la señal reflejada por los sensores. Por lo tanto, CCOTDR puede utilizarse para la demultiplexión de las señales originadas por los diferentes sensores para cualquier longitud de onda seleccionada. Mediante un barrido en longitud de onda y el monitoreo de las variaciones de amplitud de los picos

de correlación correspondientes, se puede obtener el espectro de reflexión de los sensores. Entonces, el índice de refracción de las mezclas a analizar por cada punta de medición, puede determinarse utilizando el procesamiento de las señales apropiado.

El dibujo esquemático del arreglo experimental se muestra en la figura 34. Como fuente de luz se utiliza un láser DFB de semiconductor de onda continua de la marca FTEL modelo FRL15DCWD-A81-19360-C, con longitud de onda nominal de 1548.51 nm, una potencia máxima de salida de 40 mW, y un ancho de línea de 1 MHz para una corriente de bombeo de 250 mA. La salida del láser es conectada a través de un aislador óptico a un interferómetro desbalanceado del tipo Michelson, con una diferencia de caminos ópticos (OPD) que excede de 3 - 4 veces la longitud de coherencia de la luz láser. Los espejos de Faraday son utilizados como se explicó anteriormente para reducir el efecto conocido como "polarization signal fading". La salida del interferómetro desbalanceado es conectada a través del acoplador C2 (con una razón de división de 99/1) al fotodetector PD1. En la salida de una configuración interferométrica desbalanceada la fase de la onda de luz láser de un instante de tiempo es comparada con la fase de la onda de luz en un instante anterior. De esta manera en el fotodetector PD1 se produce de forma continua una señal óptica con variaciones aleatorias de intensidad. Como se explicó en el capítulo anterior, la potencia promedio y varianza de la luz de prueba dependen de la OPD del arreglo interferométrico. Una OPD mayor de 3-4 veces la longitud de coherencia de la luz láser garantiza una máxima potencia de la señal de referencia, así como también, independencia de temperatura y de longitud de onda (ya que no se observan franjas de interferencia). Esto permite realizar un barrido de la longitud de onda del láser para implementar reflectometría óptica coherente para multiplexar por frecuencia.

Una realización capturada en el fotodetector PD1 de la señal óptica se muestra en la figura 35 (a), donde las variaciones aleatorias de la señal del fotodetector pueden ser observadas. La función de autocorrelación calculada para la serie de tiempo de la señal óptica capturada se muestra en la figura 35 (b). El pico de la función de autocorrelación tiene un ancho temporal a media altura (FWHM) de $0.5 \mu\text{s}$ para una corriente de bombeo de aproximadamente 100 mA, este ancho temporal es equivalente a una longitud de fibra de 50 metros. La onda de luz en la otra salida del acoplador C2 es direccionada hacia el brazo de detección a través del circulador.

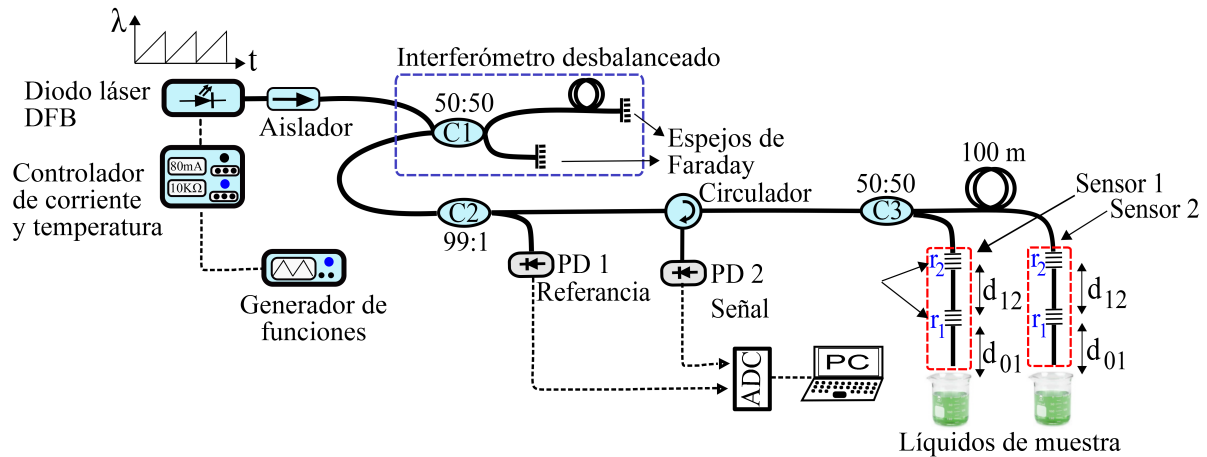


Figura 34. Configuración experimental para la medición simultánea de índices de refracción (RI) de diferentes sustancias, a través de multiplexión por correlación de un arreglo multipuntual de sensores.

El brazo de detección está compuesto por el acoplador C3 con una razón de división 50/50 y dos sensores de IR idénticos. Cada sensor contiene dos rejillas de Bragg de ultra baja reflectancia (con una reflectancia del 0.02 % a una longitud de onda de Bragg de 1548.2 nm) grabadas en fibra óptica estándar SMF-28 localizadas cerca de la punta clivada de la fibra. La distancia entre rejillas, d_{12} es de 10 cm, mientras que la distancia, d_{01} , entre la punta clivada de la fibra y la rejilla más cercana es de 17 cm. En tal configuración, la punta clivada de la fibra y las dos rejillas de Bragg forman tres interferómetros con diferentes longitudes de caminos ópticos, d_{01} , d_{12} , y $d_{02} = d_{01} + d_{12}$. Las distancias entre las rejillas y la punta clivada, fueron seleccionadas para ser mucho menores que la longitud de coherencia de la luz láser $d_{12} \ll l_{coh}$. Esto permite la detección de franjas espectrales de interferencia durante el escaneo en longitud de onda de la fuente láser.

Las ondas de luz reflejadas por los sensores son direccionadas hacia el fotodetector PD2 a través del circulator óptico. Ambos fotodetectores, PD1 y PD2, son del mismo fabricante y del mismo modelo (detector InGaAs PDA-400 de Thorlabs), por lo tanto, son de características idénticas, cuentan con el mismo nivel de ganancia ($0.75 \times 10^4 \text{ V/A}$) y ancho de banda (10 MHz). Las señales ópticas provenientes de los fotodetectores PD1 y PD2 son grabadas de forma simultánea, mediante una tarjeta de adquisición de datos de dos canales, con una frecuencia de muestreo de 10 MHz. El ancho de línea espectral del láser para un nivel bajo de corriente de bombeo no excede los 4 MHz. En estos experimentos, cada realización capturada de la señal aleatoria utilizada pa-

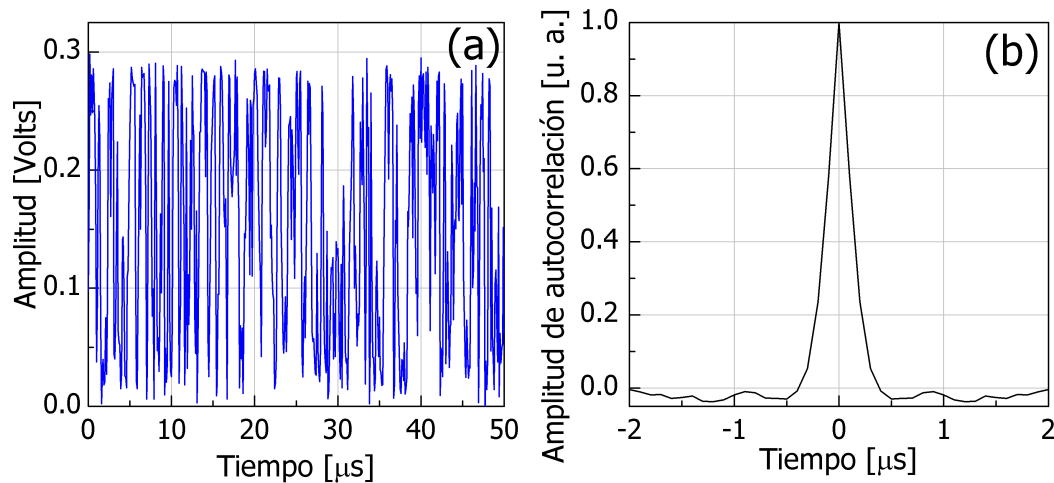


Figura 35. (a) serie de tiempo de la señal de referencia modulada en intensidad de forma aleatoria, y (b) función de autocorrelación de la señal de referencia.

ra el procesamiento de la correlación cruzada es de 512 muestras, que corresponde a un tiempo de 51.2 μ s. Usualmente, para reducir el ruido en los trazos de correlación se realizaron promedios de 16 realizaciones capturadas, con un tiempo total de promediación de 1 ms.

Para cualquier longitud de onda del láser, cada sensor produce seis ondas reflejadas (tres reflectores estrechamente espaciados, iluminados con las dos ondas retrasadas que salen del interferómetro desbalanceado). Como puede observarse, la intensidad en el fotodetector PD2 contendrá un componente con una variación aleatoria en el tiempo, pero siendo una replica exacta, y retrasada, de la señal óptica capturada por el fotodetector PD1. Por lo tanto, la correlación cruzada entre las señales capturadas por los fotodetectores PD1 y PD2, contendrá picos de correlación correspondientes a la posición de los sensores. De esta manera, la demultiplexión puede realizarse utilizando trazas de correlación para cada longitud de onda instantánea. La amplitud de cada pico representa la reflectancia del sensor correspondiente para la longitud de onda de interrogación.

Los sensores son interrogados mediante un barrido en longitud de onda del diodo láser, dentro de un rango de 0.1 nm, implementado a través de la modulación de la corriente de bombeo (de 80 - 100 mA) del láser con una función diente de sierra a una frecuencia de repetición de 1 Hz. Esta frecuencia fue seleccionada por simplicidad, ya que es posible aplicar velocidades del barrido más altas sin perder linealidad (Koch y

Bowers, 1984). Por lo tanto, las amplitudes y frecuencias de los términos de oscilación de los diferentes interferómetros que forman cada sensor, están dados por (Shlyagin *et al.*, 2013):

$$\alpha_{12} = 2W^2(t)I(1 - r_2^2)r_1r_2 \cos(\omega_{12}t + \psi_{12}), \quad (67)$$

$$\alpha_{01} = 2W(t)I(1 - r_2^2)^2(1 - r_1^2)r_0r_1 \cos(\omega_{01}t + \psi_{01} + \varphi_0), \quad (68)$$

$$\alpha_{02} = 2W(t)I(1 - r_1^2)^2(1 - r_2^2)r_0r_2 \cos(\omega_{02}t + \psi_{02} + \varphi_0), \quad (69)$$

donde, $W(t)$ representa la envolvente del espectro de reflexión de amplitud de una sola FBG, I es la intensidad de la luz acoplada a la fibra, r_1 y r_2 son los valores máximos de los coeficientes de reflexión de las rejillas Bragg grabadas, φ_0 es el cambio de fase debido a la reflexión en la punta clivada de la fibra, ω_{ij} y ψ_{ij} son la frecuencia y fase correspondiente a cada termino oscilante, cual depende de la longitud del interferómetro, y r_0 es el coeficiente de reflexión de Fresnel en la punta clivada de la fibra. Este valor esta dado por la ecuación de Fresnel:

$$r_0 = \frac{n_{eff} - n_0}{n_{eff} + n_0} \quad (70)$$

siendo n_{eff} el índice de refracción efectivo de la fibra óptica, mientras que n_0 es el índice de refracción del medio externo. Como se puede observar, la amplitud del interferómetro formado por las dos FBGs, no depende del índice de refracción del medio externo, por lo tanto, puede ser utilizada como una referencia en intensidad.

Las amplitudes de los términos de interferencia pueden expresarse en el dominio de Fourier a través de la magnitud de sus amplitudes complejas, $|A_{12}|$, $|A_{01}|$, and $|A_{02}|$. Entonces, la razón entre $|A_{01}|$ y $|A_{12}|$ es una función lineal del coeficiente de reflexión de la punta clivada, r_0 , cual no depende de la intensidad de la luz:

$$\frac{|A_{10}|}{|A_{12}|} = \frac{(1 - r_1^2)(1 - r_2^2)}{r_2 \bar{W}} r_0 = K r_0, \quad (71)$$

Aquí, $\bar{W}$ es el modulo de la transformada de Fourier del perfil de la rejilla de Bragg $W(t)$, K es un parámetro del sensor y es determinado en el proceso de calibración con un medio externo de índice de refracción conocido, n_0 . Una vez que es obtenido el valor

de K para un sensor, es sencillo obtener el índice de refracción del medio externo a través de las ecuaciones 70 y 71:

$$n_{0x} = n_{eff} \left[\frac{K - \frac{|A_{10}|}{|A_{12}|}}{K + \frac{|A_{10}|}{|A_{12}|}} \right]. \quad (72)$$

5.2.2. Resultados experimentales

Como se describió anteriormente, el procedimiento de medición implica la correlación cruzada entre la señal de referencia y la señal reflejada por los sensores. Un trazo experimental de correlación cruzada se muestra en la figura 36, donde claramente se pueden observar dos máximos. Cada máximo representa a un sensor. Por lo tanto, todo el trazo de correlación muestra la posición de los sensores en las distancias de 20 y 120 metros. La información sobre la reflexión de Fresnel en la punta clivada de la fibra está contenida en la variación en el tiempo de la amplitud de los máximos de correlación debida al barrido en longitud de onda. Por lo tanto, los espectros de reflexión de ambos sensores se pueden extraer del análisis de dichos cambios temporales.

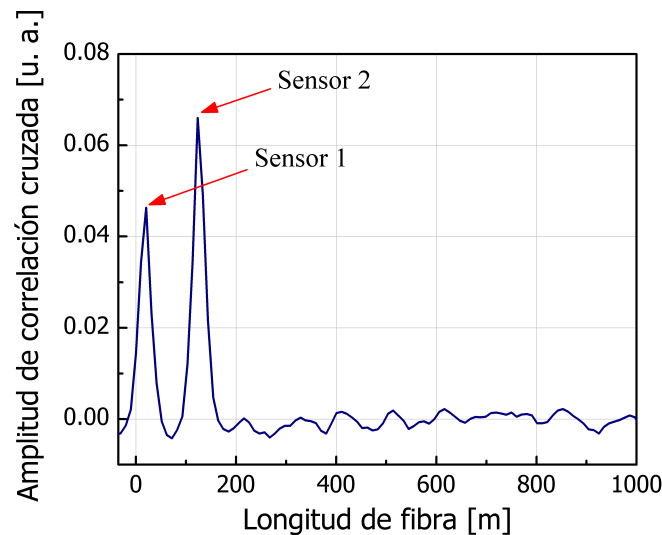


Figura 36. Trazo de correlación cruzada entre la señal de referencia y la señal reflejada por los dos sensores; obtenida para una sola realización de $51.2 \mu s$.

El primer paso para realizar mediciones de RI es la calibración del sistema, para

obtener el valor de la constante K de la ecuación 71 para cada uno de los sensores. Este procedimiento es necesario para compensar, ya sean, las eventuales diferencias en la reflectancia de las FBGs o el posible mal clivado en la punta de la fibra. Como se hablo anteriormente, el procedimiento consiste en sumergir simultáneamente las respectivas puntas de la fibra en un medio con un índice de refracción conocido, del que se obtiene directamente r_0 . En nuestro caso, utilizamos agua destilada con un IR de 1.3180 a una longitud de onda de 1548 nm a temperatura ambiente de 25°C (Hale y Querry, 1973). Los espectros de reflexión de ambos sensores obtenidos a partir del seguimiento de la variación en el tiempo de la amplitud de los máximos de correlación, debida al barrido en longitud de onda, para el caso en que las puntas de la fibra son sumergidas en agua destilada, se muestran en la figura 37 (a) para el sensor 1, y en la figura 37 (b) para el sensor 2.

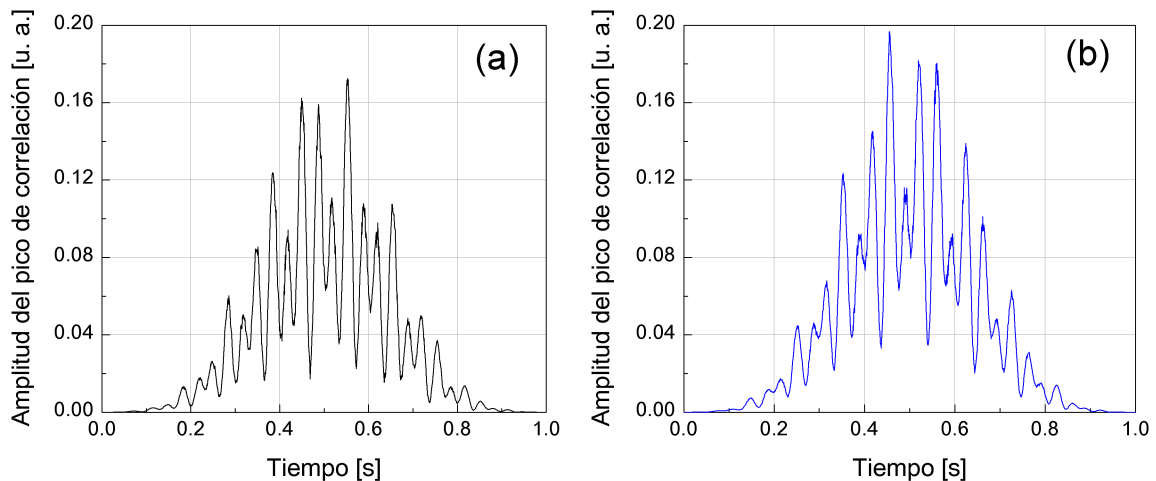


Figura 37. Espectros de reflexión de los sensores medidos a partir del seguimiento de la evolución de la amplitud de los picos de correlación en función del tiempo, utilizando agua destilada como medio externo: (a) sensor 1, y (b) sensor 2.

Como se puede observar, los espectros obtenidos contienen franjas cuales están asociadas a los tres diferentes interferómetros que componen a cada sensor. Por lo tanto, el análisis en el dominio de Fourier de tales espectros producirá tres diferentes máximos situados en frecuencias específicas determinadas por los caminos ópticos de cada interferómetro y por la frecuencia de repetición del barrido en longitud de onda. El modulo de la transformada de Fourier del espectro de reflexión del sensor 2 es representado en la figura 38, siendo el espectro obtenido para el sensor 1 casi el mismo, ya que ambos sensores han sido fabricados siguiendo el mismo procedimiento y aproximadamente los mismos valores de reflectancia de las rejillas de Bragg y distancias

entre ellas.

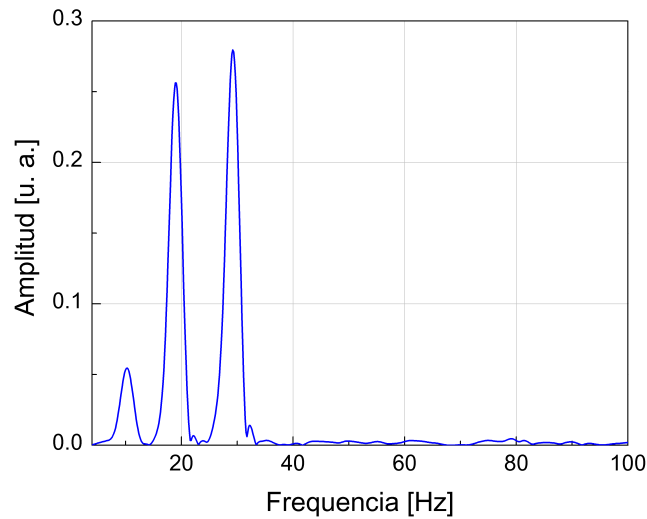


Figura 38. Modulo de la transformada de Fourier del espectro de reflexión grabado para el sensor 2 utilizando agua destilada como medio externo. Tres máximos locales son claramente identificados en las frecuencias de 10 Hz, 18 Hz, y 28 Hz. El máximo local a 10 Hz corresponde al interferómetro de referencia formado por las dos rejillas de Bragg.

Como podemos observar, el pico situado en la frecuencia más baja es el asociado con el interferómetro formado por las rejillas de Bragg gemelas, etiquetado en la figura 34 como d_{12} , y su amplitud $|A_{12}|$. Este valor no depende del IR del medio externo y es utilizado como interferómetro de referencia. Los máximos locales localizados a 18 Hz y 28 Hz están asociados a los interferómetros formados entre la punta clivada de la fibra y las dos rejillas de Bragg, con longitudes d_{01} y d_{02} y amplitudes en el dominio de Fourier de $|A_{01}|$ y $|A_{02}|$, respectivamente. Entonces, de las ecuaciones 70 y 71 podemos calcular el valor de la constante K para cada uno de los sensores, obteniendo $K_1 = 76.484$ para el sensor 1, y $K_2 = 99.620$ para el sensor 2. Una vez calculada la constante K de cada sensor, el IR de una sustancia diferente puede ser medido siguiendo el mismo procedimiento. De esta manera, ambos sensores son utilizados para medir el IR del alcohol isopropílico. En este caso, los espectros obtenidos para los sensores 1 y 2 se ilustran en la figura 39 (a) y (b), respectivamente.

Una comparación entre los espectros de Fourier obtenidos con agua destilada (línea discontinua) y alcohol isopropílico (línea sólida) como medio externo se muestra en la figura 40. Como era de esperarse, la amplitud $|A_{12}|$ no cambia con el incremento del

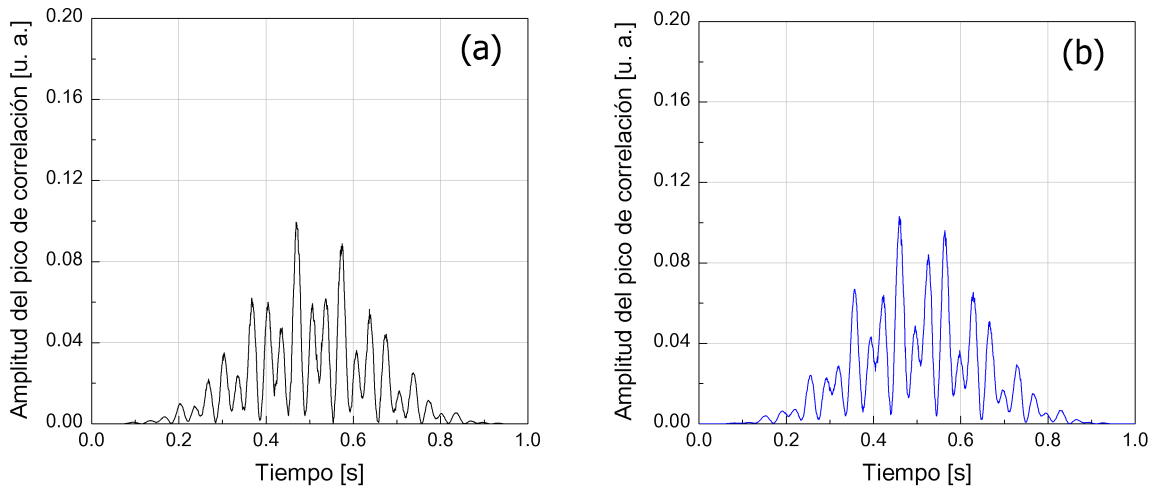


Figura 39. Espectros de reflexión de los sensores medidos a partir del seguimiento de la evolución de la amplitud de los picos de correlación en función del tiempo, utilizando alcohol isopropílico como medio externo: (a) sensor 1, y (b) sensor 2.

RI del medio externo, mientras que las amplitudes asociadas con la reflectancia de la punta clivada de la fibra, $|A_{01}|$ y $|A_{02}|$, si dependen del RI externo.

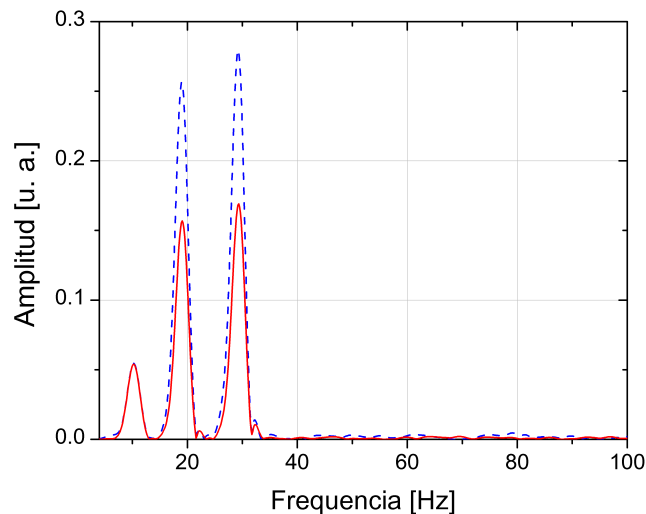


Figura 40. Modulo de la transformada de Fourier del espectro de reflexión para los casos en que el sensor 2 esta en contacto con agua destilada (línea discontinua), y con alcohol isopropílico (línea sólida).

Entonces, de la ecuación 72 podemos calcular el valor del RI del alcohol isopropílico. En nuestro caso, los valores promedio de $1.3658 \pm 1E^{-3}$ y $1.3651 \pm 5E^{-4}$ se obtuvieron del sensor 1 y 2, respectivamente, después de diez mediciones diferentes, con una desviación estándar de 10^{-3} . Estos valores se encuentran dentro del rango de los valores reportados en la literatura (Foggi *et al.*, 1955).

Otras pruebas experimentales fueron realizadas con el fin de medir de manera simultánea dos sustancias con diferente índice de refracción. La punta clivada de la fibra del sensor 1 se sumergió en una solución de 40 % de volumen de etilenglicol en agua desionizada, mientras que la punta del sensor 2 fue sumergida en una solución con el 60 % del volumen de etilenglicol. De nuevo, diez mediciones fueron realizadas, los valores de RI obtenidos se muestran en la figura 41. Los valores promedio de los índices de refracción son de 1.3586 para la muestra con 40 % de etilenglicol, y de 1.3772 para la muestra con 60 % del volumen de muestra. Estos valores también se encuentran en concordancia con los valores esperados por la literatura sobre soluciones líquidas binarias (Sharma *et al.*, 2007).

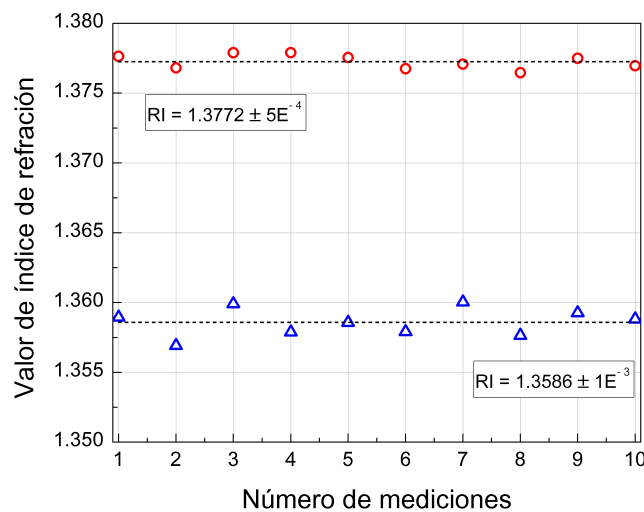


Figura 41. Resultados de 10 mediciones independientes de dos sustancias de prueba de diferente RI, obtenidos mediante dos refractómetros de fibra óptica operando de forma simultánea. Ambas muestras son soluciones de etilenglicol en agua desionizada con 40 % (triángulos), y 60 % (círculos) del volumen de concentración.

En estos experimentos presentados, cada punto de medición de RI fue obtenido en 1 segundo, mediante un sólo barrido en longitud de onda. Se encontró que el ruido de correlación es el principal factor que afecta la resolución y exactitud en las mediciones del refractómetro. Se obtuvo experimentalmente una resolución en la medición de RI de 5×10^{-4} . Utilizando el mismo nivel de potencia, y el mismo arreglo optoelectrónico con el que se realizaron estos experimentos de prueba de concepto, puede incrementarse de forma considerable el número de sensores puntuales, implementando solo diferentes retardos temporales entre los sensores y un acoplador de 1:N, para conectar N número de sensores.

5.2.3. Conclusiones parciales

En esta sección, se propuso y demostró de forma experimental una combinación novedosa entre las técnicas de reflectometría óptica coherente por división de frecuencia (OFDR) y OTDR de correlación con un canal de detección, para la multiplexión de sensores interferométricos. La factibilidad del método propuesto se realizó mediante mediciones simultáneas de diferentes índices de refracción, utilizando sensores puntuales idénticos. Esta técnica se basa en la medición del coeficiente de reflexión de Fresnel de una punta clivada asistida por un interferómetro Fabry-Pérot formado por un par de rejillas de Bragg gemelas.

