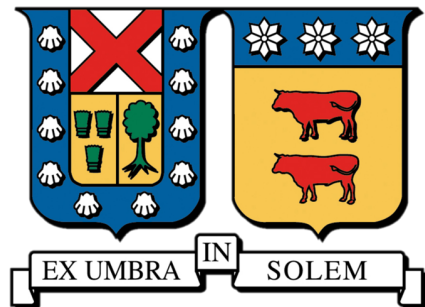


Universidad Técnica Federico Santa María
Departamento de Electrónica
Valparaíso-Chile



Implementación de un sensor acústico distribuido en fibra óptica basado en detección heterodina y demodulación digital

Memoria para optar al título de Ingeniera Civil Electrónica

Valentina Barreda Aranda

Profesor Guía: Marcelo Soto Hernández
Profesor Coreferente: Ricardo Olivares Véliz

25 de enero de 2025

Agradecimientos

A mi familia, por su incondicional apoyo y confianza en mis capacidades. A mis buenos amigos Ítalo, Joel, Catalina y Gonzalo. A mi profesor coreferente, Ricardo Olivares, por estar siempre dispuesto a dar consejo y palabras amables. A mi profesor guía, Marcelo Soto, por su admirable compromiso en la enseñanza y su trabajo como guía e investigador. Mi más profunda gratitud a todos los mencionados anteriormente por su paciencia y palabras de aliento.

Agradezco también a los proyectos que hicieron posible la parte experimental de esta memoria de titulación:

- Fondecyt Regular 1200299
- Fondecyt Regular 1241085
- Fondequip EQM180226
- Fondequip EQM220113
- Basal AFB240002

Y para darle un lugar permanente a su nombre en esta maravillosa universidad, a Lucas Hernández, que en paz descanse, por su contagiosa alegría que tanto nos falta.

Resumen

El principal objetivo de esta memoria es la implementación de un sensor de reflectometría óptica en el dominio del tiempo sensible a la fase (ϕ OTDR). Específicamente, un sensor acústico distribuido heterodino con demodulación digital en cuadratura. Este tipo de sensado es característico por sus mediciones cuantitativas, es decir, permite reconstruir las señales acústicas obteniendo intensidad, frecuencia y fase de una perturbación en la fibra. Además, se busca eliminar los puntos de desvanecimiento aplicando el algoritmo de extracción de espectro y suma de vectores rotados, así como caracterizar el rendimiento del sensor con la relación señal-ruido estática y dinámica.

Abstract

The main objective of this undergraduate thesis is the implementation of a phase-sensitive optical time-domain reflectometry sensor (ϕ OTDR). Specifically, a heterodyne distributed acoustic sensor with in-phase quadrature digital demodulation. This sensing method is characterized by its quantitative measurements, allowing acoustic signal reconstruction by obtaining intensity, frequency and phase of a disturbance in the fiber. Additionally, the aim is to eliminate fading points by applying the spectrum extraction and sum of rotated vectors algorithm, and to characterize the sensor's performance under static and dynamic signal-to-noise ratio (SNR).

Acrónimos

ADC	analog-to-digital converter
ASE	amplified spontaneous emission
ATT	attenuator
AOM	acousto-optic modulator
BPD	balanced photodetector
C-OFDR	coherent optical frequency-domain reflectometry
C-OTDR	coherent optical time-domain reflectometry
DAS	distributed acoustic sensor(s)
DAQ	digital acquisition
DC	direct current
DOFS	distributed optical fibre sensor(s)
DVS	distributed vibration sensor(s)
EDFA	erbium-doped fibre amplifier
EOM	electro-optic modulator
ER	extinction ratio
FBG	fibre Bragg grating
FFT	fast Fourier transform
FRM	Faraday rotation mirror
FUT	fiber under test
IF	intermediate frequency
IQ	in phase, quadrature
LW	linewidth
NLL	narrow line laser
OC	optical coupler
OLO	optical local oscillator
OSA	optical spectrum analyzer
OTDR	optical time-domain reflectometry
PD	photodetector
PGC	phase generated carrier
PM	phase modulator
PSD	power spectral density
RF	radio frequency
RBS	Raylight backscattering signal
RMS	root mean square
SERVS	spectrum extracted rotated vector sum
SNR	signal-to-noise ratio

Índice general

1	Introducción	8
1.1	Motivación	8
1.2	Objetivos	8
2	Marco Teórico	10
2.1	Dispersión Rayleigh en fibra óptica	10
2.2	Reflectometría óptica en el dominio del tiempo	11
2.3	Componentes ópticos	13
2.3.1	Componentes pasivos	14
2.3.2	Componentes activos	15
2.4	Sensores distribuidos en fibra óptica	17
2.4.1	Conceptos generales de sensores distribuidos	17
2.4.2	Tipos de sensores distribuidos	17
2.4.3	Sensores acústicos distribuidos	20
2.5	Detección de fase	21
2.5.1	Detección con interferómetro	24
2.5.2	Detección Heterodina	28
2.5.3	Detección Homodina	30
2.6	Procesamiento digital de datos	31
2.6.1	Demodulación en cuadratura	31
2.6.2	Desenrollamiento de fase	33
2.6.3	Eliminación de desvanecimientos: Extracción de espectro y suma de vectores rotados	33
2.7	Sensibilidad en la detección heterodina óptica sensible a la fase	36
3	Implementación del Esquema de Detección	38
3.1	Diseño de esquema de detección heterodino	38
3.2	Esquema experimental	40
3.3	Validación del sensor implementado	44
4	Resultados Experimentales	49
4.1	Análisis de algoritmos de procesamiento	49
4.1.1	Algoritmos de desenrollamiento	49
4.1.2	Algoritmo de eliminación de desvanecimientos	50
4.2	Impacto de la frecuencia y amplitud de la perturbación	52
4.2.1	Efecto de ancho de pulso y gauge length	52
4.2.2	Efecto de ancho espectral de la fuente óptica	52
4.3	Sensibilidad a perturbación	53
4.3.1	Impacto de la frecuencia	54
4.3.2	Impacto del <i>strain</i>	56