La mayor ventaja del método propuesto es que utiliza como fuente de luz un láser DFB de semiconductor de onda continua (CW), evitando así, el uso de fuentes pulsadas, de longitudes de onda múltiples o elementos activos como moduladores externos. Un punto clave es la señal óptica de prueba utilizada, ya que sus propiedades estadísticas, como su potencia promedio y varianza son independientes a la longitud de onda. Esto es para una OPD del interferómetro desbalanceado mucho mayor (3 - 4 veces) que la longitud de coherencia de la luz láser. Esta propiedad nos permite implementar la combinación entre OTDR de correlación y OFDR coherente. Los resultados obtenidos para los diferentes líquidos de muestra están dentro del rango de valores ya reportados en la literatura. El sistema propuesto puede considerarse simple en cuanto a su configuración y fabricación.

5.3. Sensor multiplexado de dos canales para la interrogación de FBGs

Las rejillas de Bragg grabadas en fibras ópticas (FBG) han sido ampliamente utilizadas en la tecnología de sensores de fibra para la medición de parámetros dinámicos y estáticos, como vibraciones, temperatura y tensión (Kersey *et al.*, 1997). La mayoría de las técnicas de interrogación de arreglos de sensores de rejillas de Bragg se basan en utilizar una fuente de luz que sea común para todas las rejillas del arreglo. Esto puede ser mediante una fuente láser sintonizable o con una fuente de un ancho de banda amplio. La respuesta de una rejilla de Bragg a un cambio en temperatura o a una tensión aplicada a la fibra se encuentra codificada en longitud de onda, y su resolución está principalmente determinada por la resolución del instrumento de interrogación utilizado para evaluar el cambio en longitud de onda. En general, el desplazamiento en la longitud de onda de Bragg de la rejilla es monitoreado utilizando un analizador de espectros óptico (OSA). Sin embargo, un OSA tiene sus propias limitaciones en el tiempo de respuesta, resolución, tamaño y costo (YOKOGAWA, 2001; AGILENT, 2002).

Para superar estos inconvenientes, diferentes técnicas de interrogación han sido desarrolladas (Abad *et al.*, 2003). Entre ellas, un método simple se basa en convertir el desplazamiento en la longitud de onda de Bragg inducido por cambios de temperatura en variaciones de intensidad, que pueden ser medidas utilizando fotodetectores con electrónica simple. Para este tipo de métodos, se reportan en la literatura resoluciones desde 0.5 °C en un rango de aproximadamente 500°C (Mamidi *et al.*, 2014) y hasta 0.02 °C con un rango dinámico de temperatura de 120 °C (Zhan *et al.*, 2004). En estos sistemas los sensores de FBG están asistidos por rejillas de periodo largo y la multiplexión de varios sensores se vuelve complicado.

En la detección de parámetros dinámicos como vibraciones, el método comúnmente utilizado para la interrogación de las rejillas de Bragg se basa en la detección de la intensidad reflejada por la FBG, y consiste en sintonizar la luz láser en la parte lineal del espectro de reflexión, utilizando un láser con un ancho de línea mucho más angosto que el ancho de banda de la rejilla (Culshaw *et al.*, 2008). Cuando la tensión modula la posición del espectro en el eje de longitudes de onda, la potencia reflejada será modulada de igual manera, logrando así, reconstruir la perturbación. Una idea similar, pero utilizando dos frecuencias ópticas para obtener señales diferenciales con el fin de incrementar la sensibilidad en las mediciones, es propuesta en el trabajo re-

portado en (Posada-Roman *et al.*, 2016). En este trabajo, proponen un esquema para interrogar una FBG utilizando dos modos de un peine de frecuencias ópticas (D-OFCs) con un ancho de línea estrecho. Esto se utiliza para iluminar las dos regiones lineales del espectro de la FBG, con el objetivo de obtener dos señales diferenciales utilizadas para incrementar la sensibilidad. Sin embargo, este esquema es bastante complejo, ya que en su arquitectura se utilizan elementos activos como, moduladores electro ópticos (EOM) y acusto ópticos (AOM), lo que también lo hace un sistema costoso. En principio, su sistema les permite interrogar arreglos de múltiples rejillas, sin embargo, se encuentran limitados por el rango manipulable de los parámetros principales de los moduladores generadores del peine de frecuencias (OFCs), y de las características de las FBGs (ancho de banda y longitud de onda de Bragg).

Este tipo de interrogación puede aplicarse para el monitoreo de cambios de temperatura. Ya que interrogando una FBG con dos longitudes de onda, es posible incrementar el rango dinámico de detección lineal, y determinar, sin ambigüedades, la dirección del desplazamiento del espectro de la rejilla producido por un incremento o decremento en la temperatura, lo cual, mediante una sola longitud de onda resulta muy complicado.

En esta sección de nuestro trabajo de investigación, proponemos la implementación del reflectómetro óptico de correlación de onda continua (CW) en un régimen de operación con dos longitudes de onda para interrogar rejillas de Bragg. La incorporación de dos longitudes de onda nos permite detectar pequeños cambios en el espectro de reflexión de la FBG, con un rango dinámico bastante amplio. La técnica propuesta, utiliza dos canales de detección y se basa en la demultiplexión por funciones de correlación de dos señales ópticas de prueba de diferente longitud de onda, generadas a partir del ruido inherente de fase de dos diodos láser DFB. La implementación de esta técnica puede ser útil para aplicaciones en detectores lineales de temperatura, como sistemas de alarma.

5.3.1. Principio de funcionamiento y arreglo experimental

Recientemente, investigaciones experimentales sobre las características del ruido de fase en fuentes láser han demostrado aplicaciones en la generación de números aleatorios. Estas, se basan en la medición de las fluctuaciones de fase de la luz láser utilizando configuraciones interferométricas desbalanceadas (Bing *et al.*, 2010; Xu *et al.*, 2012). Secuencias con longitudes mayores a los 14 Gbit, de estas señales aleatorias, han sido generados y verificados por pruebas estándar de aleatoriedad (Guo *et al.*, 2010). Aquí, la verdadera aleatoriedad del ruido de fase reside en la naturaleza aleatoria de los procesos mecánico cuánticos que rigen la emisión espontánea de fotones (Qi *et al.*, 2009). Como se mencionó en el capítulo anterior, las fluctuaciones inherentes de fase en la luz láser pueden producir una señal óptica con una modulación de intensidad aleatoria utilizando un interferómetro desbalanceado. Aquí, la fase de la luz para un instante de tiempo es comparada con la fase de un instante de tiempo anterior. Como resultado, con la ayuda de un fotodetector, se puede observar el espectro del ruido de intensidad relacionado con el espectro de ruido de fase, obteniendo una secuencia de variaciones en intensidad verdaderamente aleatorias. Entonces, debido a la naturaleza cuántica de las fluctuaciones de fase de la luz láser, señales ópticas de prueba originadas a partir del ruido de fase de diferentes láseres no tienen correlación temporal alguna entre ellas. Esta característica de verdadera aleatoriedad en las señales ópticas de prueba generadas, nos permite implementar en nuestro reflectómetro óptico, dos o más fuentes láser de diferente longitud de onda, o incluso, de misma longitud de onda. La demultiplexión de las señales es realizada aplicando el algoritmo de correlación cruzada entre la señal reflejada por la fibra y cada señal de referencia. Aquí, la función de correlación cruzada actúa como un filtro, discriminando a la señal que no tiene la secuencia aleatoria contenida en la señal de referencia.

El arreglo experimental propuesto para generar dos señales ópticas de prueba de diferente longitud de onda, se muestra en la figura 42. Como fuentes de luz utilizamos dos láseres DFB de semiconductor de onda continua. El láser 1 es un JDS Uniphase modelo CQF933/408-1945, mientras que el láser 2 es un NEL modelo NLK1556STG, con longitudes de onda central de 1534.25 nm y 1536.20 nm, respectivamente. Cada uno de los láseres cuenta con su controlador de temperatura y de corriente para mantener estable la frecuencia óptica de la luz de salida, así como también, para con-

trolar y sintonizar dentro de un determinado rango la longitud de onda de emisión. Con el fin de tener dos señales de referencia con un ancho de banda amplio y similares, ambos láseres operan cerca de su nivel umbral de emisión láser. Para evitar que reflexiones fuertes regresen hacia la cavidad láser, utilizamos un aislador óptico en la salida de cada una de las fuentes. Para convertir las fluctuaciones de la fase de la luz láser en variaciones aleatorias de intensidad, utilizamos, para cada láser, un interferómetro de fibra óptica de tipo Michelson fuertemente desbalanceado. La diferencia de caminos ópticos (DCO) es de aproximadamente 3 - 4 veces la longitud de coherencia de las fuentes láser, es decir, alrededor de 300 m. Esta DCO, como se explicó anteriormente, nos asegura una máxima profundidad de modulación de la intensidad de las señales ópticas de prueba generadas, con un nivel independiente a variaciones de temperatura. Cada interferómetro desbalanceado está formado por un acoplador 50/50, conectado a dos espejos de Faraday vía dos brazos de diferente longitud de fibra óptica. Los espejos de Faraday son utilizados para reducir el desvanecimiento de la señal por polarización (Kersey *et al.*, 1991). Los acopladores direccionales C3 y C4 son utilizados para dividir la potencia de la luz en dos brazos con una razón de 1/99. Los brazos con menor potencia son utilizados como canales de referencia, 1 y 2, haciendo uso de los fotodetectores PD1 y PD2, respectivamente. Los otros brazos de salida de los acopladores guían el resto de la potencia de la luz.

Para evitar posibles desacoplamientos en las funciones de transferencia de los canales electrónicos utilizamos detectores idénticos y con el mismo régimen de funcionamiento. Los fotodetectores son de InGaAs y cuentan con un pre amplificador del fabricante FEMTO, que tienen una ganancia (de 1×10^2 hasta 1×10^8 V/A) y un ancho de banda (200, 10 y 1 MHz) seleccionable. Para nuestras pruebas experimentales trabajamos con un ancho de banda en los fotodetectores de 10 MHz. Las señales ópticas que llegan a los fotodetectores PD1 y PD2 son simultáneamente adquiridas por una tarjeta de adquisición de datos (DAQ) de múltiples canales, con una frecuencia de muestreo por canal de 25 MHz. Esta tarjeta se encuentra integrada a una PC de laboratorio. Las señales adquiridas son procesadas mediante funciones de correlación, calculadas utilizando el algoritmo de la transformada rápida de Fourier (FFT).

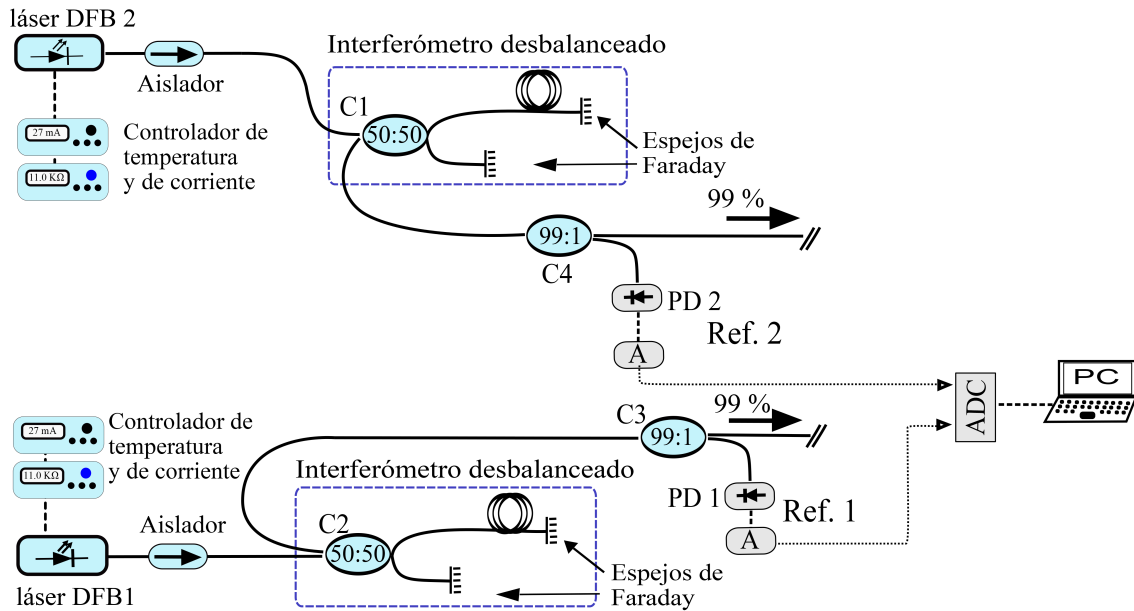


Figura 42. Esquema experimental para la generación de dos señales ópticas de referencia a partir del ruido de fase de dos láseres DFB de onda continua.

Las series de tiempo de una realización de las señales ópticas generadas por los dos láseres se muestran en la figura 43 (a) y (b), respectivamente. Estas señales ópticas las llamaremos señales de referencia 1 y 2, respectivamente. Como se puede observar, ambas señales son de potencias muy similares, y presentan una profundidad de modulación bastante grande. Las características de estas señales ópticas como su ancho de banda, puede discutirse completamente en términos de su función de autocorrelación. Las funciones de autocorrelación de ambas señales se presentan en la figura 43 (c). En color negro con línea sólida se muestra la autocorrelación de la señal capturada por el fotodetector PD1, mientras que en color azul con línea discontinua, se muestra la autocorrelación de la señal capturada por el fotodetector PD2. La curva de la función de autocorrelación de ambas señales ópticas de referencia presenta una forma del tipo función delta, la cual, obviamente, no muestra lóbulos laterales. Esto nos indica que las variaciones de intensidad contenidas en las señales de referencia no presentan periodicidad alguna. De esta misma figura, se puede observar que ambos picos de correlación tienen aproximadamente el mismo ancho a media altura (FWHM), lo que nos dice, que ambas señales de referencia tienen anchos de banda similares. Con el fin de demostrar que las señales de referencia generadas por diferentes láseres no tienen correlación temporal alguna, calculamos la función de correlación cruzada

entre ellas. El trazo resultante se muestra en la figura 43 (d). Como se esperaba, no existe correlación entre estas dos señales, ya que el trazo resultante no muestra ningún pico de correlación con forma de delta, solo se observa ruido inherente de correlación.

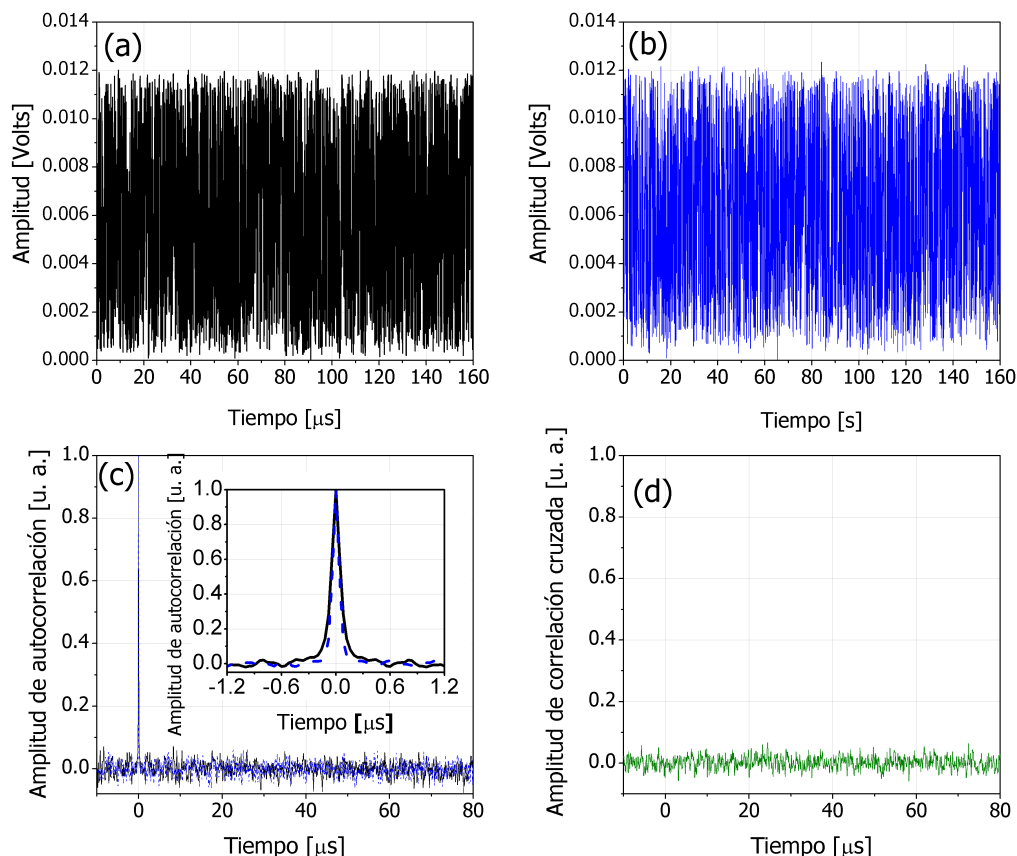


Figura 43. (a) y (b) series de tiempo de las señales de referencia capturadas en los fotodetectores PD1 y PD2, respectivamente. (c) función de autocorrelación de las señales de referencias de los fotodetectores PD1 (línea sólida) y PD2 (línea discontinua). (d) función de correlación cruzada entre las señales dos señales de referencia capturadas.

El esquema experimental para el sistema de interrogación propuesto se muestra en la figura 44. En esta configuración el 99 % de la luz de prueba para cada longitud de onda es direccionada hacia el acoplador C5, que tiene una razón de división de 50/50. El acoplador es utilizado para juntar las ondas de la luz de prueba de ambas longitudes de onda, y se propaguen de forma simultánea por la fibra de detección. La fibra óptica de detección es una fibra óptica convencional SMF-28 con una longitud de 900 m. A la distancia de 800 m se encuentra grabada una FBG con un reflectancia cercana al 0.01 %. La rejilla tiene una longitud de onda de Bragg de 1533.84 nm a temperatura ambiente (aprox. 24°C), y un ancho de banda de aproximadamente 0.16

nm. La rejilla fue grabada en la misma fibra óptica utilizando una mascarilla de fase y un láser Nd:YAG operando en cuarto armónico (es decir, a 266 nm).

Las ondas de la luz de prueba reflejadas por la FBG son direccionadas hacia el fotodetector PD3, a través del circulador óptico, pasando por sus puertos 2 y 3. Los tres fotodetectores utilizados son del mismo fabricante y de mismas características. La adquisición, el procesamiento, y monitoreo prácticamente en tiempo real debido a que al software LabView le toma fracciones de segundo para guardar, procesar y desplegar resultados de las señales adquiridas por la tarjeta DAQ. Los trazos de OTDR para los dos canales de detección son obtenidos a través del cálculo de la correlación cruzada entre la señal del detector PD3 (señal reflejada por rejilla) y la señal del detector PD1 (referencia 1) para el canal 1. El trazo de OTDR para el canal 2, se obtiene mediante la correlación cruzada entre la señal del detector PD3 y el detector PD2 (referencia 2).

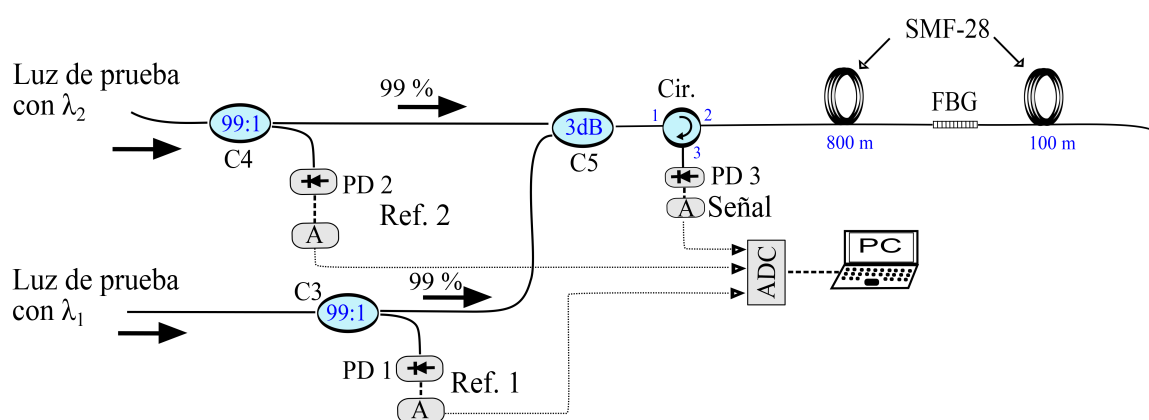


Figura 44. Arreglo Experimental del sistema de interrogación de una FBG mediante dos longitudes de onda. Donde, ADC: tarjeta de conversión analógico - digital, Cir.: circulador óptico, C3, 4, y 5: acopladores direccionales, A: preamplificadores.

Para demostrar la funcionalidad de la demultiplexión sintonizamos la longitud de onda de emisión del láser 1 con el espectro de reflexión de la rejilla de Bragg, es decir $\lambda_1 = 1533.85$ nm. Posteriormente, la longitud de onda de emisión del láser 2 se sintoniza para estar por fuera del espectro de reflexión de la FBG, seleccionando una longitud de onda de emisión de $\lambda_2 = 1534.6$ nm. La sintonización de la longitud de onda de emisión de cada uno de los láseres, se obtiene cambiando el valor de la temperatura de los diodos a través de su controlador. Los trazos de correlación cruzada para ambos canales de detección se muestran en la figura 45. Cada trazo de correlación es el resultado de la promediación de 1024 realizaciones. En color negro

se presenta el trazo para el canal 1 (con λ de 1533.85 nm), el cual muestra dos picos de correlación localizados a una distancia de 800, y 900 m. El pico a 800 m representa la reflexión producida por la rejilla de Bragg, mientras que el pico a 900 m representa la reflexión por el extremo final de la fibra. Para tener un valor de reflectancia en el extremo final de la fibra similar al de la rejilla de Bragg, se realizó un mal clivado en el extremo de la fibra. En color rojo se observa el trazo para el canal 2 (con λ de 1534.6 nm), el cual muestra solo el pico que representa la reflexión por el extremo final de la fibra, a una distancia de 900 m.

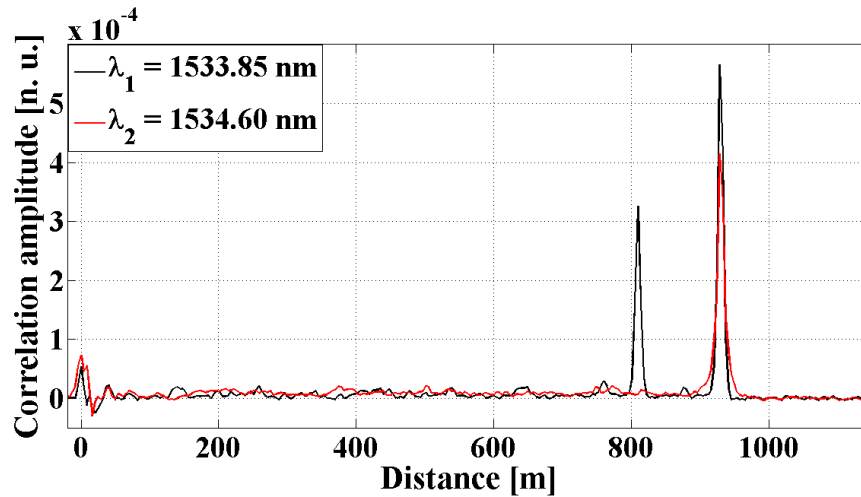


Figura 45. Trazos de OTDR de correlación para los dos canales de detección: donde el trazo en color negro representa el canal 1, y el trazo en color rojo el canal 2.

5.3.2. Resultados experimentales

Para mostrar la prueba de concepto del sistema de interrogación con dos canales de detección, en su configuración como detector lineal de temperatura, proponemos el siguiente desarrollo experimental.

Primeramente, seleccionamos la longitud de onda de las dos señales de prueba para que exista una diferencia entre ellas de aproximadamente el ancho de banda de la FBG utilizada, es decir, 0.16 nm. La longitud de onda de emisión del láser 1 es de 1534.00 nm y de 1534.16 nm para el láser 2. Para temperatura ambiente, 24°C, ambas líneas láser se encuentran por fuera del espectro de reflectancia de la FBG (ver figura 46). Por lo tanto, para este caso, la FBG es transparente para ambas señales de prueba, arrojando para cada canal de detección un valor mínimo en la función de correlación. Sin embargo, cualquier incremento de temperatura (ΔT) experimentado por la rejilla,

resultará en un cambio en la longitud de onda de Bragg hacia longitudes de onda más largas, aproximadamente con una relación de $0.01 \text{ nm/ } ^\circ\text{C}$ (Zhao y Liao, 2004). Conforme incrementa la temperatura aplicada a la FBG, su espectro de reflectancia se va desplazando, y traslapando, con las líneas de emisión láser, como se muestra en el diagrama esquemático de la figura 46.

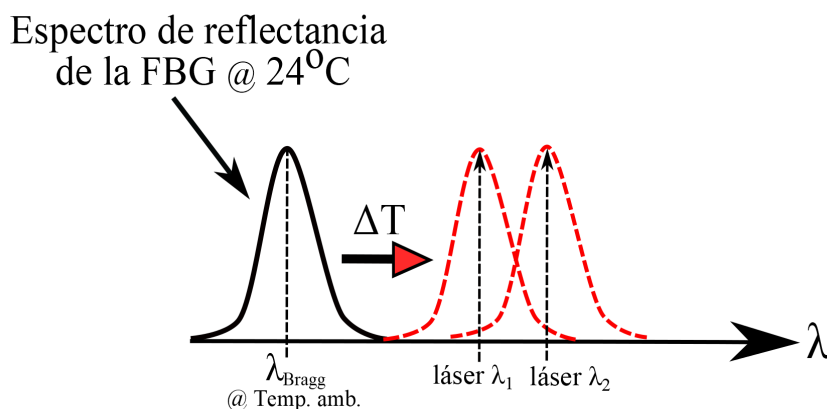


Figura 46. Ejemplo del método propuesto para interrogar con dos longitudes de onda una FBG para la detección lineal de temperatura.

Para la realización de los experimentos, la rejilla de Bragg fue sometida a incrementos de temperatura de 1°C dentro de un rango de 56°C , es decir, de $24 - 80^\circ\text{C}$. Los cambios de temperatura inducidos en la FBG se realizaron mediante el calentamiento controlado de una estructura de aluminio tipo estufa de 6.4 cm de largo, mediante la implementación del esquema mostrado en la figura 47. El calentamiento se realizó a través de un cautín (elemento térmico) con control de temperatura. La estufa de aluminio cuenta con una perforación a todo su ancho, por la cual, atraviesa sin hacer contacto directo la fibra óptica de detección, quedando la rejilla de Bragg dentro de este hueco en la estufa. Al incrementar la temperatura en la estufa, la temperatura de la FBG también incrementa. Para medir continuamente la temperatura del medio que rodea a la FBG, se utilizó un termopar con una resolución de 0.1°C .

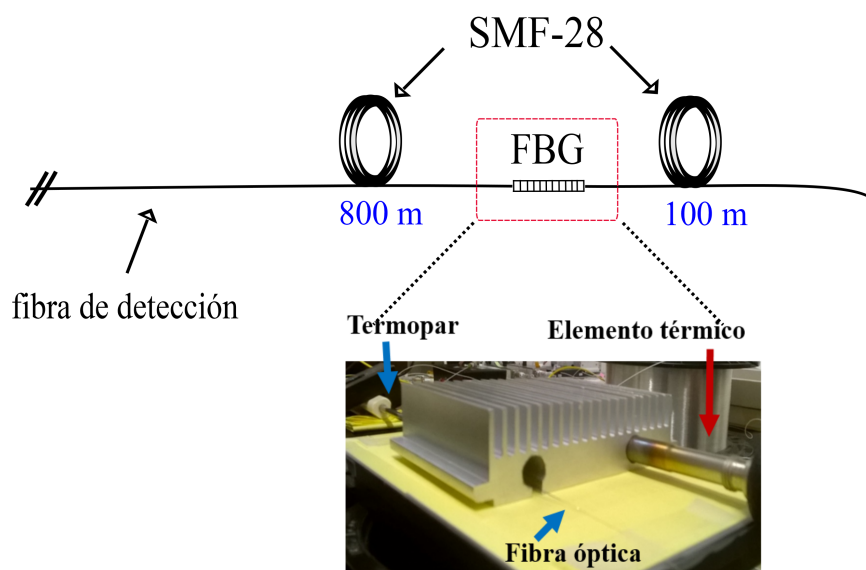


Figura 47. Arreglo experimental utilizado para las mediciones de temperatura.

Durante las mediciones, la longitud de onda de emisión de los láseres se mantiene fija, mientras que la FBG es expuesta a un barrido en temperatura. Al ir incrementando la temperatura en la FBG, su espectro de reflectancia se va traslapando gradualmente con la línea espectral láser de una de las dos señales ópticas. A través del monitoreo continuo de la amplitud del pico de correlación cruzada, que está relacionado directamente con la intensidad de la luz reflejada por la rejilla para cada longitud de onda, es posible para cada canal de detección, recrear el perfil de intensidad del espectro de reflectancia de la FBG como función de la temperatura aplicada. Los resultados experimentales se pueden observar en la figura 48. Aquí, cada punto experimental representa el promedio de 2048 realizaciones (cada realización equivale a 4096 muestras), lo equivalente en tiempo a 0.335 s.

Cuando la temperatura en la FBG incrementa en un rango en el que la λ_{Bragg} se empata con la longitud de onda de la luz de prueba del láser 1 (λ_1), se obtiene un máximo en la amplitud de correlación del canal 1. De forma simultánea en el canal 2 se tiene un mínimo en la amplitud de correlación. Esto nos indica que la temperatura en la FBG ha incrementado en un rango equivalente al ancho de banda de la rejilla utilizada, es decir, 16°C. Al seguir aumentando la temperatura en la FBG, la amplitud del canal 1 empieza a decaer. Al mismo tiempo la amplitud del canal 2 incrementa hasta alcanzar un máximo, y el canal 1 alcanza un mínimo. Aquí, la temperatura ha

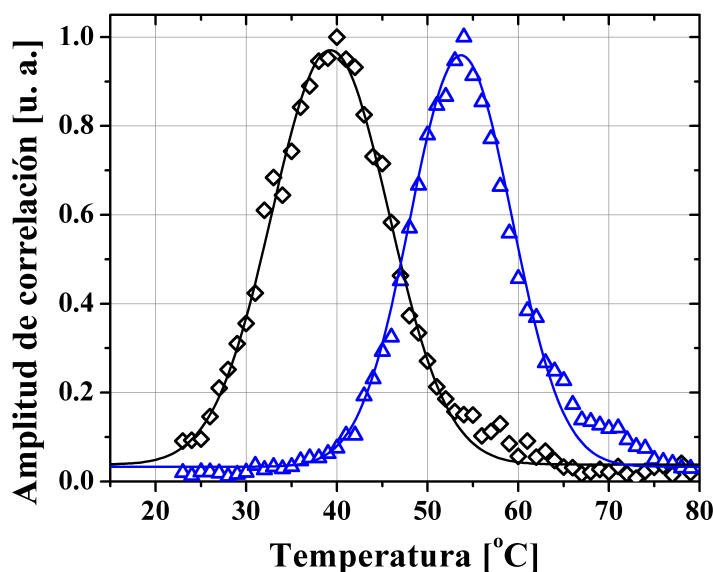


Figura 48. Perfil del espectro de reflectancia de la FBG como función de la temperatura aplicada, para los canales de detección 1 (rombos) y 2 (triángulos).

incrementado otros 16°C. Si la temperatura sigue incrementando, el canal 1 se mantiene con un valor mínimo, mientras que la amplitud del canal 2 decae hasta alcanzar también un mínimo. Este caso, en que ambos canales han alcanzado un mínimo en amplitud, nos indica que la temperatura ha incrementado, a partir de temperatura ambiente, en un rango de 48°C. El seguimiento continuo de la amplitud de correlación para ambos canales de detección como función del barrido en temperatura aplicado a la FBG, se muestra en la figura 49 (a) y (b). Con esferas se muestran los datos experimentales y con línea sólida se muestra el ajuste para las líneas gaussianas. Las flechas representan el sentido en el que fueron obtenidos los resultados. De la figura 49 (a), se puede observar que dentro del barrido en temperatura, existe un determinado rango en el que se pueden realizar mediciones lineales de temperatura utilizando la razón entre las amplitudes de los dos canales de detección. Este rango se localiza entre el valor máximo obtenido en el canal 1 y el máximo obtenido en el canal dos. De la figura 49 (b), se puede apreciar con una mejor perspectiva el monitoreo continuo de la amplitud de los dos canales de detección al aplicar el barrido en temperatura.

La figura 49 demuestra que utilizando dos canales de detección podemos seguir de manera continua cambios de temperatura aplicados a una FBG, y discriminar sin ambigüedades, un incremento de un decremento de temperatura dentro de un rango dinámico bastante amplio, en esta configuración, de 48°C. También, la detección y mo-

nitoreo de los tres intervalos de temperatura que abarca la configuración propuesta, puede ser útil en un sistema indicador de diferentes categorías de alarma.

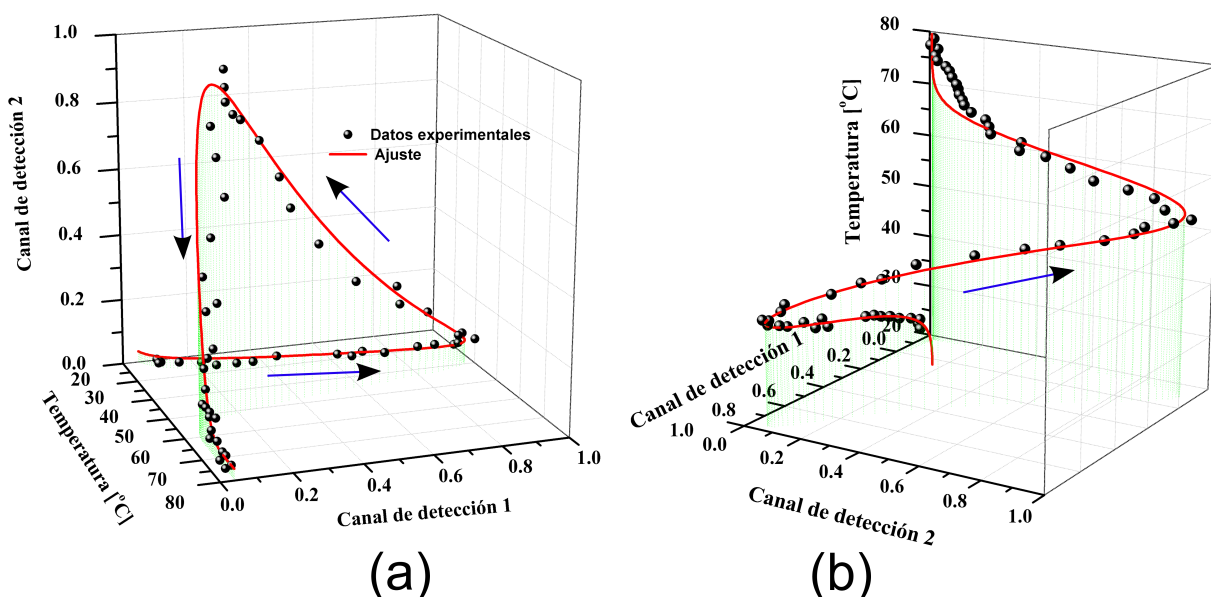


Figura 49. Amplitud de correlación en los canales de detección 1 y 2 como función de la temperatura aplicada a la FBG, vista en 3 dimensiones con dos diferentes perspectivas (a) y (b).

Utilizando la razón entre las amplitudes de correlación obtenidas por los dos canales de detección ($Ch2/Ch1$) podemos realizar mediciones lineales de temperatura. La figura 50 (a) muestra los resultados experimentales de la razón entre las amplitudes de correlación de los dos canales, obtenidos al aplicar el barrido en temperatura a la FBG. En esta figura se puede observar el rango de detección lineal del sensor, que para esta configuración, es de aproximadamente 16°C . Con rombos se presentan los datos experimentales, con una línea discontinua se muestra el rango lineal del sensor, y con línea continua se presenta el ajuste teórico. Los datos experimentales que no se ajustan a la curva teórica, se deben a la deformación en un extremo del espectro de reflexión de la FBG, introducida por torceduras en la fibra durante el proceso de grabado. Para estimar la resolución del sensor, se realizaron 16 mediciones de temperatura. Las mediciones fueron hechas manteniendo estable una temperatura de 48.8°C . Esta temperatura se encuentra dentro del rango de detección lineal del sensor. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 50 (b), los cuales arrojan una desviación estándar (σ) de 0.08°C .

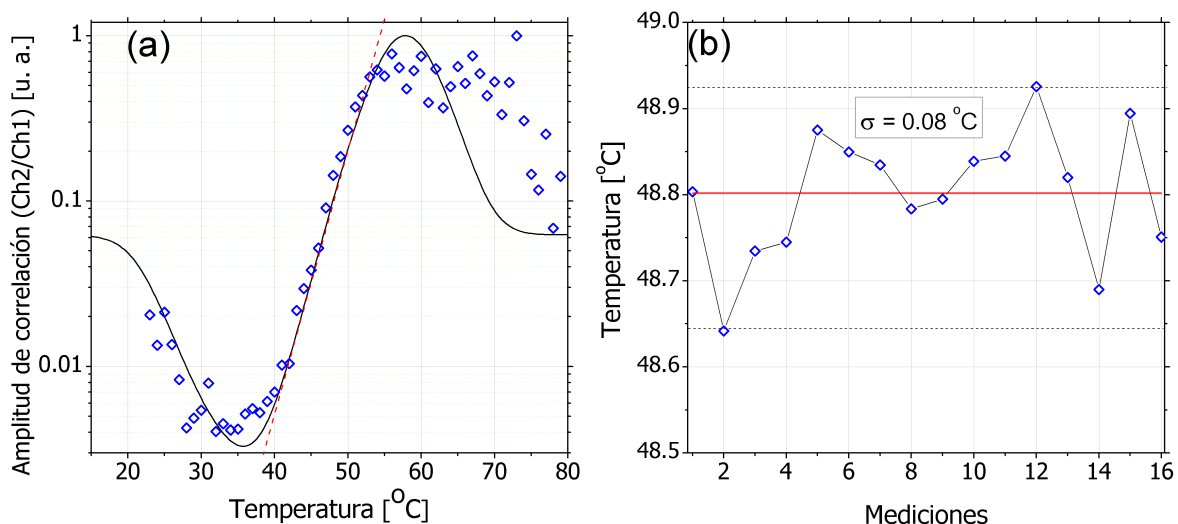


Figura 50. (a) Razón entre la amplitud de correlación de los dos canales de detección como función de la temperatura aplicada a la FBG, y (b) resultados de la estimación para la resolución en temperatura del sensor.

5.3.3. Conclusiones parciales

Ha sido propuesta la técnica de OTDR de correlación con dos canales de detección utilizando dos láseres DFB de semiconductor de diferente longitud de onda para interrogar sensores de rejillas de Bragg (FBGs).

Se mostró experimentalmente la independencia de señales de prueba generadas por diferentes láseres buscando correlación entre ellas. Esta característica de independencia, nos permite interrogar sensores con señales de prueba de longitudes de onda tan cercanas como sea necesario. La distinción de las señales de diferentes láseres se realizó mediante funciones de correlación, sin la necesidad de utilizar filtros espectrales. El sistema de interrogación propuesto, utiliza una referencia en intensidad mediante la razón entre los dos canales, $\frac{ch2}{ch1}$, lo que reduce el error introducido en las mediciones por fluctuaciones de potencia o por torceduras en la fibra. En nuestra configuración propuesta, el sistema es capaz de realizar mediciones de temperatura con una resolución de 0.08°C dentro de un rango proporcional al ancho a media altura del espectro de reflexión de la rejilla ($\Delta\lambda = 0.16 \text{ nm}$), de aproximadamente 16°C . Sin embargo, el sistema abarca un ΔT bastante amplio en el que puede detectar incrementos y decrementos de temperatura. Las pruebas experimentales aquí presentadas mostraron un ΔT de alrededor de 48°C . Los experimentos presentados fueron realizados con una sola FBG, sin embargo, es posible la interrogación de arreglos en serie de

múltiples rejillas.

El sistema propuesto puede detectar, procesar, y desplegar las señales en tiempo real, lo que lo hace útil para aplicaciones en detectores lineales de temperatura, como en sistemas de alarma.

5.4. Sensor multiplexado con dos canales para detección interferométrica en cuadratura

En esta sección analizamos el reflectómetro óptico de correlación con dos canales de detección y dos longitudes de onda para interrogar de forma pasiva interferómetros en cuadratura de fibra óptica del tipo Fabry-Pérot mediante dos esquemas distintos. El primero de ellos se basa en una configuración que utiliza dos láseres DFB, mientras que el segundo esquema, se basa en una configuración con un solo láser DFB y un modulador acústico-óptico.

5.4.1. Introducción

Actualmente, existe una amplia investigación en el área de sensores de fibra óptica para la detección, medición y monitoreo en tiempo real de parámetros estáticos y dinámicos, tales como, temperatura (Wang *et al.*, 2001), presión (Wang *et al.*, 2006), ondas acústicas y deformaciones (Akkaya *et al.*, 2013; Belleville y Duplain, 1993), etc., la mayoría de estas configuraciones son del tipo interferométrico. Los sensores de fibra óptica basados en interferometría proporcionan bastante información temporal y espectral como señal, donde la perturbación pueden ser estimada, ya sea, detectando cambios en intensidad, longitud de onda, fase, frecuencia, etc. Este tipo de sensores ofrecen un gran rango dinámico, una alta precisión, una respuesta con un amplio ancho de banda, y una alta sensibilidad (Grattan y Meggitt, 1995). Sin embargo, su potencial se encuentra limitado por la naturaleza periódica de la respuesta del interferómetro.

Como se mencionó en el capítulo 2, las técnicas de demodulación, activa y pasiva,

son utilizadas para linealizar la respuesta del interferómetro, y evitar el desvanecimiento de la señal. La demodulación pasiva ofrece alternativas para evitar el uso de sistemas de retroalimentación, y de frecuencias altas de modulación, que serían requeridas al implementar un esquema activo. Un esquema pasivo, además de ser considerablemente más económico, su ancho de banda está determinado por el ancho de banda del detector y por la frecuencia de muestro del instrumento utilizado para la adquisición de los datos.

5.4.2. Método de demodulación pasiva y algoritmo para la extracción de la fase

En la implementación de un esquema práctico para la demodulación pasiva de fase, se cuenta con dos etapas. La primer etapa consta en la implementación de técnicas ópticas para obtener dos señales en intensidad generadas por un interferómetro de fibra óptica desfasas $\pi/2$, es decir, señales $\sin(\Delta\phi)$ y $\cos(\Delta\phi)$. Donde $\Delta\phi$ es la fase relativa. Mientras que la segunda etapa se centra en la extracción de la fase en tiempo real, donde esas dos señales son empleadas para rastrear la fase relativa, $\Delta\phi$. Una vez adquiridas las señales en intensidad con sus fases en cuadratura, la fase puede ser extraída mediante la demodulación digital a través de la función trigonométrica, arcotangente.

Para realizar la interrogación lineal de interferómetros de fibra óptica, nos basamos en la recuperación de la fase interferométrica, la cual, contiene información sobre la perturbación de interés. Para conseguirlo, iluminamos de forma simultanea un interferómetro (o arreglos en línea de interferómetros) Fabry-Pérot con dos señales ópticas de prueba de diferente frecuencia óptica, ν_1 y ν_2 . La fase interferométrica para cada frecuencia óptica está dada por:

$$\phi_1 = \frac{4\pi n L \nu_1}{c}, \quad (73a)$$

$$\phi_2 = \frac{4\pi n L \nu_2}{c}, \quad (73b)$$

donde n es el índice de refracción efectivo de la fibra óptica, c es la velocidad de la luz en el vacío, y L es la longitud física del interferómetro. Por lo tanto, la diferencia de

fase relativa $\Delta\phi$ entre las dos señales interferométricas correspondientes, está dada por:

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \frac{4\pi nL}{c} (\nu_1 - \nu_2). \quad (74)$$

Estas señales estarán en cuadratura ($\Delta\phi = \pi/2$) cuando la diferencia en frecuencia óptica ($\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$) entre las dos ondas de pruebas cumpla con la siguiente relación:

$$\Delta\nu = \frac{c}{8nL}. \quad (75)$$

Dado que la curva de respuesta del interferómetro es sinusoidal con respecto a la variación en la diferencia de caminos ópticos del interferómetro, la intensidad de la señal de respuesta para cada ν grabada por el fotodetector, está descrita por:

$$I_1 = A_1 + B_1 \cos(\phi_1), \quad (76a)$$

$$I_2 = A_2 + B_2 \cos(\phi_1 + \Delta\phi),$$

$$I_2 = A_2 + B_2 \sin(\phi_1), \quad (76b)$$

donde A_1 y A_2 son los componentes en DC de la señal, cuales dependen de la ganancia en la electrónica de detección y de la potencia óptica. B_1 y B_2 , dependen de la potencia óptica, de la ganancia del fotodetector, y de la visibilidad de la señal de interferencia. Utilizando un nivel adecuado en la potencia de entrada al sistema para ambas longitudes de onda (o frecuencias ópticas) y un valor apropiado en la ganancia de la electrónica de detección, podemos manipular B_1 y B_2 , obteniendo $B_1 = B_2 = 1$. Mediante el modo de acoplamiento AC de los fotodetectores podemos eliminar el componente DC de las ecuaciones 76a y 76b, es decir, $A_1 = A_2 = 0$. Quedando las señales de intensidad como $I_1 = \cos(\phi_1)$ y $I_2 = \sin(\phi_1)$. El valor de ϕ_1 se puede recuperar siguiendo uno de los algoritmos comúnmente utilizados para la extracción de la fase de dos señales de intensidad en cuadratura. Estos algoritmos son conocidos como, algoritmo DCM (diferencial de multiplicación cruzada) y algoritmo arco tangente, utilizando el algoritmo que se adecue a las manipulaciones matemáticas requeridas para llegar a la extracción de la fase.

5.4.3. Demodulación pasiva de interferómetros en una configuración con dos láseres DFB

Con el fin de mostrar la funcionalidad de OTDR de correlación con dos canales de detección en la demodulación pasiva en cuadratura de interferómetros Fabry-Pérot con dos láseres DFB, utilizamos una modificación del arreglo experimental mostrado en la figura 44. La modificación añadida al arreglo se localiza en la salida del puerto 2 del circulador óptico. Aquí, la fibra óptica de detección en lugar de tener una rejilla de Bragg tiene un interferómetro Fabry-Pérot localizado a una distancia en la fibra de 800 m. El interferómetro de fibra Fabry-Pérot está formado por dos espejos, m_1 y m_0 , que están separados por una longitud de fibra de 13.1 cm. El espejo m_1 está formado entre el conector FC/APC del extremo final de los 800 m de fibra estándar y el conector FC/PC de un tramo de 13.1 cm de fibra óptica estándar para conexión (patch cord). Tal conexión genera un espejo de baja reflectancia m_1 en el sistema, ya que las puntas de las fibras tienen diferentes ángulos de corte y solo una onda reflejada será reacoplada a la fibra; por lo que no habrá efectos de interferencia y la reflectancia de dicha conexión no dependerá de fluctuaciones de temperatura. Por el otro lado, la punta del extremo del patch cord de 13.1 cm fue cortada con un ángulo recto, por lo tanto, esta punta de la fibra agrega al sistema el espejo de baja reflectancia m_0 . El arreglo experimental se presenta en la figura 51.

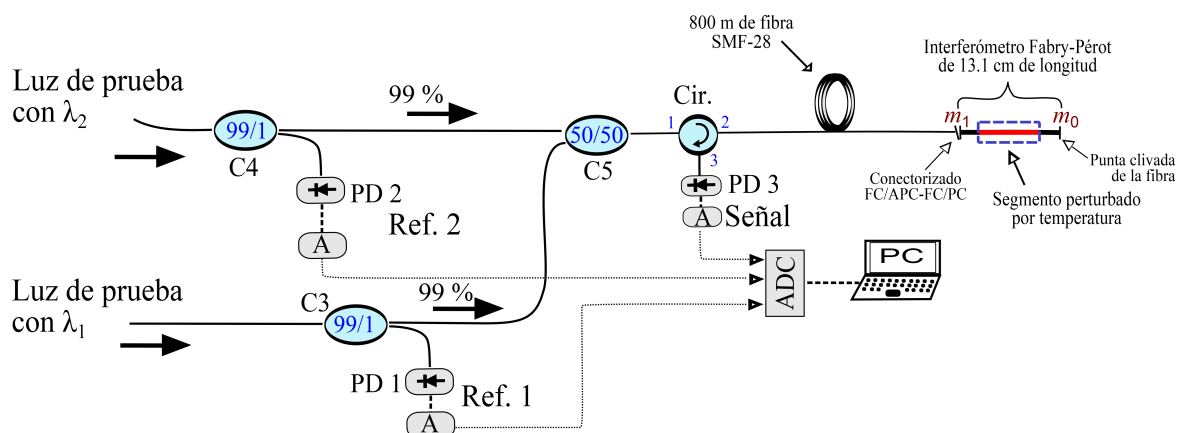


Figura 51. Arreglo experimental del reflectómetro óptico de correlación con dos canales de detección para la demodulación pasiva en cuadratura de un interferómetro Fabry-Pérot a través de la iluminación con dos láseres DFB para realizar mediciones de cambios de temperatura.

5.4.3.1. Resultados experimentales

Para generar nuestras dos señales interferométricas (en intensidad) con sus fases en cuadratura, iluminamos el interferómetro Fabry-Pérot de longitud $L = 13.1$ cm con dos señales ópticas de prueba de diferente longitud de onda, generadas cada una a partir del ruido de fase de un láser DFB. Una diferencia entre longitudes de onda de alrededor de 2 pm es seleccionada para satisfacer la ecuación 75, y así, obtener como respuesta del interferómetro dos señales en intensidad desfasadas $\pi/2$. Las longitudes de onda de las señales ópticas de prueba son de $\lambda_1 = 1535.176$ nm y $\lambda_2 = 1535.178$ nm.

Para la longitud de onda de salida de cada uno de los dos láseres, el interferómetro sensor produce cuatro ondas reflejadas (los reflectores que forman el interferómetro son iluminados con dos pares de ondas de luz, cada par de ondas contiene una onda incidente y una versión retrasada de ella misma) las cuales inciden en el fotodetector PD3. La intensidad en el fotodetector PD3 contendrá componentes con variaciones aleatorias en el tiempo con información de las dos señales ópticas de prueba. La demultiplexión de las señales ópticas se llevó a cabo mediante el cálculo de la correlación cruzada entre las señales capturadas por los fotodetectores de referencia, PD1 y PD2, con la señal capturada por el fotodetector PD3. Aquí, la función de correlación cruzada actúa como un filtro, discriminando los componentes de la señal del fotodetector PD3 que no coincidan con la secuencia aleatoria contenida en la señal óptica de referencia (en la referencia 1 para el caso del canal 1, y en la referencia 2 para el caso del canal 2). Los trazos de correlación cruzada representan la distribución de la reflectancia a lo largo de la fibra óptica para cada longitud de onda de la luz de prueba. Los trazos obtenidos para los canales de detección 1 y 2 se observan en la figura 52. En línea sólida se muestra el trazo de correlación para el canal 1, mientras que en línea discontinua se muestra el trazo para el canal 2.

Si la longitud de la fibra entre los reflectores m_1 y m_0 que forman el interferómetro Fabry-Pérot es menor que la mitad de la longitud de coherencia de la luz láser, la señal de intensidad detectada será el resultado de la interferencia de las ondas de luz reflejadas por los dos reflectores. Esto significa que la respuesta del interferómetro para cada longitud de onda será representada por un solo pico en el trazo de correlación. Aquí, la posición del pico corresponde a la distancia en la fibra en la que se

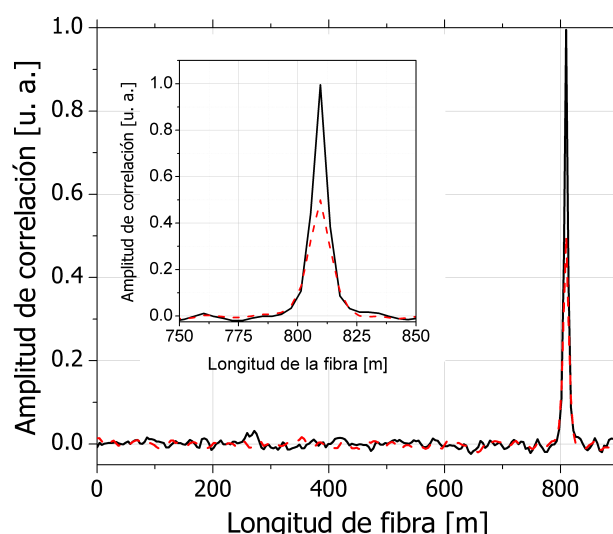


Figura 52. Trazos de correlación cruzada de la fibra óptica con un interferómetro Fabry-Pérot de 13.1 cm localizado a 800 m, para los canales de detección 1 (línea sólida) y 2 (línea discontinua).

encuentra el interferómetro, y su amplitud depende de la diferencia de fase entre las ondas reflejadas. En la figura 52 se puede observar que la respuesta en intensidad del interferómetro para el canal 1 nos arroja un máximo en amplitud, mientras que la respuesta para el canal 2 se encuentra en su punto en cuadratura.

Si alguna perturbación externa afecta el valor del índice de refracción efectivo de la sección de fibra localizada entre los reflectores adyacentes, esto resultará en una variación en la amplitud del pico de correlación como resultado de la respuesta del interferómetro para cada longitud de onda. Entonces, perturbaciones externas como cambios de temperatura, tensión o vibraciones pueden ser detectadas mediante el monitoreo de las variaciones en el tiempo de la amplitud en los trazos de correlación. En la figura 53 (a) se muestra la respuesta del interferómetro para las dos longitudes de onda modulada por un incremento en temperatura. Con círculos se muestran los datos experimentales arrojados por el canal 1 (luz de prueba con λ_1), con triángulos se muestran los datos del canal 2 (luz de prueba con λ_1), y con líneas sólidas los ajustes de ambos. En la figura 53 (b) se observa el patrón de Lissajous resultante de graficar los datos de la figura 53 (a). La forma circular de este patrón nos indica que la diferencia de fase entre las señales en intensidad de los dos canales es de $\pi/2$, y sus amplitudes son muy similares.

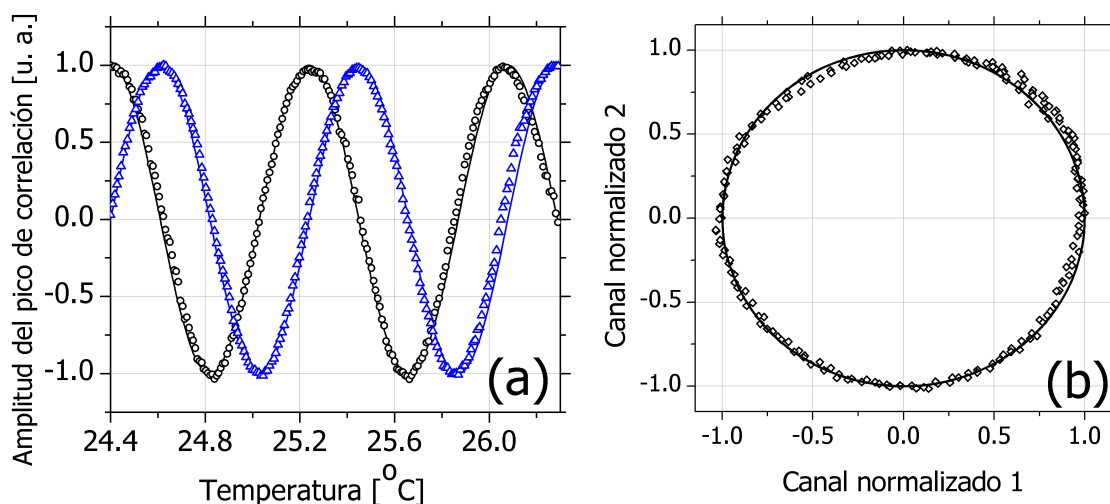


Figura 53. (a) Amplitud de correlación en los canales 1 (luz de prueba con λ_1 - círculos) y 2 (luz de prueba con λ_2 - triángulos) de la respuesta del interferómetro para cada longitud de onda como función de la temperatura. (b) Patrón circular de Lissajous que ilustra la condición de cuadratura entre los canales 1 y 2.

Una vez capturadas las señales en cuadratura, la señal $\sin(\phi_1)$ es dividida por el $\cos(\phi_1)$, generando una función tangente. Posteriormente, para extraer la fase interferométrica utilizamos la función tangente inversa de cuatro cuadrantes, *atan2*, del Software Matlab. Aquí, la fase extraída oscila entre $\pm\pi$. Por lo tanto, la fase contendrá saltos de 2π . Estos saltos de 2π presentes en la fase deben de ser removidos para devolver una fase con forma continua. Esto se logra utilizando la función *unwrap* de Matlab.

En la figura 54 se muestra la dependencia de la fase interferométrica como función de la temperatura aplicada a la fibra. La fase aquí mostrada es extraída utilizando el procesamiento explicado. Con cuadros se muestran los resultados de la fase obtenida experimentalmente y con línea continua se muestra un ajuste lineal. Las no linealidades observadas en los puntos experimentales que discrepan, muy poco, de la curva teórica, se deben a la modulación, ya que está no es del todo lineal. El término de fase varía linealmente con la temperatura, aproximadamente $4.3^{\circ}/0.01^{\circ}\text{C}$.

Para demostrar experimentalmente el seguimiento continuo de la fase interferométrica, sin ambigüedades, se realizó el siguiente experimento. Al interferómetro de fibra óptica se le aplicó una temperatura de 64.4°C , como temperatura inicial para las mediciones. Posteriormente, decae la temperatura hasta alcanzar aproximadamente los 63.9°C . Después, es incrementada hasta alcanzar los 68.9°C . Estos valores de tem-

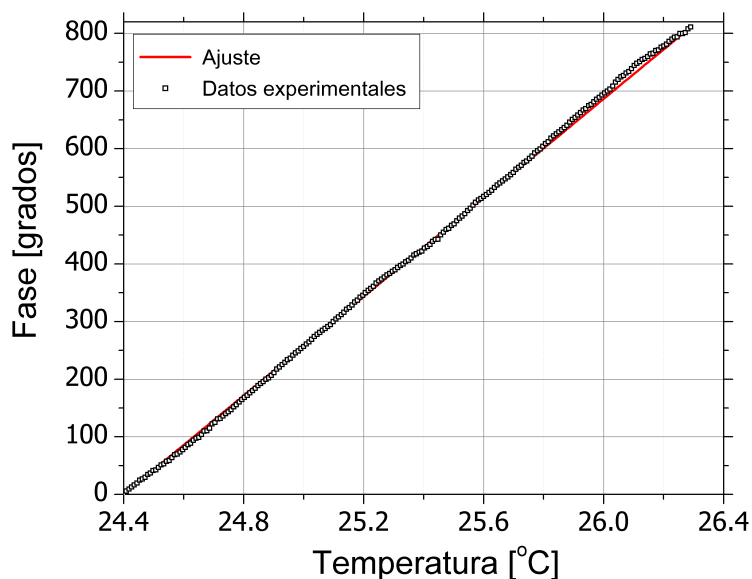


Figura 54. Dependencia de la fase interferométrica como función de la temperatura. Los cuadros representan resultados experimentales, y la línea continua representa el ajuste lineal.

peratura fueron medidos con un termopar que cuenta con una resolución de 0.1°C . Las señales interferométricas obtenidas a través del seguimiento de las variaciones en la amplitud de correlación de cada uno de los canales de detección, se muestran en la figura 55(a). En la figura 55(b) se muestra el patrón de Lissajous resultante de graficar la amplitud de correlación del canal 1 contra la amplitud del canal 2. De esta figura se puede observar que los datos obtenidos no trazan una sola línea, esto debido a la histéresis causada por, ruido de correlación, variaciones en la potencia de las señales, y fluctuaciones en la frecuencia óptica de ambos láseres. Como consecuencia de las fluctuaciones en la frecuencia óptica de las fuentes láser, se puede apreciar que inicialmente las señales en el tiempo no se encuentran completamente desfasadas $\pi/2$. Sin embargo, gradualmente entran en una diferencia de fase de $\pi/2$. En la figura 55(c) se muestra el seguimiento continuo de los cambios de fase inducidos por las variaciones de temperatura aplicadas al interferómetro. Los cambios de fase son determinados utilizando los datos de la figura 55(a) en el algoritmo de arcotangente. Una vez obtenida la fase interferométrica, el eje que representa los cambios de temperatura es estimado haciendo uso de la ecuación 3, que involucra el coeficiente de expansión térmica y coeficiente termo óptico.

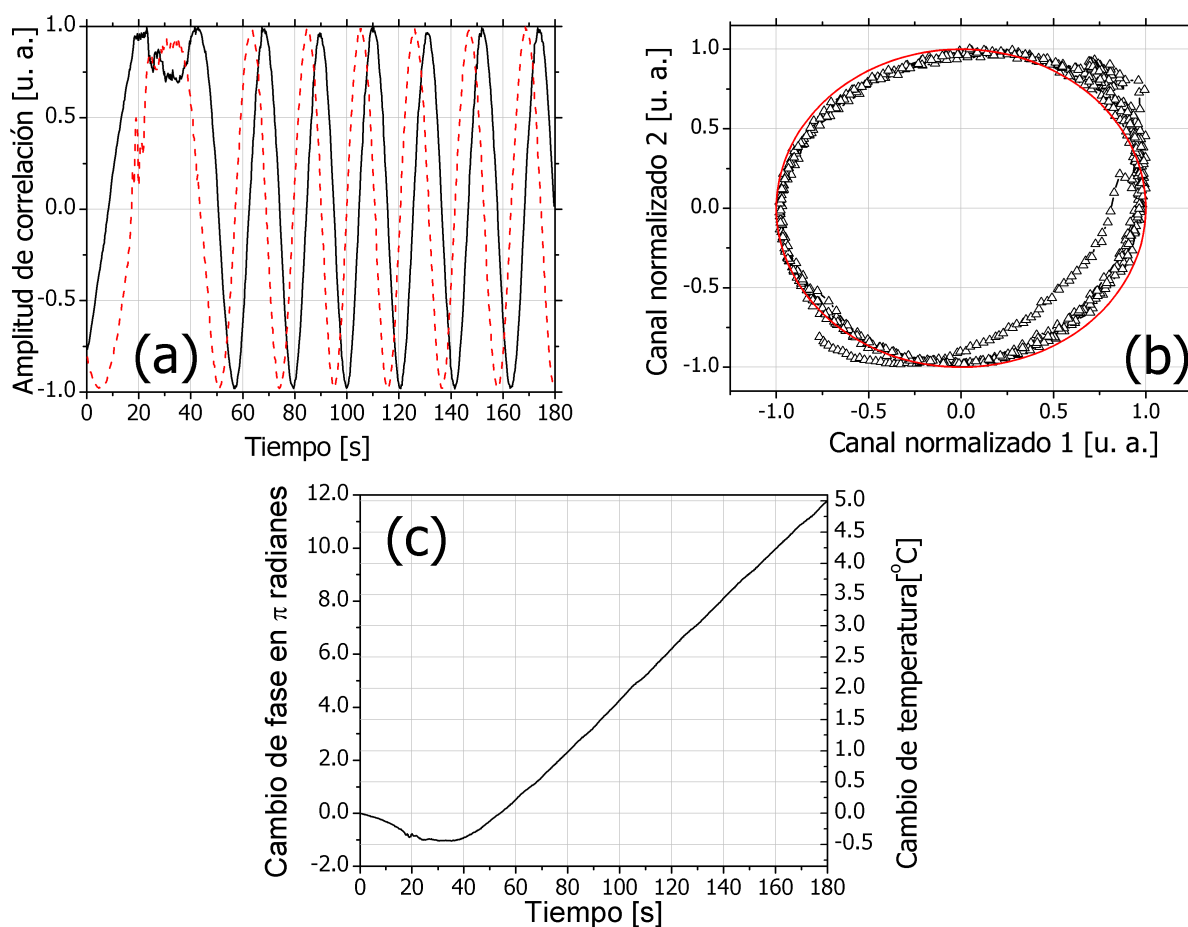


Figura 55. (a) Amplitud de correlación de las señales adquiridas durante las variaciones de temperatura aplicadas al interferómetro (línea continua - canal 1, línea discontinua - canal 2), (b) patrón de Lissajous de los datos en (a), y (c) cambios de fase demodulados pasivamente aplicando el algoritmo de arcotangente a los datos de (a).

Para estimar la resolución del sistema, se calculó la desviación estándar de las fluctuaciones en la fase medida, para una temperatura estable. Adquiriéndose 64 puntos experimentales para una misma temperatura. Como punto inicial, se partió de temperatura ambiente aproximadamente 23.6°C (temperatura medida con termopar, con resolución de 0.1°C). La desviación estándar de las fluctuaciones en la fase medida para esta temperatura fue de 0.75° de fase, lo equivalente en temperatura a $1.74 \times 10^{-3}^{\circ}\text{C}$. Este mismo proceso se llevó a cabo para otras 5 diferentes temperaturas, mostrando una resolución de alrededor de los $3 \times 10^{-3}^{\circ}\text{C}$. Los resultados experimentales se muestran en la figura 56.

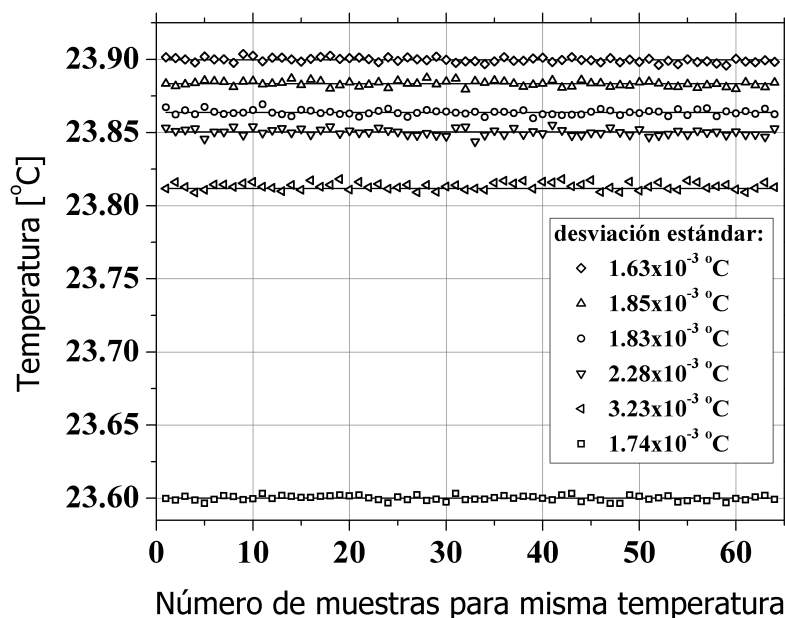


Figura 56. Resolución de temperatura del sistema interferométrico propuesto.

5.4.3.2. Conclusiones parciales

En esta sección ha sido presentada la interrogación de un sensor interferométrico mediante OTDR de correlación con dos canales de detección y dos longitudes de onda, utilizando dos fuentes láser. El principio de interrogación consistió en generar dos señales interferométricas, en intensidad, desfasadas $\pi/2$, las cuales, mediante software y un algoritmo simple fueron utilizadas para determinar sin ambigüedades, de forma continua, y con una alta sensibilidad, la fase interferométrica.

La característica de verdadera aleatoriedad presente en las señales ópticas de prueba generadas a partir del ruido de fase de la luz láser, nos permite interrogar sensores interferométricos con luz de prueba de diferentes longitudes de onda. La diferencia en longitudes de onda ($\Delta\lambda$) puede ser tan pequeña como sea requerida. En nuestros experimentos se utilizó un $\Delta\lambda$ de $\sim 2\text{pm}$. La demultiplexión de las fotocorrientes correspondientes a λ_1 y λ_2 presentes en la salida del fotodetector de señal (PD3), se realizó mediante funciones de correlación. La funcionalidad de nuestra técnica propuesta fue demostrada mediante la aplicación como sensor de temperatura. Los resultados obtenidos mostraron un seguimiento continuo mucho mayor a 2π de la fase interferométrica, siguiendo incrementos y decrementos de temperatura. La resolución obtenida en las mediciones de temperatura fue de $3 \times 10^{-3} \text{°C}$.

Sin embargo, esta técnica se basa en la medición de la diferencia de fase, por lo tanto, la estabilidad de $\Delta\phi$ depende directamente de la estabilidad en longitud de onda de los láseres, y mantener estables dos fuentes por lapsos prolongados de tiempo puede ser un proceso complicado. Entonces, el uso de la demodulación con dos láseres en un sensor práctico, dependerá críticamente del grado de estabilidad alcanzable en longitud de onda.

5.4.4. Demodulación pasiva de interferómetros en una configuración con un láser DFB y un modulador acusto óptico (AOM)

Para linealizar la respuesta de interferómetros de fibra óptica y evitar el desvanecimiento de la señal, nos enfocamos en la recuperación de la fase interferométrica que contiene información sobre la perturbación externa de nuestro interés. Para lograrlo, como se explicó anteriormente es necesario generar dos señales interferométricas en cuadratura. En el esquema que se presenta más adelante las dos señales en cuadratura se obtienen a través de iluminar el interferómetro con luz de prueba con dos frecuencias ópticas, generadas a partir de un láser DFB de semiconductor y un modulador acusto-óptico (AOM).

5.4.4.1. Principio de operación y arreglos experimentales

Tal como ha sido mencionado anteriormente, en un arreglo experimental con una configuración interferométrica desbalanceada es posible convertir fluctuaciones de la fase de la luz láser en variaciones aleatorias de intensidad, y utilizarlas como una señal óptica de prueba. La propiedad de verdadera aleatoriedad en la señal óptica generada permite utilizar diferentes secciones temporales de esta secuencia aleatoria y utilizarlas como señales de referencia, debido a que entre ellas no existe correlación temporal. Utilizando dos secciones temporales de la señal óptica de prueba e introduciendo un corrimiento en frecuencia ($\Delta\nu$) en una de ellas, podemos demodular de forma pasiva y en cuadratura la respuesta de interferómetros de fibra óptica de unos cuantos metros de longitud. De esta manera, es posible extraer la fase interferométrica.

ca sin ambigüedades y reconstruir la perturbación externa de interés.

Para generar dos señales ópticas de referencia a partir del ruido de fase de un solo láser DFB e introducir una diferencia en frecuencia entre ellas de $\Delta\nu = 80$ MHz, implementamos el arreglo experimental de la figura 57. Como fuente de luz se utiliza un láser DFB de semiconductor en régimen de onda continua (CW) con longitud de onda central de 1534.25 nm. Con el fin de operar el láser en un nivel cercano a su nivel de umbral de emisión para obtener una señal de prueba con un determinado ancho de banda, y al mismo tiempo tener un nivel considerable de potencia óptica acoplada al arreglo, utilizamos un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA). El EDFA se encuentra en la salida del láser, posterior al aislador óptico. Conectado en la salida del EDFA se encuentra un multiplexor por división de longitud de onda (WDM) que es utilizado como filtro para minimizar el ruido óptico producido por el efecto de amplificación de emisión espontánea, introducido por el EDFA. La salida del WDM es conectada a través del puerto 2 del circulador al interferómetro desbalanceado (misma configuración utilizada y explicada en los arreglos anteriores).

La luz de prueba en la salida del interferómetro desbalanceado es dividida en dos haces por el acoplador C1. Estos dos haces se propagan por dos caminos de fibra óptica diferentes. Uno de ellos guía la luz de prueba hacia un modulador acusto óptico (AOM) a través del puerto 3 del circulador. Aquí, el AOM introduce un $\Delta\nu$ de 80 MHz en la frecuencia óptica de la luz. Un retraso temporal de 24 μ s es introducido por 5 km de fibra óptica conectados a la salida del AOM. El otro camino de fibra óptica guía la luz de prueba hacia el acoplador C2. Los acopladores C2 y C3 son utilizados para dividir la luz de prueba en dos brazos con un razón de 99/1. Donde los brazos con la menor potencia de la luz son utilizados como referencias, referencia 1 y 2, y detectados por los fotodetectores PD1 y PD2, respectivamente. Las señales de referencia son adquiridas de manera simultánea a través de una tarjeta de adquisición y procesadas mediante funciones de correlación.

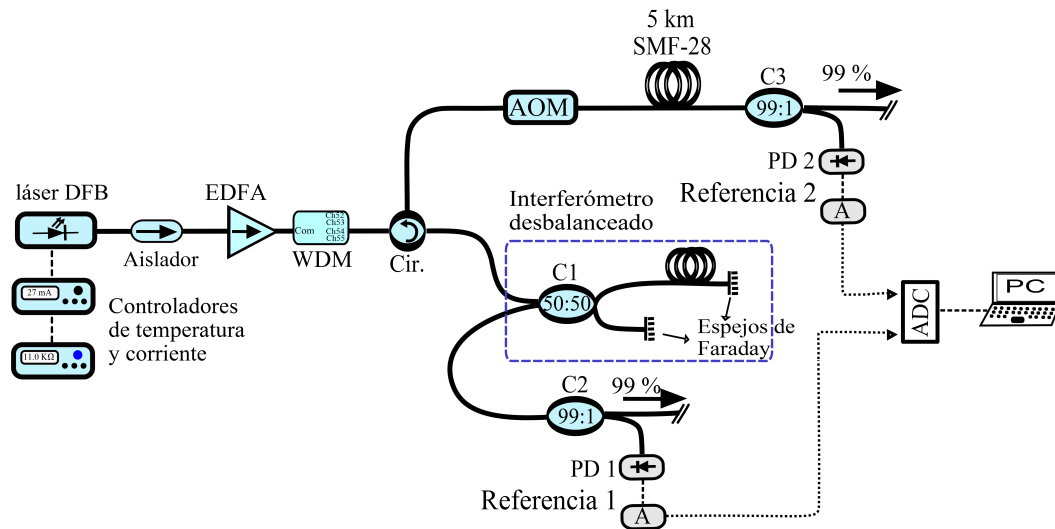


Figura 57. Arreglo experimental para la obtención de dos señales de referencia generadas a partir del ruido de fase de un diodo láser DFB en configuración con un modulador acusto óptico. Donde: AOM - modulador acusto óptico, EDFA - Amplificador de fibra dopada con Erblio, WDM - multiplexor por división de longitud de onda, PD1 y PD2 - fotodetectores, A - preamplificadores, C1, 2 y 3 - acopladores ópticos con diferente razón de división, ADC - tarjeta de conversión análogo a digital.

Introduciendo un retardo temporal en una de las dos señales ópticas de referencia, mayor que la longitud temporal de las señales capturadas, aseguramos no tener secciones temporalmente traslapadas entre las señales de referencia. Una realización de las referencias 1 y 2, capturadas por los detectores PD1 y PD2 se muestran en las figuras 58 (a) y (b), respectivamente. Aquí, una realización contiene 512 muestras, lo equivalente a un tiempo de señal capturada de $20.5\mu\text{s}$. El retraso temporal introducido entre las señales de referencia es de aproximadamente $24\mu\text{s}$ y es producido por 5 km de fibra óptica. La longitud temporal las señales capturadas es de $20.5\mu\text{s}$.

La función de autocorrelación de las señales ópticas de referencia 1 y 2, se muestra en la figura 58 (c). En color negro con línea continua se presenta la función de autocorrelación de la señal de referencia 1. En color azul y con línea discontinua se presenta la autocorrelación de la señal de referencia 2. Como se señaló anteriormente, la resolución espacial en reflectometría de correlación se encuentra determinada por la longitud de coherencia de la luz de prueba, y puede estimarse a través del ancho de la función de autocorrelación de las señales capturadas. El ancho de la función de autocorrelación a un nivel de altura de -10 dB , es de aproximadamente 20 m . El ancho y forma de función delta de la función de autocorrelación de ambas señales de referencia es la misma, como puede observarse de la figura 58. Esto se debe a que

ambas señales tienen el mismo ancho de banda, ya que el AOM solo introduce un desplazamiento ($\Delta\nu = 80$ MHz) en la frecuencia óptica de la luz de prueba, sin modificar su espectro.

Para demostrar que las series de tiempo de las señales de referencia no se encuentran temporalmente correlacionadas dentro de la ventana del tiempo de captura, calculamos la función de correlación cruzada entre las dos señales de referencia. El trazo resultante se muestra en la figura 58 (c) con una línea continua de color rojo, donde lo único que se observa es ruido inherente de correlación, sin mostrar ningún pico de correlación. En la figura 58 (d) se muestra el caso en el que la longitud de captura de las series de tiempo de las referencias es mayor que el tiempo de retardo introducido por los 5 km de fibra. Aquí se puede observar un pico de correlación que corresponde al retardo introducido por los 5km.

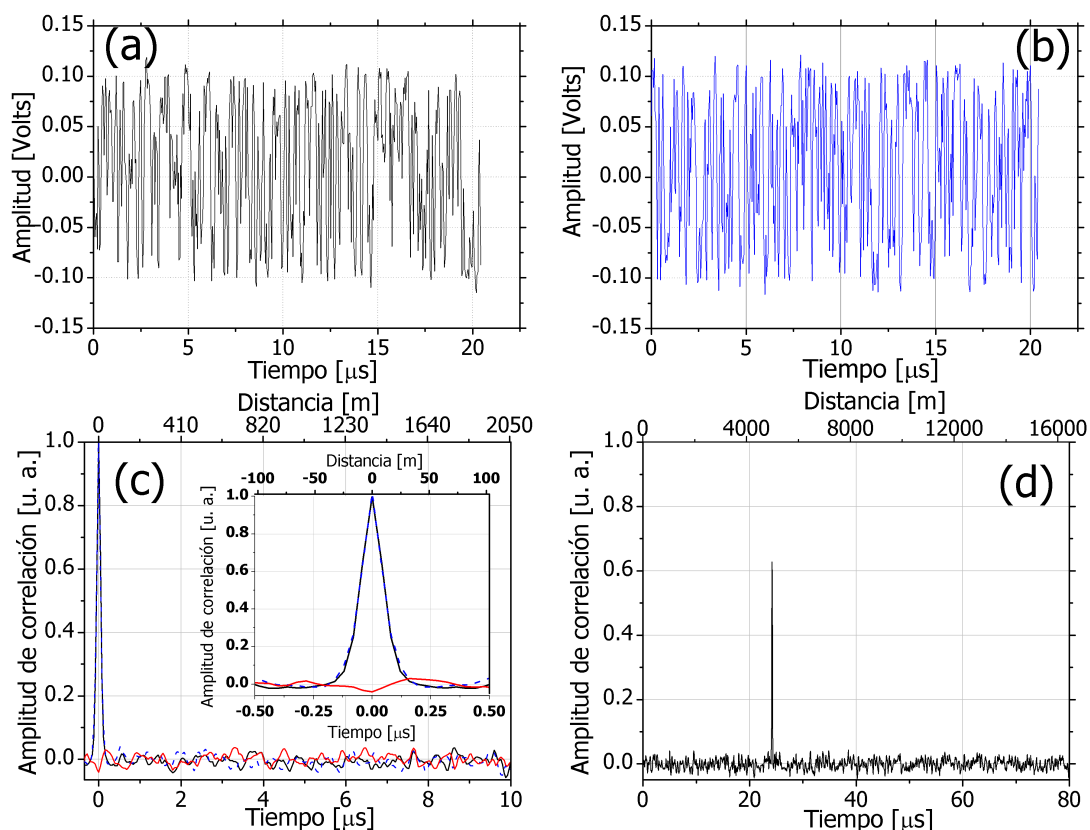


Figura 58. Series de tiempo de las señales de referencia con un retraso temporal entre ellas mayor a 20 μ s: (a) referencia 1 y (b) referencia 2. (c) Función de autocorrelación de las señales de referencia 1 (línea continua en color negro) y 2 (línea discontinua en color azul), y correlación cruzada entre ambas señales (línea continua en color rojo). (d) Función de correlación cruzada entre ambas señales de referencia para un tiempo de captura de las señales mayor al retardo temporal introducido por los 5km de fibra.

El esquema experimental propuesto para la demodulación pasiva en cuadratura de interferómetros de fibra óptica se muestra en la figura 59. Aquí, los brazos con el 99 % de la luz de prueba guían la luz hacia el acoplador C4, que es utilizado para recombinar las dos ondas de luz de diferente frecuencia óptica, las cuales después se propagan simultáneamente a través de la fibra óptica de detección.

La fibra óptica de detección para un primer caso es una fibra convencional SMF-28 de menos de 20 m de longitud con un interferómetro Fabry-Pérot. El interferómetro está formado por el conectorizado FC/APC-FC/PC de un tramo de fibra de 32 cm de longitud. Aquí, la cavidad Fabry-Pérot la componen la cara plana del conector tipo FC/PC y la punta clivada del otro extremo de los 32 cm de fibra óptica. Para un segundo caso, la fibra de detección es una fibra convencional SMF-28 que tiene grabado un arreglo en línea de 14 interferómetros Fabry-Pérot formados por rejillas de Bragg de baja reflectancia, aproximadamente del 0.05 % con una longitud de onda de Bragg de 1534.2 nm. La longitud de los interferómetros es de alrededor de 1 m, y todos los interferómetros se encuentran igualmente espaciados por una distancia de 50 m. La luz reflejada por los interferómetros es direccionada hacia el fotodetector PD3 a través del puerto 3 del circulador. Los tres fotodetectores utilizados son de InGaAs y cuentan con pre amplificadores, los cuales tienen un ancho de banda de 10 MHz.

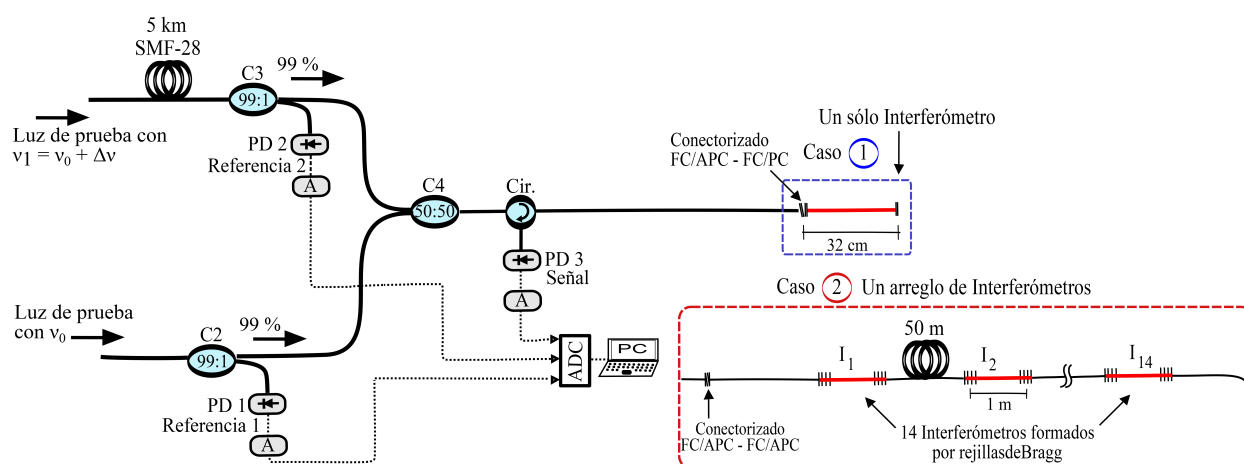


Figura 59. Arreglo experimental propuesto para la multiplexión e interrogación lineal de interferómetros mediante dos canales de detección.

5.4.4.2. Resultados experimentales

Los experimentos que se describen a continuación fueron utilizados para demostrar la demodulación pasiva en cuadratura de interferómetros Fabry-Pérot de fibra óptica, mediante OTDR de correlación en un esquema con un láser DFB de semiconductor y un AOM.

Para un primer experimento, se utilizó un interferómetro Fabry-Pérot formado por la punta clivada de una fibra y un conectorizado del tipo FC/APC-FC/PC (figura 59, caso 1). Aquí, el interferómetro es iluminado con luz de prueba con diferentes frecuencias, ν_1 y ν_2 . La diferencia de frecuencia entre estas dos señales ópticas es de, $\Delta\nu = 80$ MHz. De acuerdo a la ecuación 75, para obtener dos señales interferométricas en cuadratura utilizando una $\Delta\nu$ de 80 MHz, la longitud del interferómetro debe de ser ~ 32 cm. Un ejemplo de los trazos de correlación cruzada de las señales de salida del interferómetro se muestran en la figura 60. Aquí, la amplitud del pico de correlación depende del punto operacional del interferómetro para cada frecuencia. El trazo con línea continua representa el canal de detección 1, que es el resultado de la correlación cruzada entre la señal del fotodetector PD1 y la señal reflejada por el interferómetro detectada por el fotodetector PD3. El trazo con línea discontinua representa el canal de detección 2 que es el resultado de la correlación entre la señal del detector PD2 y la señal reflejada por el interferómetro, detectada por el detector PD3.

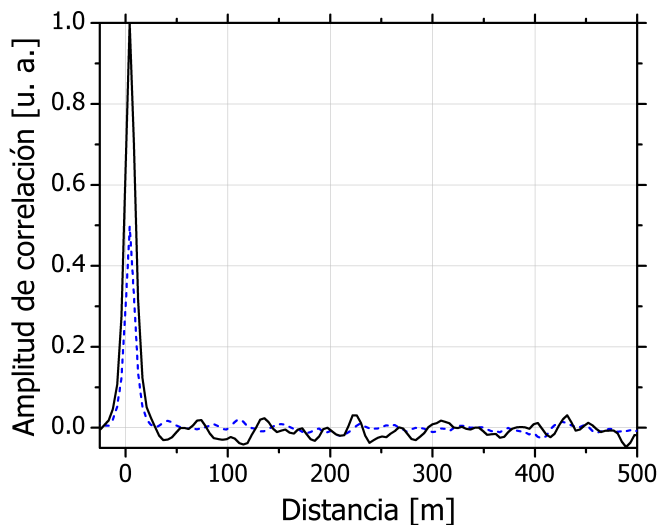


Figura 60. Trazo de correlación cruzada de la respuesta del interferómetro Fabry-Pérot para cada canal de detección: canal 1 - línea continua en color negro, y canal 2 - línea discontinua en color azul.

Si una perturbación externa afecta al interferómetro, la respuesta para cada frecuencia de la luz de prueba será modulada por la influencia de la perturbación. Por lo tanto, la reflectancia del interferómetro medida por reflectometría de correlación también será modulada. Las perturbaciones inducidas en el interferómetro de fibra fueron producidas por una estufa de aluminio de 6.4 cm de largo. Esta estufa tiene una ranura a todo su largo, por la cual atraviesa el interferómetro sin hacer contacto directo. Al variar la temperatura en la estufa, la temperatura en el interferómetro de fibra también cambiará. La estufa utilizada es la misma que se presentó en la figura 47. La figura 61 (a) muestra la amplitud de correlación de la respuesta del interferómetro a un incremento de la temperatura aplicada a la fibra. La figura 61 (c) presenta la respuesta del interferómetro a un incremento y decremento de la temperatura aplicada. Para ambas figuras, se presenta con línea discontinua la respuesta del interferómetro para el canal de detección 1 y, con línea continua se presenta la respuesta para el canal 2. Los patrones de Lissajous correspondientes a las figuras (a) y (c) se muestran en las figuras 61 (b) y (d), respectivamente.

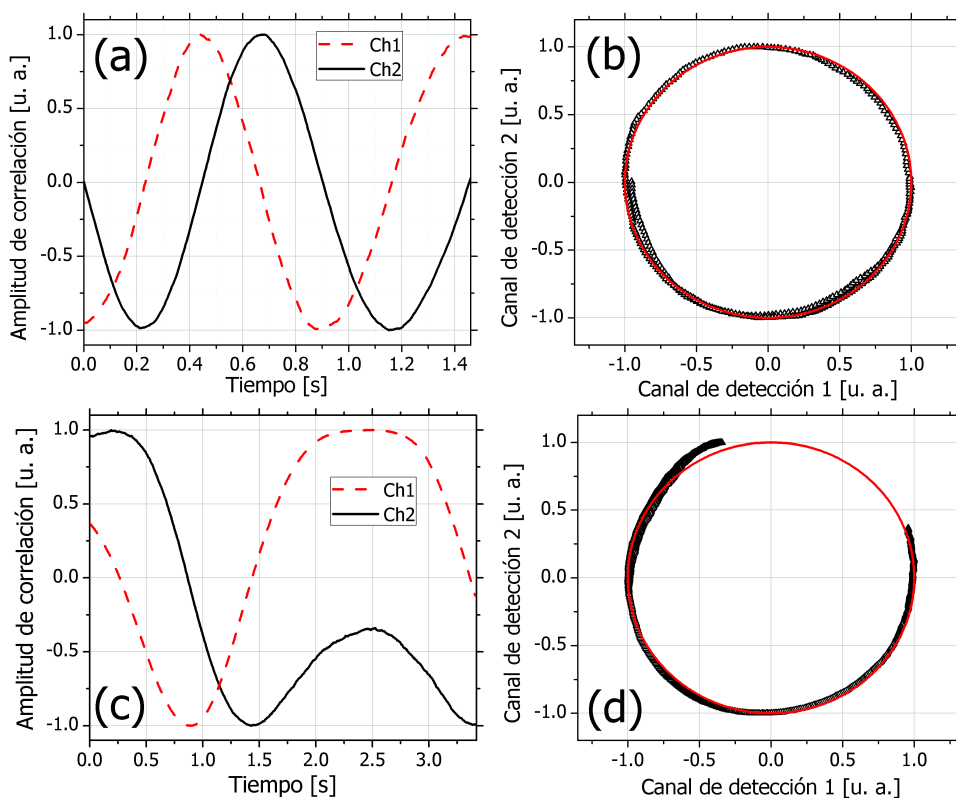


Figura 61. Respuesta del interferómetro para un incremento de temperatura (a) y, (b) figura de Lissajous de los datos de (a). (c) respuesta del interferómetro para un incremento y decremento de la temperatura aplicada y, (d) patrón de Lissajous de los datos de (c).

De la figura 61 (d) se puede observar que el patrón de Lissajous obtenido a partir de los datos de la figura 61 (c) no trazan un círculo completamente cerrado. Esto indica que la evolución de la fase acumulada producida por los cambios de temperatura aplicados al interferómetro no excede de 2π . La tendencia circular de ambas figuras, (b) y (d), nos indica que la diferencia de fase entre las señales de los dos canales de detección están desfasadas por $\pi/2$, y sus amplitudes son muy similares.

El paso final en el proceso para la detección pasiva en cuadratura es determinar el cambio de la fase interferométrica producido por la perturbación externa de interés, en este caso, variaciones de temperatura. Aquí, la extracción de la fase se logra aplicando el algoritmo de arcotangente a los datos de las figuras 61 (a) y (c) utilizando el mismo procesamiento de señales explicado en la sección de demodulación pasiva de interferómetros en una configuración con dos láseres (en específico en la sección 5.4.3.1).

La fase interferométrica extraída a partir de los datos de las figuras 61 (a) y (c) se presentan en la figura 62 (a) y (b), respectivamente. El trazo de la figura 62 (a) presenta la dependencia de la fase como función de un incremento en la temperatura aplicada al interferómetro. En la figura 62 (b) se presenta la respuesta de la fase al aplicar un incremento y un decremento en la temperatura. Los cambios de fase están relacionados directamente con los cambios de temperatura aplicados al interferómetro. Entonces, Una vez obtenida la fase, el eje que representa los cambios de temperatura en la figura 62 (a) y (b), es estimado haciendo uso de la ecuación 3 que involucra el coeficiente de expansión térmica y el coeficiente termo óptico. Esta figura demuestra el seguimiento continuo mayor a 2π y sin ambigüedades de la fase interferométrica, mostrando el monitoreo de incrementos y decrementos de temperatura.

Como se mencionó anteriormente, una de las grandes ventajas de utilizar sensores de fibra óptica es su alta capacidad de multiplexión. Para mostrar la capacidad de multiplexión de nuestro sistema empleamos el arreglo experimental mostrado en la figura 59 (caso 2). Como sensores tenemos 14 interferómetros formados por rejillas de Bragg de reflectancia baja. La longitud de cada interferómetro es de alrededor de 1 m y la separación entre interferómetros adyacentes es de 50 m. La resolución espacial de nuestro sistema, como lo demuestra la función de autocorrelación de las señales de referencia en la figura 57(c), es de 20 m. Por lo tanto, en el trazo de correlación crusa-

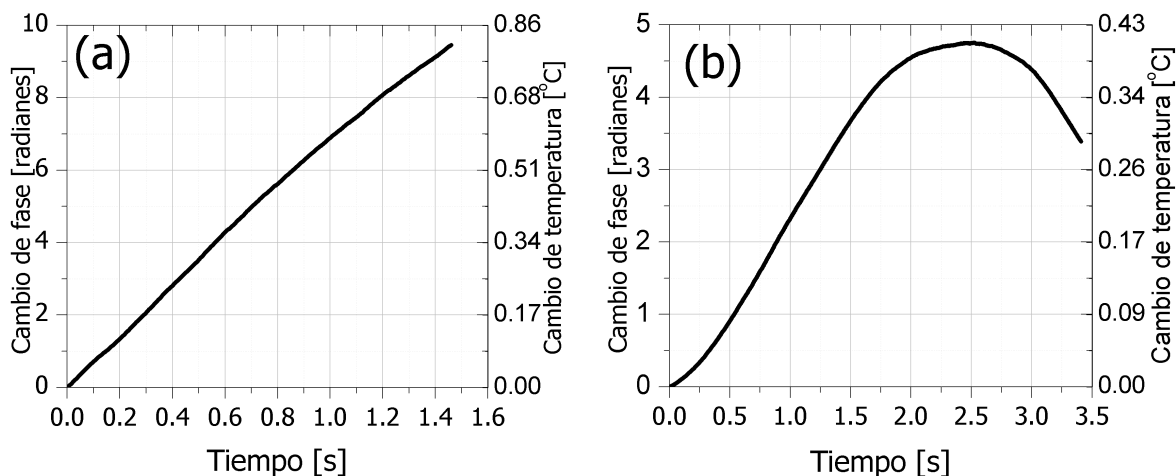


Figura 62. Fase interferométrica demodulada pasivamente utilizando el algoritmo arcotangente para los casos en que se aplica: (a) un incremento en la temperatura y, (b) un incremento y decremento en temperatura.

da, aparece representado cada uno de los interferómetros por un pico de correlación, sin que estos se traslapen, pudiendo ser distinguido cada uno de ellos. La figura 63 muestra un ejemplo de los trazos de correlación cruzada obtenidos para cada canal de detección. En línea continua se muestra el trazo resultante para el canal 1, mientras que en línea discontinua se muestra el trazo para el canal 2. De esta figura se puede ver claramente la representación en el trazo de correlación de los 14 interferómetros distribuidos a lo largo de 700 m de fibra óptica.

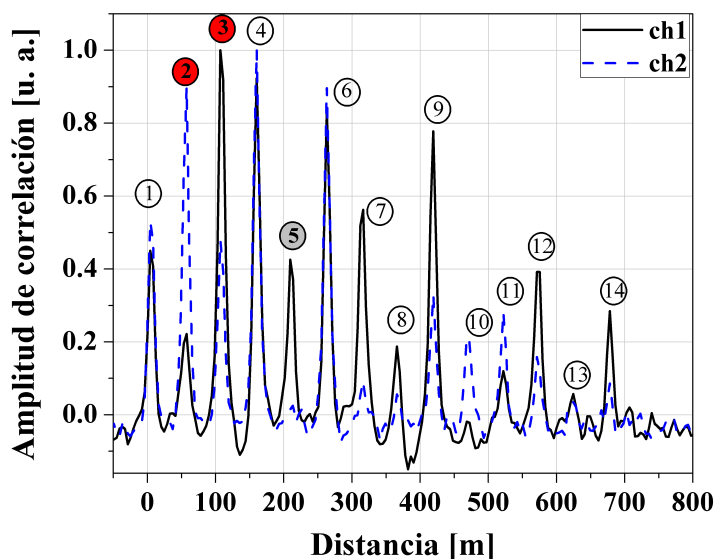


Figura 63. Trazo de correlación cruzada para los dos canales de detección de una fibra óptica de 700 m con un arreglo en línea de 14 interferómetros Fabry-Pérot. Canal 1 - línea continua y, Canal 2 - línea discontinua.

5.4.4.3. Conclusiones parciales

En esta sección se propuso la posibilidad de implementar reflectometría de correlación de dos canales utilizando un solo diodo DFB en configuración con un AOM, asegurando una alta estabilidad en la diferencia de frecuencia óptica entre canales. Se mostró de forma experimental que para destruir la correlación existente entre los dos canales, en un canal se utiliza un tramo de fibra óptica adicional para introducir un retraso entre las señales de prueba, mayor al tiempo de correlación entre ellas. La demultiplexión de las diferentes señales de prueba correspondientes a ν_1 y ν_2 se realizó utilizando funciones de correlación. La funcionalidad de estas señales se demostró mediante su implementación en la demodulación pasiva en cuadratura de sensores interferométricos. Para la obtención de las señales interferométricas en cuadratura, la distancia entre reflectores parciales que forman los interferómetro, debe corresponder a la diferencia en frecuencia óptica entre las señales de prueba. Los resultados experimentales mostraron el monitoreo continuo de la fase interferométrica, sobrepasando el problema de 2π en la respuesta de un interferómetro, permitiendo realizar mediciones de los cambios de temperatura aplicados a la fibra. La capacidad de multiplexión del sensor de correlación se demostró utilizando un arreglo en línea de 14 interferómetros Fabry-Pérot formados por rejillas de Bragg grabadas en la fibra óptica.

5.5. Resumen del capítulo

En este capítulo, se demostró experimentalmente que las propiedades de la señal óptica de prueba, como su verdadera aleatoriedad, su ancho de banda, la independencia de la potencia óptica a la longitud de onda y a los cambios de temperatura, permitieron demostrar la funcionalidad de la técnica propuesta de reflectometría de correlación de onda continua, utilizando uno y dos canales de detección, para el desarrollo de sensores multiplexados basados en FBGs e interferómetros.

Se presentaron algunas aplicaciones de los sistemas propuestos como, un refractómetro multipuntual de fibra óptica útil para estimar de forma simultánea el índice de refracción de diferentes muestras líquidas. Un sensor de fibra óptica para realizar mediciones absolutas de temperatura basado en FBGs, con potencial para aplicarse en sistema de alarmas. También, se presentó un sensor multiplexado de fibra óptica del tipo interferométrico útil para medir cambios de temperatura y vibraciones.

Capítulo 6. Investigación del reflectómetro óptico de correlación sensible a la fase para detección distribuida

En esta sección analizamos la configuración experimental de OTDR de correlación con sensibilidad a la fase óptica, donde presentamos algunos de los aspectos teóricos, detalles de la configuración experimental, resultados de la investigación experimental y un análisis de su aplicación como sensor de fibra óptica distribuido.

6.1. Introducción

Como se mencionó anteriormente, la técnica de OTDR con sensibilidad a la fase óptica (ϕ -OTDR) utiliza el esparcimiento Rayleigh de pulsos de luz coherente en una fibra óptica mono-modal, y detección directa de luz. Con la finalidad de entender el principio de OTDR sensible a la fase, analicemos un modelo teórico simplificado (Seo, 1994). Aquí, el medio (la fibra óptica) puede ser modelado como una secuencia de centros de esparcimiento. Estos centros de esparcimiento pueden ser vistos como múltiples reflectores con reflectancias muy débiles. La fibra óptica puede ser dividida en un número N de secciones pequeñas, con una longitud de cada sección de $\Delta L = L/N$, donde ΔL puede verse con la misma longitud que el ancho del pulso. En nuestro sistema de ϕ -OTDR no utilizamos pulsos de luz. Por lo tanto, ΔL puede ser vista como la longitud de coherencia de la luz láser. En cada sección ΔL de la fibra óptica, hay un número de M centros de esparcimiento que están distribuidos de forma aleatoria. Entonces, el campo eléctrico de la luz retroesparcida de Rayleigh puede escribirse como:

$$E_{bs}^j = E_0 e^{-2\alpha L_j} \sum_{k=1}^M r_k e^{i\phi_k}, \quad (77)$$

donde α es el coeficiente de atenuación de la fibra óptica, L_j es la distancia hasta la j^{th} sección de la fibra ($L_j = j \cdot \Delta L$). r_k y ϕ_k son el coeficiente de esparcimiento y la fase del k^{th} centro de esparcimiento, respectivamente. Donde ϕ_k puede tomar valores dentro del rango de $[0, 2\pi]$ y suponemos que tiene una distribución uniforme.

En ϕ -OTDR con luz de onda continua, la luz retroesparcida dentro de una sección de fibra del tamaño de la longitud de coherencia de la luz láser interferirá entre si y formará un patrón de interferencia aleatorio. Aquí podemos suponer que el coeficiente de esparcimiento para cada centro de esparcimiento es el mismo, denotado por r . Por lo tanto, la intensidad en el fotodetector de señal puede ser expresada como:

$$I_{bs}^j = |E_{bs}^j|^2 = e^{-4\alpha L_j} \sum_{k=1}^M E_0^2 r^2 + 2E_0^2 r^2 \sum_{k=1}^{M-1} \sum_{k'=k+1}^M \cos(\phi_{k'} - \phi_k). \quad (78)$$

El primer término de la señal detectada es el componente en DC. El segundo término es la suma de múltiples señales de interferencia y su intensidad depende de la combinación de la diferencia de fase dentro de la longitud de coherencia de la luz láser. De la ecuación 78, la intensidad de la señal detectada esta relacionada con las fases relativas de la luz retroesparcida por diferentes centros de esparcimiento dentro de la longitud de coherencia de la luz láser. Por esto, un trazo de ϕ -OTDR presenta un perfil con forma dentada (como el trazo mostrado en la figura 12 del capítulo 3) donde la amplitud de la señal del fotodetector es una función del tiempo/distancia. Retroesparcimiento Rayleigh coherente es esencialmente un proceso de interferencia, y este depende de la frecuencia óptica y del índice de refracción de la fibra. Por lo tanto, es razonable el esperar que los sensores distribuidos de fibra óptica (DFS) basados en interferencia demuestren una mayor sensibilidad a la temperatura que los DFS basados en esparcimiento Raman o Brillouin. Los sensores de Raman o Brillouin muestran sus límites para cumplir con los requerimientos en aplicaciones que exigen una alta exactitud en las mediciones, debido a sus bajas sensibilidades que están determinada por los procesos de esparcimiento.

6.2. Arreglo experimental

El arreglo experimental utilizado para el desarrollo de un sensor distribuido de fibra basado en reflectometría óptica de correlación con detección de retroesparcimiento Rayleigh coherente se muestra en la figura 64. El arreglo está formado por un láser DFB de semiconductor en funcionamiento libre de onda continua (CW) del fabricante JDS Uniphase, con longitud de onda central de 1534.25 nm, una potencia máxima de

salida de 10 mW, y un ancho espectral de línea de aproximadamente 1 MHz para una corriente de bombeo máxima de 100 mA. Dicho láser cuenta con su controlador de corriente y de temperatura. Como fue mencionado anteriormente, para generar nuestra señal óptica de prueba utilizamos un interferómetro desbalanceado con una diferencia de caminos ópticos mayor que la longitud de coherencia de la luz láser. Para esta configuración experimental, utilizamos 100 m de diferencia de camino físico entre los brazos del interferómetro. Los espejos de Faraday son empleados para reducir el efecto de "polarization fading". El acoplador C2 es utilizado para dividir con una razón de 99/1 la potencia de la luz que sale del interferómetro. La salida con menor potencia de la luz es detectada por el fotodetector PD1 que es utilizado como canal de referencia. La salida con mayor potencia de la luz es direccionada hacia un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA) que tiene una ganancia de 37 dBm. Para controlar el nivel de ganancia del EDFA a su entrada se encuentra un atenuador de intensidad variable. El EDFA es utilizado para amplificar la potencia de la luz que es acoplada a la fibra utilizada para detección, ya a que el láser opera en un régimen de mínima potencia de salida. Aquí, la resolución espacial del sistema está determinada por el ancho de línea de la luz láser que varía linealmente con la potencia de salida recíproca del láser. La luz de la salida del EDFA es direccionada hacia la fibra óptica de detección y luz retroesparcida por la fibra óptica es direccionada a través del puerto 3 del circulador hacia el fotodetector PD2.

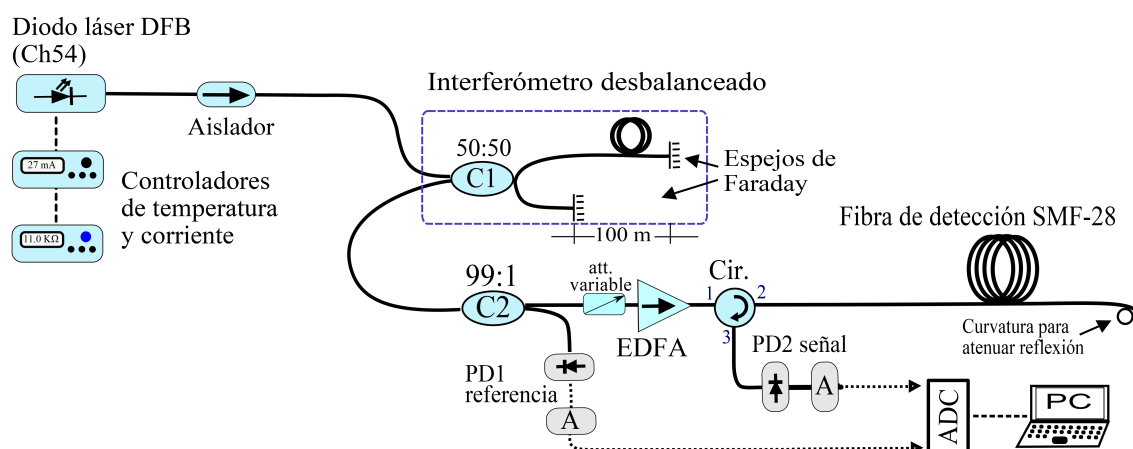


Figura 64. Arreglo experimental del sensor distribuido basado en reflectometría de correlación sensible a la fase óptica.

El equipo electrónico y el software utilizados para la adquisición y procesamiento de las

señales en el tiempo, es el mismo que ha sido descrito en los arreglos experimentales anteriores. Los trazos de OTDR se obtienen mediante el cálculo de correlación cruzada entre las realizaciones capturadas por los fotodetectores PD1 y PD2.

6.2.1. Detalles experimentales del arreglo propuesto

En la figura 65 (a) se muestra el espectro óptico de la luz retroesparcida por la fibra óptica de detección, la cual, es de una longitud de 5.8 km. Los componentes espectrales que se observan a los lados del pico de esparcimiento Rayleigh, son los componentes Stokes y anti-Stokes de esparcimiento Brillouin espontáneo. Aquí, la potencia óptica acoplada a la fibra de detección fue de alrededor de 1 mW.

Sin embargo, si la intensidad de la luz de prueba acoplada a la fibra óptica sobrepasa un cierto nivel de umbral, las propiedades del material cambiarán debido a la presencia de altas intensidades de luz, dando origen a procesos no lineales en la fibra, como esparcimiento Brillouin estimulado (SBS). La figura 65 (b) muestra el espectro de la luz retroesparcida por los 5.8 km de fibra óptica, para el caso en que la potencia de la luz de prueba acoplada a la fibra sobrepasa dicho nivel de umbral. Aquí, la potencia acoplada a la fibra es de alrededor de 7 mW. De la figura 65 (b) se puede observar que existe una diferencia en amplitud entre los componentes Stokes y anti-Stokes, donde Stokes presenta una mayor amplitud. Esta diferencia nos indica que tenemos esparcimiento Brillouin estimulado, ya que la potencia óptica de la luz es transferida a la onda de luz débil con frecuencia Stokes a través del proceso de SBS con una eficiencia elevada.

De la figura 65 se puede observar que los espectros obtenidos se encuentran superpuestos sobre un nivel de intensidad de luz. Este nivel, es por la amplificación de emisión espontánea (ASE) introducida por el EDFA y retroesparcida por la fibra óptica. Con el fin de minimizar el efecto de ASE, al arreglo mostrado en la figura 64 se le agregó un WDM (multiplexor por división de longitud de onda), el cual es introducido a la salida del puerto 2 del circulador óptico.

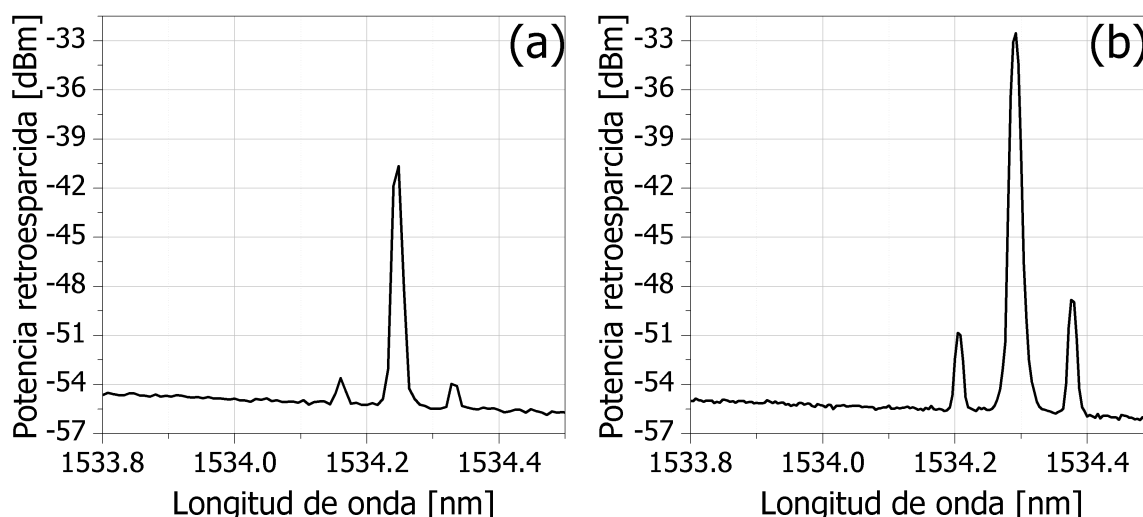


Figura 65. Espectro de la luz retroesparcida por 5.8 km de fibra óptica para cuando se tiene: (a) un nivel bajo de potencia acoplada a la fibra óptica, y (b) una potencia óptica intensa acoplada a la fibra.

En la figura 66 (a) con línea continua se muestra el espectro de la luz de prueba a la salida del amplificador, y con línea discontinua, se muestra el espectro de la luz a la salida del WDM. De esta figura se puede observar que el WDM actúa como un filtro, dejando pasar solo la luz con longitudes de onda que se encuentren dentro de su ancho de banda, alrededor de 0.4 nm, reduciendo drásticamente de esta manera la potencia de ASE. También, podemos estimar mediante esta figura que las pérdidas de potencia introducidas por el WDM son de alrededor de 3-4 dB.

La potencia de la luz de prueba a la salida del WDM es acoplada a los 5.8 km de fibra óptica convencional SMF-28. La figura 66 (b) muestra el espectro de la luz retroesparcida por la fibra óptica, obtenido a la salida del puerto 3 del circulador. Aquí, en su camino al puerto 3, la luz de prueba que es retroesparcida por la fibra óptica, pasa nuevamente a través del WDM, volviendo a introducir pérdidas de potencia por 3 dB. Estos detalles experimentales en la configuración nos obligan a utilizar potencias mayores de la luz de prueba acoplada a la fibra, lo que puede conllevar a la aparición de procesos no lineales, como se mostró en la figura 65 (b).

Para evitar las dificultades mencionadas, proponemos algunas modificaciones al arreglo mostrado en la figura 64. El arreglo modificado se muestra en la figura 67. Aquí, el amplificador óptico se localiza en detección, es decir, en la salida del puerto 3 del circulador, y la señal débil que regresa de la fibra óptica es amplificada por el EDFA. Para minimizar el efecto de ASE, posterior al amplificador óptico se encuentra

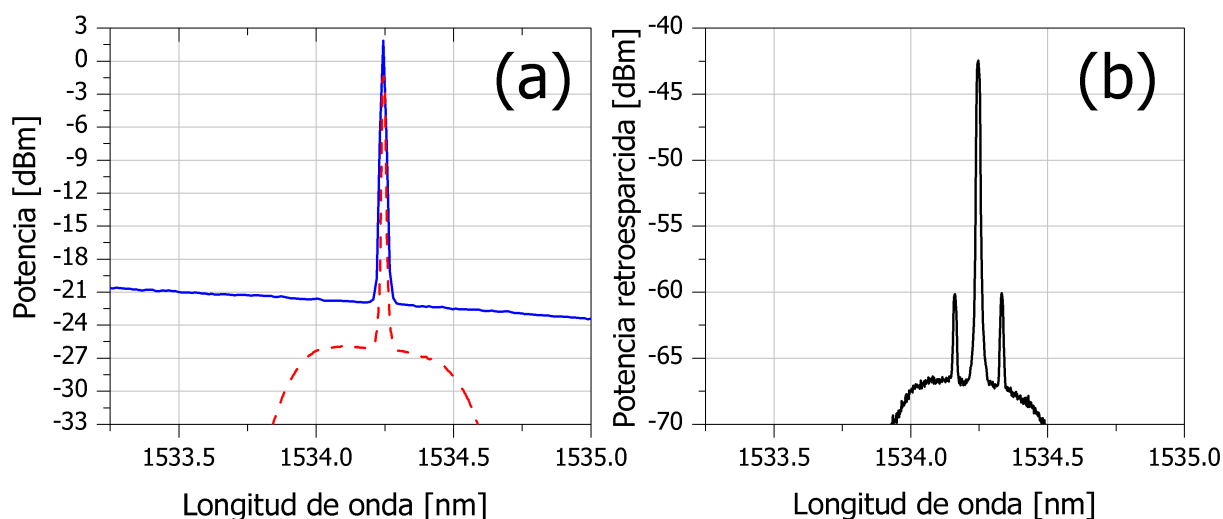


Figura 66. (a) Espectro de la luz de prueba a la salida del EDFA (línea sólida), y espectro de la luz a la salida del WDM (línea discontinua). (b) Espectro de la luz retroesparcida por los 5.8 km de fibra óptica después de pasar a través del WDM.

un WDM. Para regular la potencia a la salida del WDM y tener en el fotodetector PD2 una potencia similar a detectada por el fotodetector de referencia PD1, en la salida del WDM se encuentra un atenuador de intensidad variable.

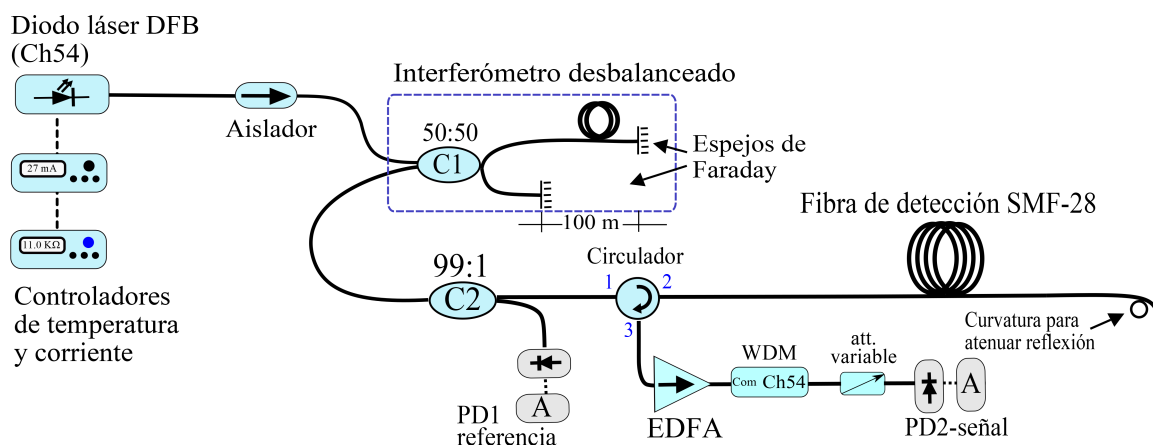


Figura 67. Arreglo experimental del sensor distribuido con amplificación óptica localizada después de la fibra óptica de detección.

6.3. Resultados experimentales

6.3.1. Análisis experimental de cross-talk

En nuestro sistema de OTDR de correlación sensible a la fase, la intensidad de la luz detectada está relacionada con las fases relativas de la luz reflejada por los diferentes

centros de esparcimiento en la fibra óptica que se encuentren dentro de la longitud de coherencia de la luz láser. Los centros de esparcimiento están distribuidos de forma aleatoria a lo largo de la fibra óptica, por esta razón, un trazo de ϕ -OTDR presenta un perfil con una distribución de intensidad aleatoria. Como se explicó en el capítulo 3, el principio de detección de un sistema ϕ -OTDR se basa en buscar diferencias del perfil de intensidad entre diferentes trazos en el tiempo. Si la frecuencia óptica de la luz láser se mantiene estable en el tiempo y las condiciones ambientales en la fibra no cambian, el trazo de OTDR permanece constante en el tiempo. Esto permite detectar y localizar perturbaciones mediante el seguimiento de las diferencias entre trazos perturbados y no perturbados, o mediante la resta entre trazos. Por lo tanto, para el buen desempeño de un sistema ϕ -OTDR es importante que bajo condiciones ambientales estables en la fibra óptica, los trazos obtenidos en el tiempo también se mantengan estables.

Para la realización de las pruebas experimentales de estabilidad en las trazas de ϕ -OTDR de correlación, se utilizó el arreglo mostrado en la figura 67. Aquí, la potencia de salida del láser fue de alrededor de 3 mW. La longitud de coherencia de la luz láser para este nivel de potencia de salida, es de aproximadamente 32 m. En la figura 68 se muestran dos trazos de ϕ -OTDR para condiciones ambientales estables. Cada trazo de correlación es el resultado de la promediación de 256 realizaciones.

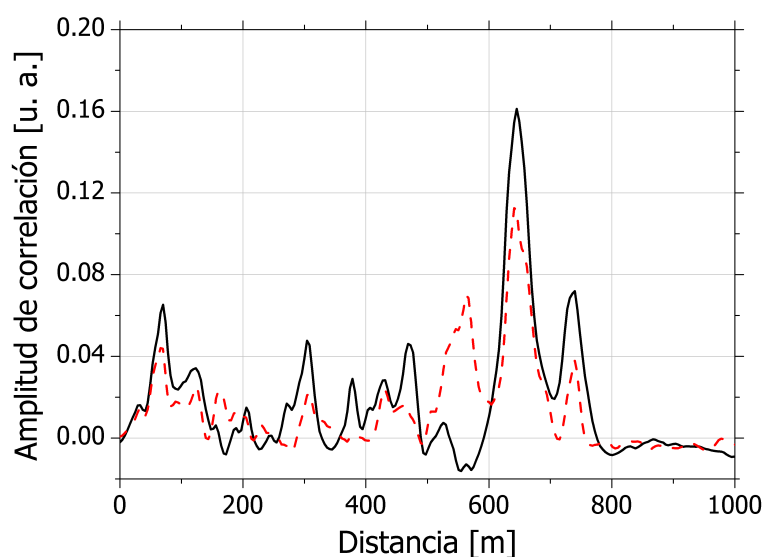


Figura 68. Trazos promediados (256 realizaciones) de ϕ -OTDR de correlación para condiciones ambientales estables.

De la figura 68 se puede observar que entre estos dos trazos existen inestabilidades bastante fuertes en la amplitud del perfil aleatorio de los trazos. Estas inesta-

bilidades son introducidas por el efecto de cross-talk, cual es descrito por el término $e^{-\frac{|\Delta t - \Delta \tau|}{t_{coh}}} \cdot \cos[\omega_0(\Delta t - \Delta \tau)]$ de la ecuación 58. Este es un efecto no deseado, producido cuando existen dos o más reflectores en la fibra óptica. En el caso de retroesparcimiento Rayleigh tenemos un número muy grande de reflectores a lo largo de la fibra.

Aquí, el retardo temporal introducido por el interferómetro desbalanceado es compensado por la fibra óptica de detección debido a que la longitud de la fibra óptica es mucho mayor que la diferencia de caminos entre los brazos del interferómetro. En este caso, la diferencia de longitud entre los brazos es de 100 m, mientras que la longitud de la fibra de detección es de 800 m. Entonces, centros de esparcimiento (inhomogeneidades) contenidos en secciones de fibra con misma longitud que la diferencia de camino físico del interferómetro desbalanceado, actúan como reflectores que compensan el retraso relativo ($\Delta t \approx \Delta \tau$) entre las dos ondas que salen del interferómetro desbalanceado, $A_1(t)$ y $A_2(t + \Delta t)$. Por lo tanto, cambios de temperatura que ocurran en cualquier sección de la fibra, ya sea en el interferómetro desbalanceado o en la fibra óptica de detección, la fase de la luz será modulada introduciendo inestabilidades bastante grandes como las observadas en los trazos de la figura 68.

Para evitar estas inestabilidades producidas por cross-talk, introducimos un retraso relativo entre las ondas que salen del interferómetro desbalanceado $A_1(t)$ y $A_2(t + \Delta t)$ mayor al que podría ser introducido por algún reflector dentro de la fibra de detección. Es decir, se introduce una diferencia de camino físico en el interferómetro mayor que la longitud de la fibra óptica de detección. En la figura 69 se muestran dos trazos consecutivos en el tiempo para condiciones ambientales estables en la fibra óptica. Aquí, la diferencia de camino físico entre los brazos del interferómetro desbalanceado del arreglo experimental de la figura 67 es modificado de 100 m a 5 km. La longitud de la fibra óptica de detección es de 800 m. Para estas condiciones, las dos ondas retrasadas que salen del interferómetro desbalanceado y se propagan por la fibra óptica de detección nunca alcanzan a estar en fase, ya que el retraso temporal que existe entre ellas nunca se compensa y siempre es mayor que el tiempo de coherencia de la luz láser. Aquí, Cada trazo al igual que en la figura 68 es el resultado de la promediación de 256 realizaciones.

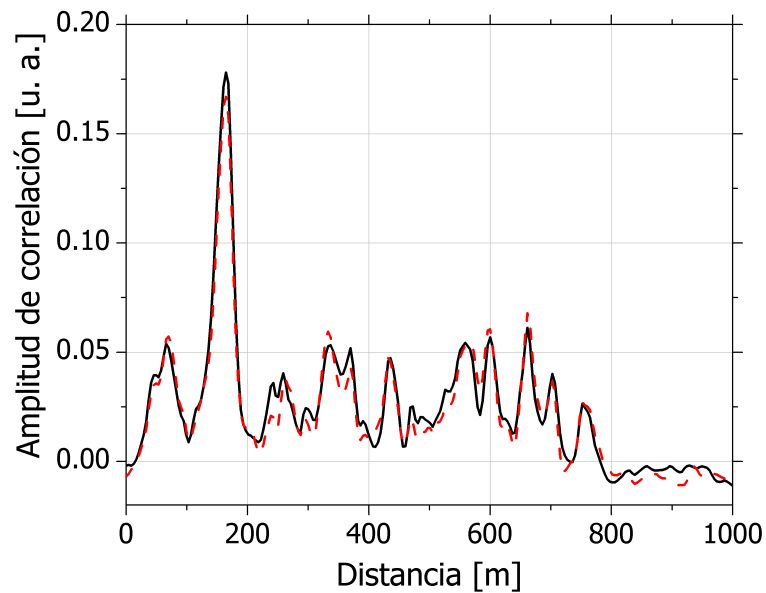


Figura 69. Trazos promediados (256 realizaciones) de ϕ -OTDR de correlación para condiciones ambientales estables.

6.3.2. Detección distribuida de perturbaciones

En nuestra técnica de OTDR de correlación, el ruido inherente de fase del diodo láser es utilizado para generar la señal de prueba, por lo tanto, la resolución espacial del sistema está determinada por la longitud de coherencia de la luz láser, la cual, es proporcional al ancho de la función de autocorrelación de la señal de referencia. Un ejemplo de la serie de tiempo de una realización de la señal de referencia capturada por el fotodetector PD1, se muestra en la figura 70 (a). Aquí se pueden observar las variaciones aleatorias de intensidad de la señal de referencia. La función de autocorrelación calculada para la señal de referencia se muestra en la figura 70 (b). A un nivel de -10 dB el pico de autocorrelación tiene un ancho de aproximadamente $0.16 \mu\text{s}$, lo que corresponde a una longitud de fibra resuelta de 16 m. Aquí, la potencia de salida del láser es de 1.2 mW.

Los niveles de potencia de salida del láser para los experimentos que se describen a continuación, fue de 1.2 - 1.8 mW. Con estas potencias de salida, la longitud de coherencia de la luz láser es de aproximadamente 16 - 20 m.

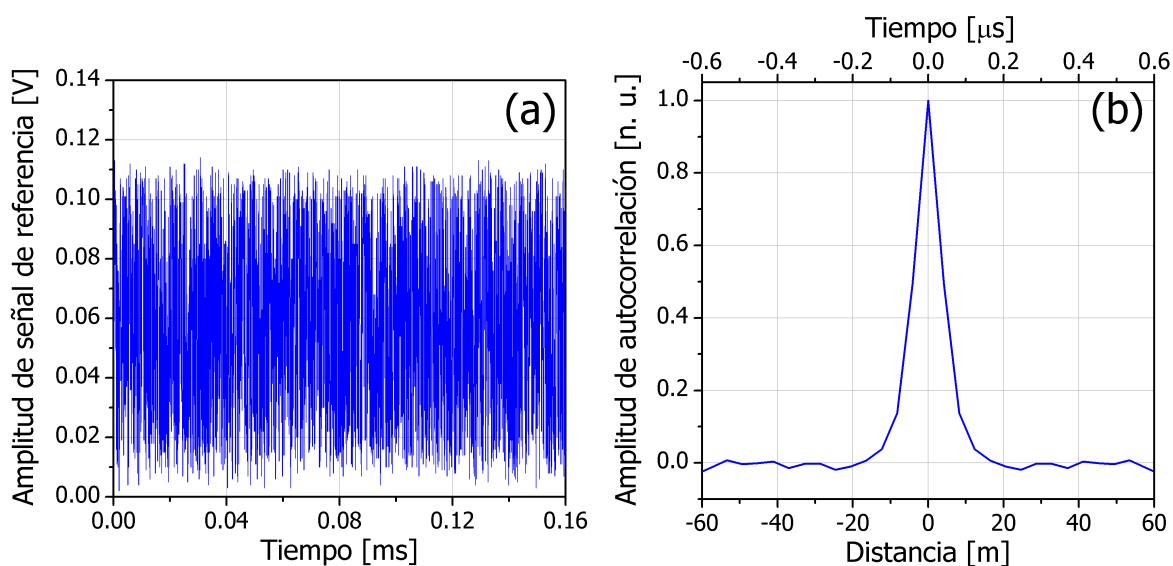


Figura 70. (a) Serie de tiempo de una realización capturada para la señal de referencia, y (b) su función de autocorrelación.

ϕ -OTDR puede utilizarse para la detección distribuida de vibraciones mediante la distinción de cambios en el perfil aleatorio de los trazos de la luz retroesparcida de Rayleigh. Para llevar a cabo el desarrollo de primeras pruebas experimentales para la detección de perturbaciones de forma distribuida, utilizamos el arreglo experimental mostrado en la figura 64. Aquí, la longitud total de la fibra óptica de detección utilizada fue de 5.8 km. La fibra de detección esta formada por dos carretes de fibra óptica estándar para telecomunicaciones SMF-28, el primer carrete cuenta con una longitud de fibra de 800 m, mientras que la longitud del segundo es de 5 km (ver figura 71). El conectorizado entre ambos carretes de fibra es mediante conectores del tipo FC/APC-FC/APC. Este tipo de conectores tienen un corte a 8° en la cara de su extremo final para reducir reflexiones parásitas.

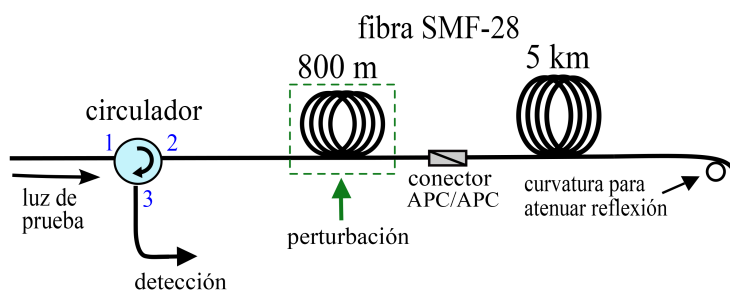


Figura 71. Diagrama esquemático del arreglo de los 5.8 km de fibra óptica para detección distribuida.

En la figura 72 (a) se muestra un trazo de ϕ -OTDR de correlación obtenido para los

5.8 km de fibra óptica bajo condiciones ambientales estables. Dado que las variaciones ambientales y la frecuencia óptica tienen el mismo impacto sobre la interferencia en esparcimiento Rayleigh coherente, el cambio de uno u otro, afecta la forma del trazo de ϕ -OTDR, resultando en una variación aleatoria en la amplitud resultante. Por lo tanto, si las condiciones ambientales en la fibra óptica se mantienen estables, y la longitud de onda de la luz láser varía en función del tiempo dentro de la ventana de captura de la señal, la amplitud del trazo de Rayleigh coherente será reducida, dado que es promediada en el tiempo. El trazo resultante se muestra en la figura 72 (b). Este trazo verifica experimentalmente que el trazo obtenido en la figura 72 (a) es retroesparcimiento Rayleigh coherente. El ancho del barrido realizado en longitud de onda es de $\Delta\lambda \sim 0.5$ nm. Los trazos de correlación mostrados en la figura 72 son el resultado del promedio de 6000 realizaciones, lo equivalente a un tiempo de captura de la señal de 0.98 s.

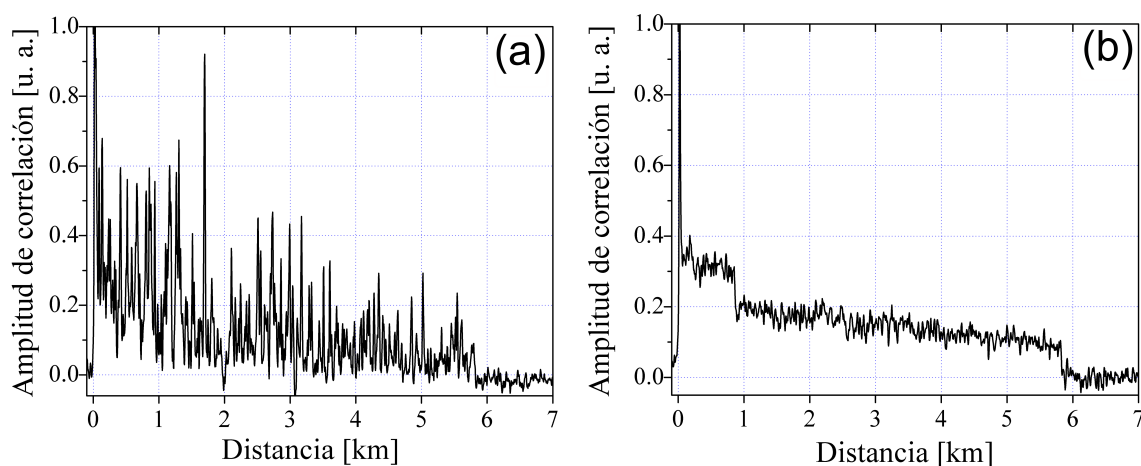


Figura 72. Trazos de correlación de retroesparcimiento Rayleigh de 5.8 km de fibra óptica bajo condiciones ambientales estables, obtenidos con; (a) luz láser con longitud de onda estable, y (b) un barrido en longitud de onda de la luz láser.

Posteriormente, la sección de fibra óptica de 800 m fue perturbada a través de vibraciones. El trazo resultante de ϕ -OTDR se muestra en la figura 73. De esta figura se puede observar como la amplitud del trazo de ϕ -OTDR se reduce a lo largo de los 800 m de la fibra perturbada. La reducción de la amplitud del trazo en la sección perturbada comparando con la figura 72 (a) se debe a que la amplitud de retroesparcimiento Rayleigh coherente varía de forma aleatoria en función del índice de refracción, y aquí, el índice de refracción local de la fibra es afectado por las vibraciones. Por lo tanto, para la ventana de tiempo de 0.98 s en la que es obtenido el trazo de correlación, la

amplitud de retroesparcimiento Rayleigh coherente es reducida mediante promediación.

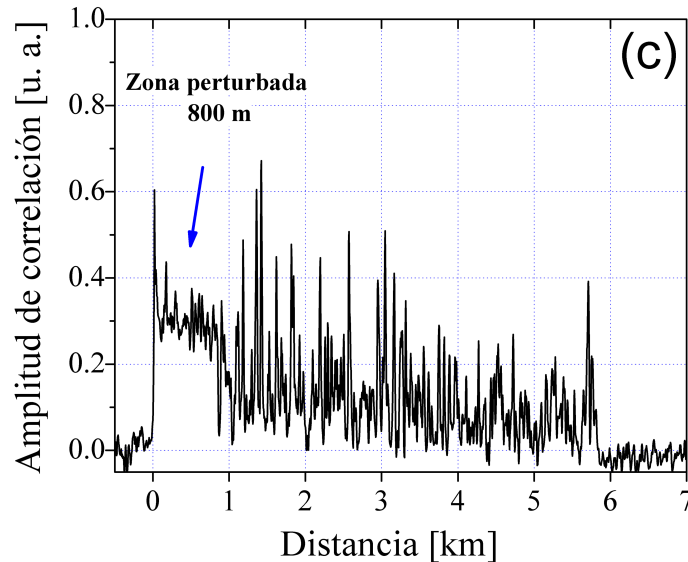


Figura 73. Trazo de ϕ -OTDR de correlación de 5.8 km de fibra óptica para el caso en el que se ha inducido una perturbación dinámica en los primeros 800 m de la fibra.

6.3.2.1. Detección distribuida de cambios de temperatura

El índice de refracción, así como el tamaño de los centros de esparcimiento, dependen tanto de la temperatura como de la tensión aplicada a la fibra. Asumiendo que la fibra de detección y la frecuencia óptica de la fuente láser se mantienen estables, podría considerarse, que la característica estadística del esparcimiento Rayleigh a lo largo de la fibra no se cambia, mostrando trazos en el tiempo con un perfil único de amplitud, debido al efecto de interferencia. Si una determinada sección de la fibra se encuentra bajo una perturbación externa, el índice de refracción o la longitud de la fibra variarán. Como consecuencia, la luz retroesparcida de Rayleigh en la zona perturbada experimentará un cambio de fase adicional, en comparación con su estado estable. Por lo tanto, la intensidad de la interferencia entre los centros de esparcimiento Rayleigh que se encuentran dentro de la longitud de coherencia de la luz láser se verá modificada.

Para los siguientes experimentos, se utilizó el arreglo experimental de la figura 67 con la modificación de 100 m a 5 km de diferencia de camino físico entre los brazos del interferómetro desbalanceado. Aquí, la longitud de la fibra óptica de detección

utilizada es de 890 m de fibra óptica convencional para telecomunicaciones SMF-28. A través de incrementos en temperatura, perturbamos una sección enrollada de la fibra de aproximadamente 40 m, localizada a una distancia de 780 m a lo largo de los 890 m de fibra. El diagrama esquemático de la configuración de la fibra se muestra en la figura 74. Los tramos de fibra no perturbados fueron protegidos para no ser influenciados por variaciones ambientales. La punta del extremo final de la fibra es fuertemente atenuada mediante curvatura, para evitar reflexiones.

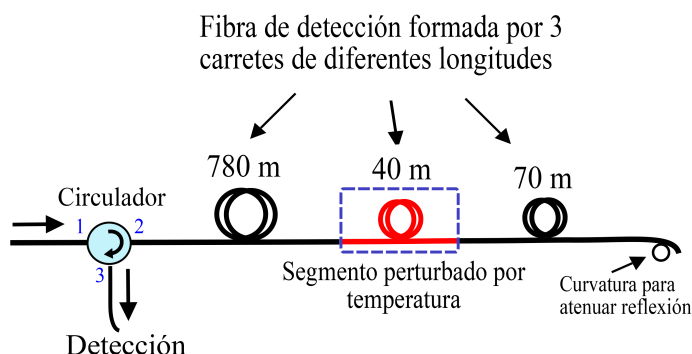


Figura 74. Esquema experimental de los 890 m de fibra óptica para las pruebas experimentales de detección distribuida de temperatura.

En la figura 75 (a) se muestran 16 trazas superpuestas de retroesparcimiento Rayleigh coherente consecutivas en el tiempo. Cada traza es el resultado del promedio de 1024 realizaciones. La longitud temporal total de la señal capturada para las 16 trazas es de 2.68 s. La superposición de las trazas muestra como la modulación de fase inducida por la perturbación externa provoca un cambio grande en la envolvente de la amplitud de los trazos, en la localización de alrededor de los 800 m, mientras que el resto de la traza permanece relativamente estable. Restando estas trazas Rayleigh de un trazo inicial, el cual, es adquirido al principio del tiempo de captura de la señal, se pueden observar las variaciones en amplitud de forma más clara, en la ubicación de 780 a 820 m, ver figura 75 (b). El periodo de muestreo de los trazos resultantes mostrados en esta figura, es de 168 ms, el cual, nos permite detectar perturbaciones con una frecuencia máxima cercana a los 3 Hz.

Sin embargo, la perturbación puede ser detectada mediante la sustracción de trazas compuestas por un número de promedios mucho más bajo, y aún así, obtener un valor considerable en la razón señal a ruido (SNR). En la figura 76 (a), (b), (c), y (d), se muestra la superposición de las trazas resultantes de la sustracción entre trazas

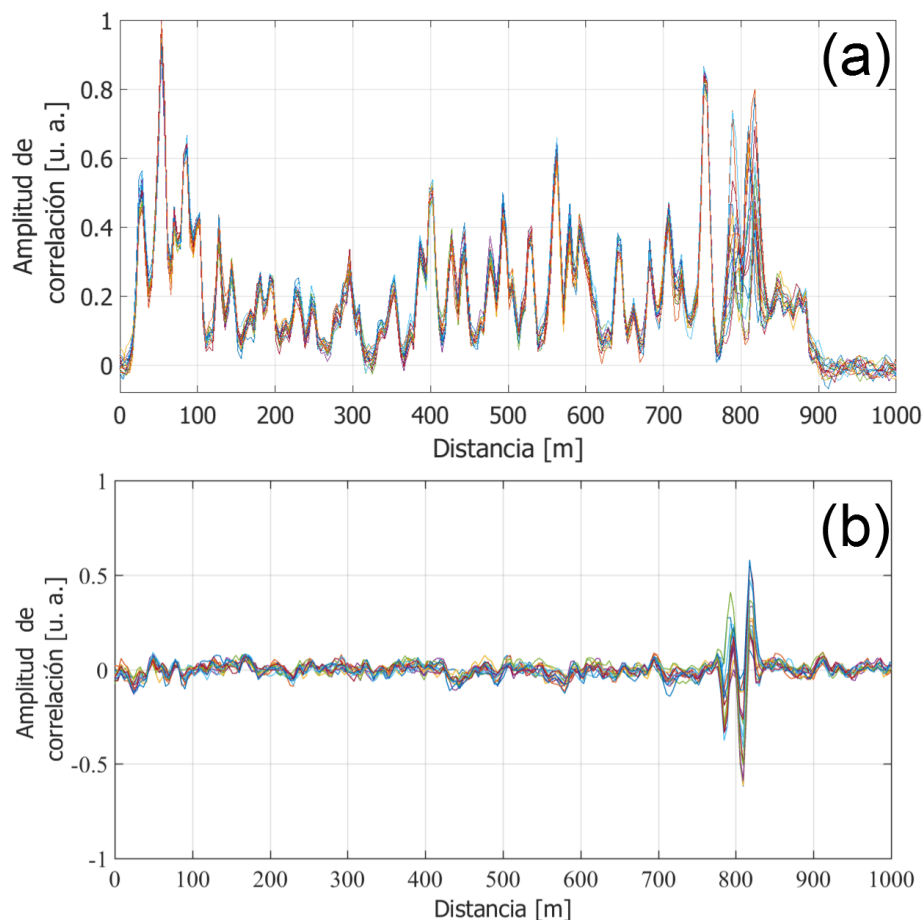


Figura 75. (a) Trazos de ϕ -OTDR de correlación con una perturbación en temperatura aplicada en una sección de 40 m a una distancia de 780 m, y (b) localización de la perturbación mediante la resta entre trazas.

ϕ -OTDR para diferente número de realizaciones promediadas, 64, 128, 256 y 512, respectivamente. La figura 76 (a), (b), (c) y (d) incluye todas las trazas resultantes del método de sustracción para un tiempo acumulado de señal de 2.68 s. Las subfiguras insertadas muestran el resultado de la resta entre dos trazas de ϕ -OTDR. La subfigura insertada en la figura 76 (a) es el resultado de la resta entre dos trazas ϕ -OTDR formadas por 64 realizaciones promediadas. En esta figura, la zona perturbada es detectable con una razón señal a ruido considerable, de aproximadamente 9 dB. Aquí, definimos la SNR como la razón entre el valor máximo de la señal de retroesparcimiento Rayleigh y la desviación estándar del ruido de fondo en la traza (ruido de correlación).

De la figura 76 se puede observar que conforme incrementa el número de realizaciones promediadas la SNR incrementa. Sin embargo, si el número de promedios aumenta, el periodo de muestreo baja, limitando el ancho de banda de las señales

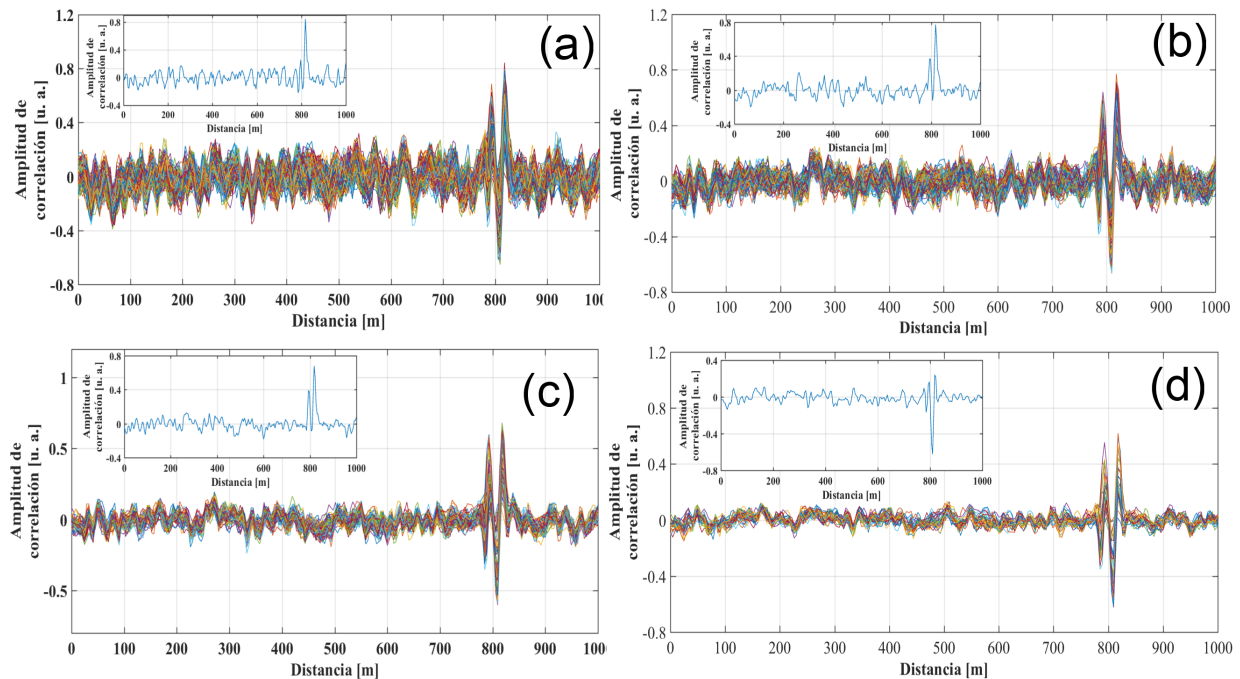


Figura 76. Detección de cambios de temperatura mediante el método de resta entre trazas ϕ -OTDR para diferente número de realizaciones promediadas (a) 64, (b) 128, (c) 256, y (d) 512.

que pueden ser detectadas. Para la aplicación de sistemas ϕ -OTDR en detección de perturbaciones, generalmente se requiere una SNR por encima de 3dB. Entonces, utilizando trazos con un número considerablemente bajo de realizaciones promediadas, obtenemos una señal detectable con una SNR mayor a 3dB.

La figura 77 (a) representa una gráfica de tipo cascada para toda la longitud de la fibra de detección, en la cual, se muestra el mapa de distribución de la amplitud de correlación cruzada de la luz retroesparcida de Rayleigh para los 2.68 s de monitoreo de la señal. Aquí, el periodo de muestreo es de 10.5 ms (equivalente a 64 realizaciones promediadas), y la amplitud de correlación cruzada está representada en pseudocolores. De esta figura se puede observar como la distribución de amplitud del patrón de speckle, durante el tiempo de monitoreo, se mantiene constante para la longitud de fibra cual se encuentra bajo condiciones ambientales estables. Las señales correspondientes a la zona afectada, localizada entre los 780 a 820 m, presentan fluctuaciones en su amplitud de correlación. La sección de fibra afectada aparece marcada con flechas en color rojo. De dicha figura también se puede observar que, aproximadamente a 20 m de distancia de la zona perturbada se localiza un speckle con un máximo en amplitud, marcado con una flecha en color verde, en la longitud de fibra de 760 m,

el cual, no es afectado por la perturbación externa y su amplitud se mantiene estable a lo largo del tiempo de monitoreo, demostrando que podemos discernir una sección perturbada de una no perturbada con una resolución de aproximadamente 20 m.

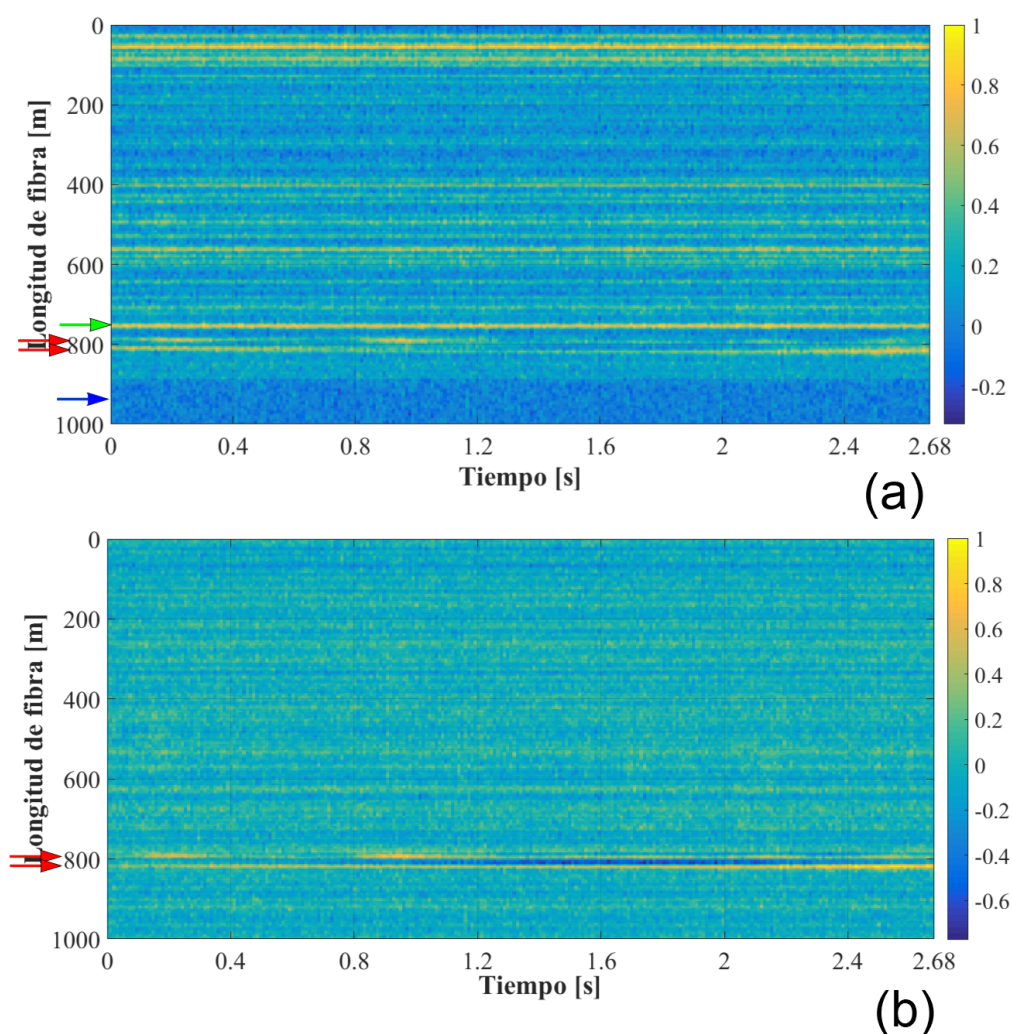


Figura 77. Gráfica de tipo cascada para una fibra óptica de 890 m de longitud; (a) amplitud de correlación cruzada de la luz retroesparcida de Rayleigh, (b) amplitud de correlación resultante de la sustracción entre trazas de ϕ -OTDR. La amplitud de correlación está representada en pseudocolores.

La figura 77 (b) representa la distribución de la amplitud de correlación cruzada a lo largo de la longitud de la fibra de detección resultante de la resta entre trazas Rayleigh para el tiempo de monitoreo. De esta gráfica resulta más claro el observar las fluctuaciones de la amplitud de correlación a lo largo del tiempo correspondientes a la sección de fibra afectada por la perturbación externa. Las flechas en color rojo señalan las secciones perturbadas de la fibra óptica.

En la figura 78 en color verde se muestra el seguimiento de las variaciones en el tiempo de la amplitud de correlación del máximo localizado a 760 m, marcado con una flecha en color verde en la figura 77 (a). Esta sección de la fibra se encuentra bajo condiciones ambientales estables. El trazo de color rojo representa el ruido de correlación medido en el trazo de ϕ -OTDR de correlación para un punto por fuera de la longitud de la fibra, marcado con una flecha de color azul en la figura 77 (a). Los trazos en color negro y azul demuestran el efecto de la perturbación en la amplitud de correlación de la luz retroesparcida de Rayleigh medidos a la distancia de 789 y 810 m de la longitud de la fibra. Estas secciones de fibra se encuentran marcadas con flechas de color rojo en la figura 77 (a). Aquí, la amplitud de la perturbación fue mucho menor que 0.1°C . Este es un valor estimado, ya que la temperatura no fue medida con exactitud, debido a que el termopar utilizado cuenta una resolución en temperatura de 0.1°C .

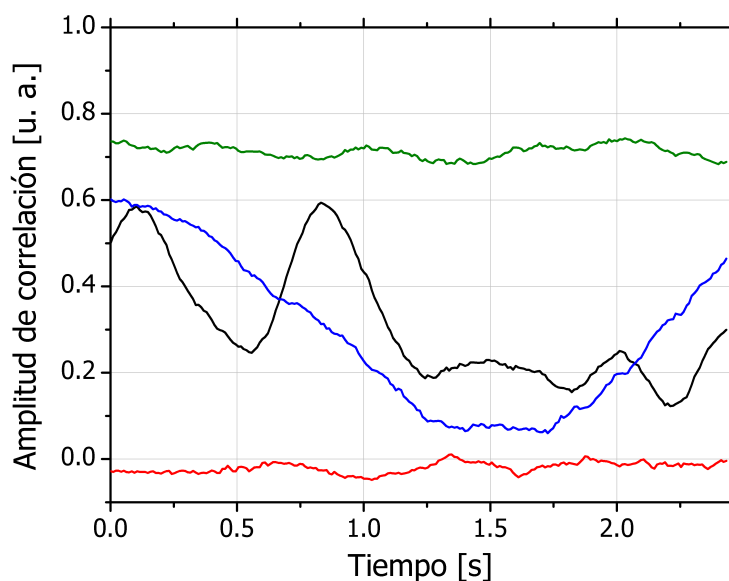


Figura 78. Dependencia de la amplitud de correlación cruzada medida para 3 diferentes posiciones a lo largo de la fibra de detección (760, 789 y 810), y para una posición situada fuera de la longitud de la fibra, dentro del trazo de ϕ -OTDR de correlación.

En la figura 79 se muestran dos trazos de retroesparcimiento Rayleigh coherente adquiridos durante el incremento en temperatura, aplicado a la sección de 40 m de fibra. El monitoreo de dicha perturbación se realizó dentro de un intervalo de tiempo de 2.68 s. En color negro se observa el trazo obtenido durante los primeros 168 ms del intervalo de monitoreo, para una temperatura inicial (T_0) de aproximadamente 25°C . En color rojo se observa el trazo resultante al final del tiempo de monitoreo,

después de haber incrementado la temperatura aplicada a la fibra en un $\Delta T \ll 0.1^\circ\text{C}$. En la figura insertada se muestra un acercamiento de la sección de la fibra afectada por temperatura, donde se puede observar que el patrón de esparcimiento para la zona perturbada sufre un desplazamiento debido al cambio inducido en el índice de refracción.

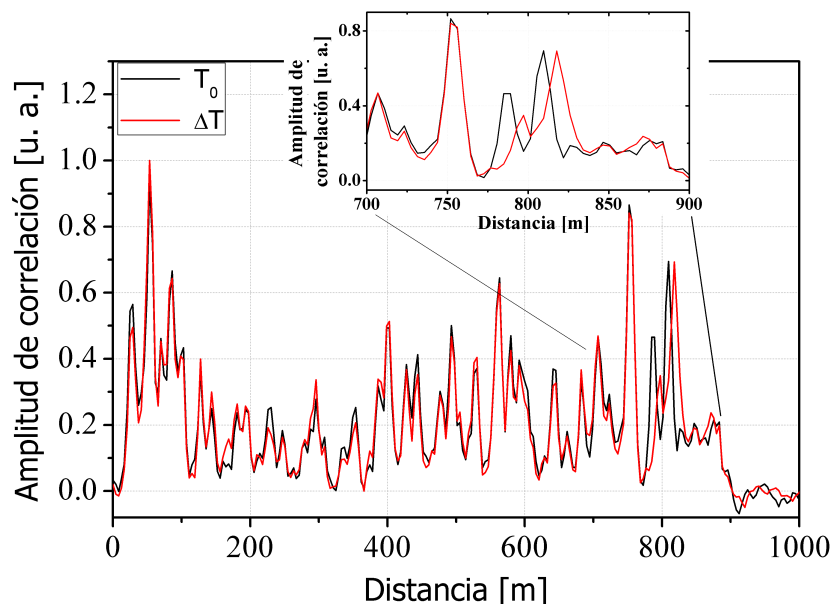


Figura 79. Trazos de ϕ -OTDR para: una temperatura inicial (T_0) de alrededor de 25°C - traza color negro, y una temperatura final de $T_0 + \Delta T$. Donde $\Delta T \ll 0.1^\circ\text{C}$.

Analizando las trazas de la figura 79, podemos decir que, la distribución de amplitud del retroesparcimiento Rayleigh a lo largo de la fibra no perturbada, permanece estable para todo el intervalo de medición. Lo que nos demuestra, que la fuente láser es lo suficientemente estable en frecuencia óptica, para no provocar un desplazamiento en el mapa de distribución Rayleigh. Observándose solo pequeñas fluctuaciones influenciadas por ruido de correlación. Ahora, analizando la sección de la fibra afectada por temperatura, podemos decir que, la perturbación induce un cambio en el índice de refracción lo suficientemente grande para desplazar el patrón de speckle.

6.4. Resumen y conclusiones parciales

En esta sección se propuso y describió una configuración distribuida basada en OTDR de correlación para detección de retroesparcimiento Rayleigh coherente. Se rea-

lizaron pruebas experimental del arreglo propuesto, buscando a través de una configuración optima, evitar la aparición de procesos no lineales en la fibra. Se presentó un análisis experimental de ruido por cross-talk, cual introduce inestabilidades fuertes en las trazas de ϕ -OTDR. Para evitar estas inestabilidades, la diferencia de caminos ópticos en el interferómetro desbalanceado debe exceder la longitud de la fibra sensora. Los resultados obtenidos demostraron trazas con valores bastante estables.

Los resultados experimentales de la configuración propuesta, demostraron por primera vez, detección distribuida y la localización de perturbaciones a lo largo de una fibra óptica de unos cuantos km de longitud utilizando OTDR de correlación sensible a la fase óptica. Se demostró la localización de perturbaciones a lo largo de la fibra con una SNR de 9dB utilizando tiempos de promediación relativamente cortos, de 10.5 mili segundos. Se demostró la detección de cambios de temperatura de $\Delta T \ll 0.1$ °C con una resolución espacial de 20 m, determinada por la longitud de coherencia de la luz de un láser DFB de semiconductor.

Capítulo 7. Conclusiones

Este trabajo de tesis se ha centrado en el estudio y desarrollo de sensores de fibra óptica del tipo multiplexados y distribuidos para la detección, localización y medición de cambios de temperatura y/o vibraciones, mediante la técnica de OTDR de correlación con señal óptica de prueba generada por el alto ruido de fase de la luz de un láser DFB de semiconductor, utilizando uno y dos canales de detección.

7.1. Conclusiones

A continuación, se describen las principales conclusiones alcanzadas, así como también, se presentan las contribuciones de mayor importancia de este trabajo de investigación:

1. Se realizó un análisis de los diferentes tipos de ruido que degradan el rango dinámico y la sensibilidad del reflectómetro de correlación. Encontrándose, que los ruidos predominantes son: ruido de correlación, ruido de intensidad producido por variaciones de la energía en cada realización capturada de la señal óptica de prueba. En el caso en que se utilizan rejillas de Bragg de baja reflectancia como sensores, retroesparcimiento Rayleigh coherente se convierte en una fuente importante de ruido. Se investigaron y desarrollaron métodos para reducir considerablemente y de forma experimental las contribuciones por estos ruidos. Para reducir el ruido de correlación en las trazas obtenidas, se implementó en el procesamiento de los datos, la promediación de un número N de realizaciones capturadas de la señal óptica de prueba. Para reducir el ruido de intensidad, se utilizó el canal de referencia para normalizar la amplitud resultante del pico de la función de correlación cruzada. Para reducir el ruido por retroesparcimiento Rayleigh coherente en el caso en el que los sensores son rejillas de Bragg débiles, se introdujo una pequeña inestabilidad en la frecuencia óptica de salida del láser DFB de semiconductor.
2. Se propuso y mostró de forma experimental un novedoso método híbrido de multiplexión de sensores interferométricos. El método propuesto combina las técnicas de OTDR de correlación y OFDR coherente. Se verificó experimentalmente la funcionalidad del método propuesto mediante mediciones simultáneas del índice de refracción (RI) de múltiples líquidos de muestra. Las mediciones realizadas

mostraron una resolución de 5×10^{-4} RIU en los resultados obtenidos para las soluciones con diferentes concentraciones de etilenglicol en agua desionizada. Los valores obtenidos están en concordancia con los valores ya reportados en la literatura.

3. Se desarrolló una técnica novedosa de dos canales de detección para sensores de rejillas de Bragg e interferómetros multiplexados sin utilizar ningún tipo de filtros espectrales:
 - a) Para sensores de rejillas de Bragg multiplexados, se desarrolló una configuración sencilla, que utiliza simultáneamente dos láseres DFB de longitudes de onda muy cercanas ($\Delta\lambda < 0.2$ nm). La distinción de las señales generadas por diferentes láseres fue realizada mediante funciones de correlación. La verdadera aleatoriedad de las señales de prueba de dos láseres nos permite interrogar sensores, utilizando una diferencia en longitud de onda tan pequeña como sea requerida. Utilizando el sistema propuesto, se demostraron mediciones absolutas de temperatura sin ambigüedades. Utilizando la razón entre las amplitudes de correlación de las señales de los dos canales podemos determinar el valor absoluto de la perturbación en un intervalo bastante amplio para aplicaciones prácticas. Los resultados experimentales demostraron una resolución en las mediciones de temperatura de 0.08 °C dentro de un intervalo de medición de 16 °C.
 - b) Utilizando dos diodos DFB, se presentó una configuración experimental del reflectómetro de correlación de dos canales para realizar detección interferométrica en cuadratura. La interrogación en cuadratura de interferómetros, fue realizada utilizando dos señales de prueba con una diferencia en longitud de onda del rango de picómetros, cual depende de la longitud de los interferómetros. La funcionalidad de la configuración propuesta del sensor, se demostró mediante mediciones de temperatura. Los resultados experimentales demostraron el seguimiento continuo, mucho mayor a 2π de la fase interferométrica sin ambigüedades, sobrellevando el intervalo de $\pm\pi$, y permitiendo discriminar incrementos y decrementos de temperatura. El sensor interferométrico propuesto con longitud de 13.2 cm demostró experimentalmente una resolución de temperatura de 3×10^{-3} °C.

- c) Utilizando un solo diodo DFB en configuración con un modulador acústico-óptico (AOM), se desarrolló un esquema del reflectómetro de dos canales, con una alta estabilidad en la diferencia de frecuencia óptica entre canales. El AOM es utilizado para introducir un desplazamiento (80 MHz) en la frecuencia óptica de la señal de uno de los dos canales. Esta configuración es utilizada con el fin de realizar detección interferométrica en cuadratura con interferómetros más largos. La interrogación de interferómetros en cuadratura se llevó a cabo utilizando dos señales con una diferencia en frecuencia óptica de 80 MHz. Para la obtención de señales interferométricas en cuadratura, la distancia entre los reflectores parciales que forman los interferómetros, debe corresponder a la diferencia de frecuencia óptica entre las señales de los canales. La demultiplexión de las señales correspondientes a ν_1 y ν_2 se realizó mediante funciones de correlación, sin la necesidad de utilizar ningún tipo de filtro espectral. Los resultados experimentales demostraron el seguimiento continuo de la fase interferométrica, permitiendo determinar la dirección de los cambios de fase sin ambigüedades, dentro de un amplio rango dinámico. Se presentaron los resultados obtenidos de mediciones de cambios de temperatura aplicados al sensor interferométrico. Para demostrar la capacidad de multiplexión del sensor de correlación, se presentó una configuración multiplexada en un arreglo en línea de 14 interferómetros Fabry-Pérot formado por rejillas de Bragg grabadas en la fibra óptica.
4. Por primera vez, se demostró detección distribuida, y la localización de perturbaciones a lo largo de una fibra óptica de unos cuantos km de longitud, mediante detección de retroesparcimiento Rayleigh coherente utilizando la técnica de OTDR de correlación. Se realizó un análisis experimental de ruido producido por cross-talk, cual introduce inestabilidades al sistema. Para evitar inestabilidades producidas por cross-talk, la diferencia de caminos ópticos en el interferómetro desbalanceado debe exceder la longitud de la fibra sensora. Se demostró la localización de perturbaciones a lo largo de la fibra óptica con una SNR de 9 dB utilizando tiempos de promediación relativamente cortos, de 10.5 mili segundos. Los resultados obtenidos de la detección distribuida de perturbaciones, demostraron la detección de cambios de temperatura de $\Delta T \ll 0.1$ °C con una resolución espacial de 20 m, determinada por la longitud de coherencia de la luz láser.

El análisis y los resultados obtenidos en esta tesis demuestran que nuestra técnica tiene potencial para su aplicación en sensores de fibra óptica multiplexados y distribuidos, y ofrece la ventaja de utilizar componentes económicos en comparación con otros sensores que operan en régimen pulsado.

7.2. Perspectiva del trabajo a futuro

1. Realizar un esquema multiplexado basado en el método híbrido entre OTDR de correlación y OFDR coherente utilizando sensores formados por rejillas de Bragg gemelas.
2. Implementar dos longitudes de onda en la configuración distribuida basada en detección de retroesparcimiento Rayleigh coherente para atacar el problema de desvanecimiento de señal en el perfil de intensidad de ϕ -OTDR.

Literatura citada

- Abad, S., Araújo, F. M., Ferreira, L. A., Santos, J. L., y López-Amo, M. (2003). Interrogation of wavelength multiplexed fiber bragg gratings using spectral filtering and amplitude-to-phase optical conversion. *Journal of Lightwave Technology*, **21**(1): 127–131.
- AGILENT (2002). *Optical Spectrum Analyzer, A User's Guide* recuperado en julio de 2018 de <https://web.sonoma.edu/esee/manuals/86140-90068.pdf>.
- Akkaya, O. C., Dignonnet, M. J. F., Kino, G. S., y Solgaard, O. (2013). Time-division-multiplexed interferometric sensor arrays. *J. Light. Technol.*, **31**(16): 3001–3008.
- Antonio, A. C. L. (2015). *Investigación y desarrollo de un sensor distribuido de fibra óptica basado en reflectometría de correlación coherente para la detección de vibraciones*. Tesis de doctorado en ciencias, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Arias, A., Shlyagin, M. G., Miridonov, S. V., y Martinez, M. R. (2015). Phase-sensitive correlation optical time-domain reflectometer using quantum phase noise of laser light. *Optics Express*, **23**(23): 30347.
- Bao, X., Webb, D. J., y Jackson, D. A. (1994). Combined distributed temperature and strain sensor based on brillouin loss in an optical fiber. *Opt. Lett.*, **19**.
- Basgumus, A., Durak, F. E., Altuncu, A., y Yilmaz, G. (2016). A universal and stable all-fiber refractive index sensor system. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **28**(2): 171–174.
- Belleville, C. y Duplain, G. (1993). White-light interferometric multimode fiber-optic strain sensor. *Opt. Lett.*, **18**(1): 78–80.
- Bing, Q., Chi, Y. M., Lo, H. K., y Qian, L. (2010). High-speed quantum random number generation by measuring phase noise of a single-mode laser. *Opt. Lett.*, **35**(3): 312–314.
- Boiarski, A. A., Pilate, G., Fink, T., y Nilsson, N. (1995). Temperature measurements in power plant equipment using distributed fiber optic sensing. *IEEE Transactions on Power Delivery*, **10**: 1771–1778.
- Bolognini, G. y Hartog, A. (2013). Raman-based fibre sensors: Trends and applications. *Optical Fiber Technology*, **19**(6 Part B): 678 – 688.
- Bolognini, G., Park, J., Kim, P., Lee, D., Pasquale, F. D., y Park, N. (2006). Performance enhancement of raman-based distributed temperature sensors using simplex codes. En: *2006 Optical Fiber Communication Conference and the National Fiber Optic Engineers Conference*, March. p. 3.
- Bolognini, G., Park, J., Soto, M. A., Park, N., y Pasquale, F. D. (2007). Analysis of distributed temperature sensing based on raman scattering using otdr coding and discrete raman amplification. *Meas. Sci. Technol.*, **18**(10): 3211–3218.
- Callan, K. E., Illing, L., Gao, Z., Gauthier, D. J., y Schöll, E. (2010). Broadband chaos generated by an optoelectronic oscillator. *Phys. Rev. Lett.*, **104**(11): 113901–4.
- Chang, S., Hsu, C.-C., Huang, T.-H., Chuang, W.-C., Tsai, Y.-S., Shieh, J.-Y., y Leung, C.-Y. (2000). Heterodyne interferometric measurement of the thermo-optic coefficient of single mode fiber. *Chinese Journal of Physics*, **38**(3-I): 437–442.

- Cho, H. y Lissenden, C. J. (2012). Structural health monitoring of fatigue crack growth in plate structures with ultrasonic guided waves. *Struct. Health Monit.*, 11(4): 393–404.
- Clark, S. P. (1996). *Handbook of physical constants*. The Geological Society of America.
- Cocorullo, G., Corte, F. G. D., Rendina, I., y Sarro, P. M. (1998). Thermo-optic effect exploitation in silicon microstructures. *Sensors and Actuators A: Physical*, 71(1): 19–26.
- Coelho, L., Viegas, D., Santos, J. L., y Almeida, J. M. M. M. D. (2014). Enhanced refractive index sensing characteristics of optical fibre long period grating coated with titanium dioxide thin films. *Sens. Actuators B, Chem.*, **202**(10): 929–934.
- Culshaw, B., Thursby, G., Betz, D., y Sorazu, B. (2008). The detection of ultrasound using fiber-optic sensors. *IEEE Sens. J.*, **8**: 1360–1367.
- Dakin, J. y Culshaw, B. (1988). *Optical fiber sensors: Principles and components*, Vol. 1. Boston, MA, Artech House.
- Dandridge, A. y Kirkendall, C. K. (2002). *Passive fibre optic sensor networks in Handbook of Optical Fibre Sensing Technology*, ed. J. M. Lopez-Higuera. New York:Wiley. pp. 433–448.
- Dandridge, A., Tveten, A. B., Miles, R. O., Jackson, D. A., y Giallorenzi, T. G. (1981). Single-mode diode laser phase noise. *Applied Physics Letters*, 38(2): 77–78.
- Dandridge, A., Tveten, A., y Giallorenzi, T. (1982). Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(10): 1647–1653.
- Dandridge, A., Tveten, A., Kersey, A., y Yurek, A. (1987). Multiplexing of interferometric sensors using phase carrier techniques. *Journal of Lightwave Technology*, **5**(7): 947–952.
- Derickson, D. (1997). *Fiber Optic Test and Measurement*. Prentice Hall.
- Eickhoff, W. y Ulrich, R. (1981a). Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber. *Appl. Phys. Lett.*, **39**: 693–695.
- Eickhoff, W. y Ulrich, R. (1981b). Optical frequency-domain reflectometry in single-mode fiber. *applied Physics Letters*, **39**: 693–695.
- Fan, X., Koshikiya, Y., y Ito, F. (2009). Phase-noise-compensated optical frequency-domain reflectometry. *IEEE J. Quant. Electron.*, 45(6): 594–602.
- Farries, M. C., Fermann, M. E., Laming, R. I., Poole, S. B., y Payne, D. N. (1986). Distributed temperature sensor using Nd³⁺ doped fiber. *Electron. Lett.*, **22**: 418–419.
- Farries, M. C., Fermann, M. E., Poole, S. B., y Townsend, J. E. (1987). Distributed temperature sensor using holmium 3+ doped fiber. En: *Proceedings of OFC*, 19 January, Reno, NV, USA.
- Fleming, M. W. y Mooradian, A. (1981). Fundamental line broadening of single-mode (gaal) as diode lasers. *Applied Physics Letters*, 38(7): 511–513.

- Foggi, E., Hixson, A., y Thompson, A. R. (1955). Densities and refractive indexes for ethylene glycol-water solutions. *Analyt. Chem.*, **27**(10): 1609–1611.
- Froggatt, M. y Moore, J. (1998). High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with rayleigh scatter. *Applied Optics*, 37: 1735–1740.
- Gallion, P. y Debarge, G. (1984). Quantum phase noise and field correlation in single frequency semiconductor laser systems. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **20**(4): 343–349.
- Giallorenzi, T. G., Bucaro, J. A., Dandridge, A., Sigel, G. H., Cole, J. H., Rashleigh, S. C., y Priest, R. G. (1982). Optical fiber sensor technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30(4): 472–511.
- Gifford, D. K., Soller, B. J., Wolfe, M. S., y Froggatt, M. E. (2005). Distributed fiber-optic temperature sensing using rayleigh backscatter. En: *2005 31st European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, Sept. Vol. 3, pp. 511–512 vol.3.
- Gifford, D. K., Froggatt, M. E., Wolfe, M. S., Kreger, S. T., Sang, A. K., y Soller, B. J. (2007). Millimeter resolution optical reflectometry over up to two kilometers of fiber length. En: *2007 IEEE Avionics, Fiber-Optics and Photonics Technology Conference*. pp. 52–53.
- Giles, I., Uttam, D., Culshaw, B., y Davies, D. E. N. (1983). Coherent optical-fibre sensors with modulated laser sources. *Electronics Letters*, 19(1): 14–15.
- Gold, M. (1985). Design of a long-range single-mode otdr. *Journal of Lightwave Technology*, **3**(1): 39–46.
- González-Cano, A., Navarrete, M. C., Esteban, ., y Díaz-Herrera, N. (2014). Plasmonic sensors based on doubly deposited tapered optical fibers. *Sensors*, **14**(3): 4791–4805.
- Goodman, J. (1985). *Statistical optics*. Wiley.
- Grattan, K. y Meggitt, B. T. (1995). *Optical Fiber Sensor Technology*. Chapman Hall.
- Grattan, K. T. V. y Meggitt, B. (2000). in: *Optical Fiber Sensor Technology*, Vol. 1–5. Kluwer Academic Publishing. pp. 433–448.
- Guo, H., Tang, W., Liu, Y., y Wei, W. (2010). Truly random number generation based on measurement of phase noise of a laser. *Physical Review E*, **81**(5): 051137.
- Guo, T., Tam, H. Y., Krug, P., y Albert, J. (2009). Reflective tilted fiber bragg grating refractometer based on strong cladding to core recoupling. *Opt. Exp.*, **17**(7): 5736–5742.
- Hale, G. M. y Querry, M. R. (1973). Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region. *Appl. Opt.*, **12**(3): 555–563.
- Hansen, P. B., Eskildsen, L., Grubb, S. G., Stentz, A. J., Strasser, T. A., Judkins, J., J.DeMarco, J., Pedrazzani, R., y J.DiGiovanni, D. (1997). Capacity upgrades of transmission systems by raman amplification. *IEEE Photon. Tech. L.*, 9(2): 262–264.
- Hartog, A. (1983). A distributed temperature sensor based on liquid-core optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **1**(3): 498–509.

- Hartog, A. y Gold, M. (1984). On the theory of backscattering in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **2**(2): 76–82.
- Hartog, A. H., Leach, A. P., y Gold, M. P. (1985). Distributed temperature sensing in solid-core fibres. *Electronics Letters*, **21**(23): 1061–1062.
- Healey, P. (1985). Review of long wavelength single-mode optical fiber reflectometry techniques. *Journal of Lightwave Technology*, **3**(4): 876–886.
- Healey, P. (1986). Instrumentation principles for optical time domain reflectometry. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, **19**(5): 334–341.
- Hecht, E. y Zajac, A. (1998). Interference optics.
- Hegarty, J., Olsson, N. A., y Goldner, L. (1985). Cw pumped raman preamplifier in a 45 km-long fibre transmission system operating at 1.5 μm and 1 gbit/s. *Electronics Letters*, **21**(7): 290–292.
- Henning, M. L., Thornton, S. W., Carpenter, R., Stewart, W. J., Dakin, J. P., y Wade, C. A. (1983). Optical fibre hydrophones with down lead insensitivity. En: *Proceedings of the First International Conference on Optical Fibre Sensors, London*. pp. 23–27.
- Henry, C. (1982). Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **18**(2): 259–264.
- Henry, C. (1986). Phase noise in semiconductor lasers. *Journal of Lightwave Technology*, **4**(3): 298–311.
- Hernández, M. A. S. (2011). *Advanced techniques for distributed optical fiber sensors based on Raman and Brillouin scattering*. Tesis de doctorado, Scuola Superiore Sant'Anna Pisa di Studi Universitari e di Perfezionamento.
- Hinkley, E. D. y Freed, C. (1969). Direct observation of the lorentzian line shape as limited by quantum phase noise in a laser above threshold. *Phys. Rev. Lett.*, **23**(6): 277–280.
- Horiguchi, T., Shimizu, K., Kurashima, T., Tateda, M., y Koyamada, Y. (1995). Development of a distributed sensing technique using brillouin scattering. *Journal of Lightwave Technology*, **13**(7): 1296–1302.
- Hughes, R. y Jarzynski, J. (1980). Static pressure sensitivity amplification in interferometric fiber-optic hydrophones. *Appl. Opt.*, **19**(1): 98–107.
- Hymans, A. J. y Lait, J. (1960). Analysis of a frequency-modulated continuous-wave ranging system. *Proceedings of the IEE - Part B: Electronic and Communication Engineering* **107**, pp. 365–372.
- Inaudi, D. y Glisic, B. (2006). Distributed fiber optic strain and temperature sensing for structural health monitoring. En: *In Proceedings of the Third International Conference on Bridge Maintenance, Safety and Management.*, July, Porto, Portugal. pp. 16–19.
- Ito, F., Fan, X., y Koshikiya, Y. (2012). Long-range coherent ofdr with light source phase noise compensation. *J. Lightw. Technol.*, **30**(8): 1015–24.

- Izumita, H., i. Furukawa, S., Koyamada, Y., y Sankawa, I. (1992). Fading noise reduction in coherent otdr. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(2): 201–203.
- Izumita, H., Koyamada, Y., Furukawa, S., y Sankawa, I. (1994a). The performance limit of coherent otdr enhanced with optical fiber amplifiers due to optical nonlinear phenomena. *Journal of Lightwave Technology*, 12(7): 1230–1238.
- Izumita, H., Koyamada, Y., Furukawa, S., y Sankawa, I. (1994b). The performance limit of coherent otdr enhanced with optical fiber amplifiers due to optical nonlinear phenomena. *J. Lightwave Technol.*, **12**(7): 1230–1238.
- Jackson, D. A., Dandridge, A., y Sheem, S. K. (1980a). Measurement of small phase shifts using a single-mode optical-fiber interferometer. *Opt. Lett.*, **5**(4): 139–141.
- Jackson, D. A., Priest, R., Dandridge, A., y Tveten, A. B. (1980b). Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber. *Applied Optics*, 19(17): 2926–2929.
- Jáuregui, C., López-Higuera, J. M., Cobo, A., Conde, O. M., y Zubía, J. (2006). Multiparameter sensor based on a chaotic fiber-ring resonator. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(10): 2024–2031.
- Jie, W., Xin-Hong, J., y Yun-Jiang, R. (2013). Phase-sensitive optical time-domain reflectometer based on bi-directional raman amplification. *Acta Phys. Sin*, 62(4): 044212–5.
- Jones, M. D. (1993). Using simplex codes to improve otdr sensitivity. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 5(7): 822–824.
- Juarez, J. C. y Taylor, H. F. (2005). Polarization discrimination in a phase-sensitive optical time-domain reflectometer intrusion-sensor system. *Opt. Lett.*, **30**(24): 3284–3286.
- Juarez, J. C. y Taylor, H. F. (2007). Field test of a distributed fiber-optic in-trusion sensor system for long perimeters. *App. Opt.*, 46(11): 1968–1971.
- Juarez, J. C., Maier, E. W., Choi, K. N., y Taylor, H. F. (2005). Distributed fiber optic intrusion sensor system. *IEEE J. Lightwave Technol.*, **23**(6): 2081–2087.
- Kao, K. C. y Hockham, G. A. (1966). Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, **113**: 1151–1158.
- Kashyap, R. y Nayar, B. (1983). An all single-mode fiber michelson interferometer sensor. *Journal of Lightwave Technology*, **1**(4): 619–624.
- Kersey, A. D. (1991). *Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists*. John Wiley and sons. pp. 325–368.
- Kersey, A. D. (1996). A review of recent developments in fiber optic sensor technology. *Opt. Fiber Technol.*, 2(3): 291–317.
- Kersey, A. D. y Dandridge, A. (1989). Analysis of intrinsic crosstalk in tapped-serial and fabry-perot interferometric fiber sensor arrays. En: *Fiber Optic and Laser Sensors VI*. Vol. 0985, pp. 0985 – 0985 – 12.

- Kersey, A. D., Dandridge, A., y Tveten, A. B. (1987). Time-division multiplexing of interferometric fiber sensors using passive phase-generated carrier interrogation. *Opt. Lett.*, **12**(10): 775–777.
- Kersey, A. D., Marrone, M. J., y Davis, M. A. (1991). Polarisation-insensitive fibre optic michelson interferometer. *Electronics Letters*, **27**(6): 518–520.
- Kersey, A. D., Berkoff, T. A., y Morey, W. W. (1993). Multiplexed fiber bragg grating strain-sensor system with a fiber fabry-perot wavelength filter. *Opt. Lett.*, **18**(16): 1370–1372.
- Kersey, A. D., Davis, M. A., Patrick, H. J., LeBlanc, M., Koo, K. P., Askins, C. G., Putnam, M. A., y Friebele, E. J. (1997). Fiber grating sensors. *Journal of Lightwave Technology*, **15**(8): 1442–1463.
- Kieckbusch, S., Knothe, C., y Brinkmeyer, E. (2003). Fast and accurate characterization of fiber bragg gratings with high spatial and spectral resolution. in *Optical Fiber Communications Conference*, 371: 379–381.
- Kikuchi, K., Naito, T., y Okoshi, T. (1988). Measurement of raman scattering in single-mode optical fiber by optical time-domain reflectometry. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **24**(10): 1973–1975.
- Kirkendall, C. K. y Dandridge, A. (2004). Overview of high performance fibre-optic sensing. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**(18): R197.
- Koch, T. L. y Bowers, J. E. (1984). Nature of wavelength chirping in directly modulated semiconductor lasers. *Electron. Lett.*, **20**(25): 1038–1040.
- Koo, K. P., Tventen, A. B., y Dandridge, A. (1982). passive stabilization scheme for fiber interferometry using 3x3 fiber directional couplers. *Appl. Phys. Lett.*, 14: 616.
- Koyamada, Y., Imahama, M., Kubota, K., y Hogari, K. (2009). Fiber-optic distributed strain and temperature sensing with very high measurand resolution over long range using coherent otdr. *Journal of Lightwave Technology*, 27(9): 1142–1146.
- Kreger, S. T., Gifford, D. K., Froggatt, M. E., Soller, B. J., y Wolfe, M. S. (2006). High resolution distributed strain or temperature measurements in single- and multi-mode fiber using swept-wavelength interferometry. En: *Optical Fiber Sensors*. Optical Society of America, p. ThE42.
- Kurashima, T., Horiguchi, T., y Tateda, M. (1990). Thermal effects on the brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers. *Appl. Opt.*, **29**(15): 2219–2222.
- Lee, B. H., Kim, Y. H., Park, K. S., Eom, J. B., Kim, M. J., Rho, B. S., y Choi, H. Y. (2012). Interferometric fiber optic sensors. *Sensors*, 12(3): 2467–2486.
- Lee, D., Yoon, H., Kim, P., Park, J., Kim, N. Y., y Park, N. (2004). Snr enhancement of otdr using biorthogonal codes and generalized inverses. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(1): 163–165.
- Li, J. X., Xu, H., Liu, L., Su, P. C., y Zhang, J. G. (2015). Chaotic optical time-domain reflectometry using a distributed feedback laser diode modulated by an improved colpitts oscillator. *Optical Engineering*, **54**(5): 56101–6.

- Lin, F. Y. y Liu, J. M. (2004a). Chaotic lidar. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 10(5): 991–997.
- Lin, F. Y. y Liu, J. M. (2004b). Chaotic radar using nonlinear laser dynamics. *IEEE J. Quantum Electron.*, 40(6): 815–820.
- Liu, X., Zhang, X., Liu, Y., Liu, Z., y Peng, W. (2016). Multi-point fiber-optic refractive index sensor by using coreless fibers. *Opt. Comm.*, **365**: 168–172.
- Lu, Y., Zhu, T., Chen, L., y Bao, X. (2010). Distributed vibration sensor based on coherent detection of phase-otdr. *Journal of lightwave Technology*, **28**(22): 3243–3249.
- Machavaram, V. R., Badcock, R. A., y Fernando, G. F. (2007). Fabrication of intrinsic fibre fabry-perot sensors in silica fipero using hydrofluoric acid etching. *Sen. Actuat. A*, 138: 248–260.
- Mamidi, V. R., Kamineni, S., Ravinuthala, L. S. P., Madhuvarasu, S. S., Thumu, V. R., Pachava, V. R., y Putha, K. I. (2014). Fiber bragg grating-based high temperature sensor and its low cost interrogation system with enhanced resolution. *Optica Applicata*, **44**(2): 299–308.
- Mandel, L. (1959). Fluctuations of photon beams: the distribution of the photoelectrons. *Proc. Phys. Soc. (London)*, **74**: 233–243.
- Martins, H. F., Martin-Lopez, S., Corredera, P., Filograno, M. L., Frazao, O., y Gonzalez-Herraez, M. (2013a). Coherent noise reduction in high visibility phase sensitive optical time domain reflectometer for distributed sensing of ultrasonic waves. *J. Lightw. Technol.*, 31(23): 3631–3637.
- Martins, H. F., Martin-Lopez, S., Corredera, P., Salgado, P., Frazão, O., y González-Herráez, M. (2013b). Modulation instability-induced fading in phase-sensitive optical time-domain reflectometry. *Opt. Lett.*, **38**(6): 872–874.
- Martins, H. F., Martín-López, S., Corredera, P., Filograno, M. L., ao, O. F., y Gonzalez-Herráez, M. (2014). Phase-sensitive optical time domain reflectometer assisted by first-order raman amplification for distributed vibration sensing over >100 km. *J. Lightwave Technol.*, 32(8): 1510–1518.
- Martins, H. F., Shi, K., Thomsen, B. C., Martin-Lopez, S., Gonzalez-Herraez, M., y Savory, S. J. (2017). Code length limit in phase-sensitive otdr using ultralong (x003e;1m bits) pulse sequences due to fading induced by fiber optical path drifts. En: *2017 25th Optical Fiber Sensors Conference (OFS)*, April. pp. 1–4.
- Maughan, M. S., Kee, H. H., y Newson, P. T. (2001a). Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous brillouin backscatter. *Measurement Science and Technology*, **12**: 834–842.
- Maughan, M. S., Kee, H. H., y Newson, P. T. (2001b). Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous brillouin backscatter. *Measurement Science and Technology*, 27: 834–842.
- Meltz, G., Morey, W. W., y Glenn, W. H. (1989). Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics letters*, **14**(15): 823–825.

- Melvin, L. (1967). Classical noise. v. noise in self-sustained oscillators. *Physical Review*, **160**(2): 290–307.
- Morris, P., Hurrell, A., Shaw, A., Zhang, E., y Beard, P. (2009). A fabry-perot fiber-optic ultrasonic hydrophone for the simultaneous measurement of temperature and acoustic pressure. *J. Acoust. Soc. Am.*, 125: 3611–3622.
- Moslehi, B. (1986). Analysis of optical phase noise in fiber-optic systems employing a laser source with arbitrary coherence time. *Journal of lightwave technology*, **LT-4**(9): 1334–1351.
- Muanenda, Y., Oton, C. J., Faralli, S., y Pasquale, F. D. (2016). A cost-effective distributed acoustic sensor using a commercial off-the-shelf dfb laser and direct detection phase-otdr. *IEEE Photonics J.*, 8(1): 1–10.
- Nazarathy, M., Newton, S. A., Giffard, R. P., Moberly, D. S., Sischka, F., Trutna, W. R., y Foster, S. (1989). Real-time long range complementary correlation optical time domain reflectometer. *Journal of Lightwave Technology*, **7**(1): 24–38.
- Nazarathy, M., Newton, S., y Trutna, W. (1990). Complementary correlation otdr with three codewords. *Electronics Letters*, **26**: 70–71(1).
- Newton, S. A. (1990). Novel approaches to optical reflectometry. En: *7th IEEE Conference on Instrumentation and Measurement Technology*, Feb. pp. 329–333.
- Ohtsubo, J. (2012). Chaos synchronization and chaotic signal masking in semiconductor lasers with optical feedback. *IEEE J. Quantum Electron.*, 38(9): 1141—1154.
- Okada, K., Hashimoto, K., Shibata, T., y Nagaky, Y. (1980). Optical cable fault location using correlation technique. *Electron. Lett.*, 16(16): 629–630.
- Park, J. y Taylor, H. F. (2003). Fiber optic intrusion sensor using coherent optical time domain reflectometer. *Japanese Journal of Applied Physics*, 42(6A): 3481, 2003.
- Parker, T. R., Farhadiroushan, M., Handerek, V. A., y Roger, A. J. (1997). A fully distributed simultaneous strain and temperature sensor using spontaneous brillouin backscatter. *IEEE Photonics Technology Letters*, **9**(7): 979–981.
- Pedrotti, F. L., Pedrotti, L. M., y Pedrotti, L. S. (2007). *Introduction to Optics*. PearsonInternational: Upper Saddle River. NJ USA.
- Posada-Roman, J. E., A., G.-S. J., Poiana, D. A., y P., A. (2016). Fast interrogation of fiber bragg gratings with electro-optical dual optical frequency combs. *Sensors*, **16**(12): 2007–11.
- Qi, B., Chi, Y.-M., Lo, H.-K., y Qian, L. (2009). Experimental demonstration of a high speed quantum random number generation scheme based on measuring phase noise of a single mode laser. *arXiv*.
- Qin, Z., Chen, L., y Bao, X. (2012). Wavelet denoising method for improving detection performance of distributed vibration sensor. *IEEE Photonic Tech Lett.*, 24(7): 542–544.
- Ran, J., Rao, Y., Zhang, J., Liu, Z., y Xu, B. A. (2009). miniature fiber-optic refractive-index sensor based on laser-machined fabry-perot interferometer tip. *J. Lightw. Technol.*, 27(23): 5426–5429.

- Ran, Y., Xia, L., Han, Y., Li, W., Rohollahnejad, J., Wen, Y., y Liu, D. (2015). Vibration fiber sensors based on sm-ncsm fiber structure. *IEEE Photonics J.*, **7**(2).
- Ran, Z. L., Rao, Y. J., Liu, W. J., Liao, X., y Chiang, K. S. (2008). Laser-micromachined fabry-perot optical fiber tip sensor for high-resolution temperature-independent measurement of refractive index. *Opt. Exp.*, **16**(3): 2252–2263.
- Rao, Y.-J., Deng, M., Duan, D.-W., Yang, X.-C., Zhu, T., y Cheng, G.-H. (2007). Micro fabry-perot interferometers in silica fibers machined by femtosecond laser. *Opt. Express*, **15**(21): 14123–14128.
- Reidler, I., Aviad, Y., Rosenbluh, M., y Kanter, I. (2009). Ultrahigh-speed random number generation based on a chaotic semiconductor laser. *Phys. Rev. Lett.*, 103(2): 024102.
- Rivera, J. L., Sánchez, M. P., Miridonov, A., y Stepanov, S. (2013). Adaptive sagnac interferometer with dynamic population grating in saturable rare-earth-doped fiber. *Opt. Express*, **21**(4): 4280–4290.
- Saito, S., Yamamoto, Y., y Kimura, T. (1982). Semiconductor laser fsk modulation and optical direct discrimination detection. *Electronics Letters*, **18**(11): 468–469.
- Sakai, I., Parry, G., y Youngquist, R. C. (1986). Multiplexing fiber-optic sensors by frequency modulation: cross-term considerations. *Opt. Lett.*, **11**(3): 183–185.
- Seigman, A. E., Daino, B., y Manes, K. R. (1967). Preliminary measurements of laser short-term fluctuations. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-3**: 180–189.
- Seo, W. (1994). *Fiber Optic Intrusion Sensor Investigation*. Tesis de doctorado, TEXAS AM UNIVERSITY.
- Sharma, S., Patel, P., Patel, R., y Vora, J. (2007). Density and comparative refractive index study on mixing properties of binary liquid mixtures of eucalyptol with hydrocarbons at 303.15, 308.15 and 313.15 k. *E-Journal of Chemistry*, **4**(3): 343–349.
- Sheem, S. K., Giallorenzi, T. G., y Koo, K. (1982). Optical techniques to solve the signal fading problem in fiber interferometers. *Appl. Opt.*, **21**(4): 689–693.
- Shim, H. K., Cho, K. Y., Takushima, Y., y Chung, Y. C. (2012). Correlation-based otdr for in-service monitoring of 64-split tdm pon. *Opt. Express*, 20(5): 4921–4926.
- Shimizu, K., Horiguchi, T., y Koyamada, Y. (1992). Characteristics and reduction of coherent fading noise in rayleigh backscattering measurement for optical fibers and components. *J. Lightw. Technol.*, 10(7): 982–987.
- Shiota, T. y Wada, F. (1992). Distributed temperature sensors for single-mode fibers. En: *Proc. SPIE*. Vol. 1586, pp. 13–18.
- Shlyagin, M. y Arias, A. (2011). Simple cw correlation otdr for interrogation of multiplexed low-reflectivity fbg sensors. En: *Proc. SPIE*. Vol. 7753, p. 77538.
- Shlyagin, M., Arias, A., y Martinez, R. M. (2014). Distributed detection and localization of multiple dynamic perturbations using coherent correlation otdr. En: *Proc. SPIE*. Vol. 9157, p. 91576Z.

- Shlyagin, M. G., Miridonov, S. V., Tentori, D., y Castillo, J. (1997). Twin grating-based interferometric fiber sensor. En: *12th International Conference on Optical Fiber Sensors*. Optical Society of America, p. OThC17.
- Shlyagin, M. G., Miridonov, S. V., Tentori-Santa-Cruz, D., Mendieta-Jimenez, F. J., y Spirin, V. V. (1999). Multiplexing of grating-based fiber sensors using broadband spectral coding. En: *Proc.SPIE*. International Society for Optics and Photonics, Vol. 3541, pp. 271–279.
- Shlyagin, M. G., Manuel, R. M., y Esteban, . (2013). Optical-fiber self-referred refractometer based on fresnel reflection at the fiber tip. *Sens. Actuators B, Chem.*, **178**: 263–269.
- Simpson, T. B., Liu, J. M., Gavrielides, A., Kovanis, V., y Alsing, P. M. (1994). Period-doubling route to chaos in a semiconductor laser subject to optical injection. *Appl. Phys. Lett.*, 64(26): 3539–3541.
- Soto, M. A., Sahu, P. K., Faralli, S., Bolognini, G., Pasquale, F. D., Nebendahl, B., y Rueck, C. (2007). Distributed temperature sensor system based on raman scattering using correlation-codes. *Electronics Letters*, **43**(16): 862–864.
- Soto, M. A., Bolognini, G., y Pasquale, F. D. (2010). Analysis of pulse modulation format in coded botda sensors. *Opt. Express*, 18(4): 14878–14892.
- Sudbo, A. S. (1983). An optical time-domain reflectometer with low-power ingaasp diode laser. *Journal of Lightwave Technology*, **1**(4): 616–618.
- Takushima, Y. y Chung, Y. C. (2007). Optical reflectometry based on correlation detection and its application to the in-service monitoring of wdm passive optical network. *Opt. Express*, 15(9): 5318–5326.
- Taylor, H. y Lee, C. (1993). Apparatus and method for fiber optic intrusion sensing. US Patent 5,194,847.
- Thévenaz, L. (2011). *Advanced Fiber Optics: Concepts and Technology*. EPFL Press. pp. 265–268.
- Tkach, R. y Chraplyvy, A. (1986). Phase noise and linewidth in an ingaasp dfb laser. *Journal of Lightwave Technology*, **4**(11): 1711–1716.
- Uttam, D. y Culshaw, B. (1985). Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using frequency modulated continuous wave ranging technique. *J. Lightw. Technol.*, **3**(5): 971–977.
- Vacher, R. y Pelous, J. (1976). Behavior of thermal phonons in amorphous media from 4 to 300 k. *Physical Review B*, **14**: 823–828.
- VonderWeid, J. P., Passy, R., Mussi, G., y Gisin, N. (1997). On the characterization of optical fiber network components with optical frequency domain reflectometry. *Journal of Lightwave Technology*, 15(7): 1131–1141.
- Wan, X. y Taylor, H. F. (2002). Intrinsic fiber fabry-perot temperature sensor with fiber bragg grating mirrors. *Opt. Lett.*, 27: 1388–1390.
- Wang, A. y Wang, Y. (2010). Chaos correlation optical time domain reflectometry. *Sci. China Inf. Sci.*, 53(2): 398–404.

- Wang, A., Xiao, H., Wang, J., Wang, Z., Zhao, W., y May, R. (2001). Self-calibrated interferometric-intensity-based optical fiber sensors. *J. Lightwave Technol.*, **19**(10): 1495–1501.
- Wang, A., Wang, N., Yang, Y., Wang, B., Zhang, M., y Wang, Y. (2012a). Precise fault location in wdm-pon by utilizing wavelength tunable chaotic laser. *J. Lightwave Technol.*, **30**(21): 3420–3426.
- Wang, X., Xu, J., Zhu, Y., Cooper, K. L., y Wang, A. (2006). All-fused-silica miniature optical fiber tip pressure sensor. *Opt. Lett.*, **31**(7): 885–887.
- Wang, Y., Gong, J., Wang, D. Y., Dong, B., Bi, W., y Wang, A. (2011). A quasi-distributed sensing network with time-division-multiplexed fiber bragg gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, **23**(2): 70–72.
- Wang, Y., Gong, J., Dong, B., Wang, D., Shillig, T., y Wang, A. (2012b). A large serial time-division multiplexed fiber bragg grating sensor network. *J. Lightwave Technol.*, **30**(17): 2751 – 2756.
- Wang, Y. C., Wang, B. J., y Wang, A. B. (2008). Chaotic correlation optical time domain reflectometry utilizing laser diode. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**(19): 1636—1638.
- Wang, Z., Shen, F., Song, L., Wang, X., y Wang, A. (2007). Multiplexed fiber fabry péröt interferometer sensors based on ultrashort bragg gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, **19**(8): 622–624.
- Wang, Z. N., Li, J., Fan, M. Q., Zhang, L., Peng, F., Wu, H., Zeng, J. J., Zhou, Y., y Rao, Y. J. (2014). Phase-sensitive optical time-domain reflectometry with brillouin amplification. *Opt. Lett.*, **39**(15): 4313–4316.
- Wang, Z. N., Fan, M. Q., Zhang, L., Wu, H., Churkin, D. V., Li, Y., Qian, X. Y., y Rao, Y. J. (2015). Long-range and high-precision correlation optical time-domain reflectometry utilizing an all-fiber chaotic source. *Opt. Express*, **23**(12): 15514–15520.
- Wei, T., Y., Tsai, H. L., y Xiao, H. (2008). Miniaturized fiber inline fabry-perot interferometer fabricated with a femtosecond laser. *Opt. Lett.*, **33**: 536–538.
- Wu, C., Tse, M. L. V., Liu, Z., Guan, B. O., Zhang, A. P., Lu, C., y Tam, H. Y. (2014). In-line microfluidic integration of photonic crystal fibres as a highly sensitive refractometer. *Analyst*, **139**(21): 5422–5429.
- Xia, L., Huang, D., Xu, J., y Liu, D. (2013). Simultaneous and precise fault locating in wdm-pon by the generation of optical wideband chaos. *Opt. Lett.*, **20**(19): 3762–3764.
- Xia, L., Yu, C., Ran, Y., Xu, J., y Li, W. (2015). Static/dynamic strain sensing applications by monitoring the correlation peak from optical wideband chaos. *Opt. Express*, **23**(20): 26113–26123.
- Xiaoyi, B. y Liang, C. (2012). Recent progress in distributed fiber optic sensors. *Sensors*, **12**(7): 8601–8639.
- Xu, F., Brambilla, G., y Lu, Y. (2009). A microfluidic refractometric sensor based on gratings in optical fibre microwires. *Opt. Exp.*, **17**(23): 20866–20871.

- Xu, F., Qi, B., Ma, X., Xu, H., Zheng, H., y Lo, H. K. (2012). Ultrafast quantum random number generation based on quantum phase fluctuations. *Opt. Express*, **20**(11): 12366–12377.
- Yamamoto, Y. (1980). Receiver performance evaluation of various digital optical modulation-demodulation systems in the 0.5-10 μ m wavelength region. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **16**(11): 1251–1259.
- Yamamoto, Y. y Kimura, T. (1981). Coherent optical fiber transmission systems. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**: 919–935.
- Yariv, A. (1975). *Quantum Electronics*. New York: Wiley, segunda edición.
- YOKOGAWA (2001). *Optical Spectrum Analyzer, A User's Guide* recuperado en julio de 2018 de <http://www.maxtechinst.com.hk/jpg/new/AQ6370>
- Yuksel, K., Wuilpart, M., Moeyaert, V., y Megret, P. (2009). *Optical frequency domain reflectometry: A review*. En: 2009 11th International Conference on Transparent Optical Networks, June. pp. 1–5.
- Z. Luo, H. W., Guo, H., y Yang, M. (2013). A time - and wavelength-division multiplexing sensor network with ultra-weak fiber bragg gratings. *Opt. Express*, **21**(19): 22799–22807.
- Zhan, Y., Cai, H., Qu, R., Xiang, S., Fang, Z., y Wang, X. (2004). Fiber bragg grating temperature sensor for multiplexed measurement with high resolution. *Optical Engineering*, **43**(10): 2358–2362.
- Zhang, X. y Yang, L. (2014). A fiber bragg grating quasi-distributed sensing network with a wavelength-tunable chaotic fiber laser. *Systems Science & Control Engineering*, **2**(1): 268–274.
- Zhao, C. L., Li, J., Zhang, S., y Zhang, Z. (2013). Simple fresnel reflection-based optical fiber sensor for multipoint refractive index measurement using an awg. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **25**(6): 606–608.
- Zhao, Y. y Liao, Y. (2004). Discrimination methods and demodulation techniques for fiber bragg grating sensors. *Optics and Lasers in Engineering*, **41**(1): 1–18.
- Zujie, F., K., C. K., Ronghui, Q., y Haiwen, C. (2012). *Fundamentals of Optical Fibers*, pp. 10–75. John Wiley Sons, Inc.