4.4 Comparación con modelo teórico	57
5 Conclusiones	60

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación

La implementación de sensores acústicos distribuidos de fibra óptica con detección heterodina y demodulación digital IQ representa un avance significativo en el campo de la monitorización estructural y detección de eventos acústicos a lo largo de extensas infraestructuras como rieles, oleoductos y redes industriales. Estos sistemas se basan en tecnologías avanzadas de sensado que han demostrado ser cruciales para la gestión proactiva de la salud estructural y la seguridad operativa en diversas aplicaciones industriales.

Investigaciones recientes, destacan la relevancia de los sensores acústicos distribuidos (DAS) en la monitorización de condiciones en sistemas ferroviarios, donde la capacidad de detectar y localizar eventos acústicos de manera precisa es fundamental para prevenir accidentes y optimizar el mantenimiento estructural [1].

En el monitoreo sísmico, los experimentos han abarcado desde la detección de terremotos locales hasta tele-sísmicos, la monitorización de icequakes glaciares, y fenómenos oceanográficos en el lecho marino [2] utilizando la fibra óptica como seismómetros distribuidos. Además, el uso de técnicas avanzadas como el aprendizaje profundo para la detección de terremotos en datos DAS promete una precisión y rapidez de análisis mayor a la tecnología sísmica actual [3].

En la industria del petróleo y gas, la aplicación de sensores DAS muestra cómo estos sistemas son esenciales para la monitorización simultánea de vibraciones y temperatura a lo largo de extensas redes de oleoductos, mejorando significativamente la eficiencia operativa y la seguridad del transporte de hidrocarburos [4].

Esta memoria busca explorar y contribuir al conocimiento actual mediante la implementación y evaluación de un sensor acústico distribuido con detección heterodina y demodulación digital.

1.2. Objetivos

El objetivo principal de esta memoria es implementar un sensor acústico distribuido de fibra óptica en laboratorio, basado en detección de fase óptica, específicamente con reflectometría óptica sensible a la fase en el dominio del tiempo con detección óptica heterodina y demodulación digital.

Los objetivos secundarios del trabajo son relacionados al análisis de las respuestas del sensor implementado a diferentes escenarios mediante indicadores característicos de estos sistemas. En específico:

- Estudio de algoritmos de mejora del rendimiento de un sensor DAS con enfoque en disminuir los puntos de desvanecimiento.
- Analizar el efecto de diferentes anchos de pulso en el sensor DAS.
- Analizar el efecto del ancho de línea de la fuente óptica en el rendimiento del sensor DAS.
- Caracterizar los límites del sensor mediante el cálculo de la relación señal-ruido (SNR) estática y dinámica.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Dispersión Rayleigh en fibra óptica

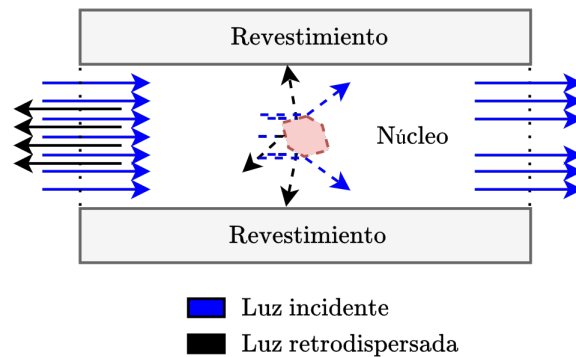


Figura 2.1: Diagrama de RBS en fibra óptica

La dispersión Rayleigh es un fenómeno físico que ocurre cuando una onda electromagnética colisiona con una partícula de tamaño mucho menor a su longitud de onda λ . Es una dispersión de tipo elástica, es decir, no hay pérdida de energía cinética en el sistema. Su intensidad I_R es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda, matemáticamente esto se expresa como $I_R \propto 1/\lambda^4$. Por lo anterior, la intensidad de la dispersión Rayleigh aumenta con longitudes de onda cortas (e.g. ultravioleta) o, equivalentemente, disminuye con longitudes de onda largas (e. g. infrarrojo) [5].

Una fibra óptica es una guía de onda que permite la transmisión de luz, en ella la luz se dispersa por diferentes motivos y conllevan variadas consecuencias. Este escrito se limita a mencionar tres tipos utilizados en sensado con fibra óptica, estas son: Rayleigh, Raman (ver sec. 2.4.2.1) y Brillouin (ver sec. 2.4.2.2).

Generalmente la fibra óptica es fabricada con vidrio que, en su estado líquido, se estira hasta obtener un hilo. En este estado las moléculas de silicio se mueven libremente produciendo fluctuaciones de densidad y, por ende, cambios del índice de refracción. Son estas inhomogeneidades las que producen dispersión de la luz en la fibra óptica, siendo la dispersión Rayleigh la principal causa de atenuación en fibra óptica, otras pérdidas son causadas por impurezas, absorción y radiación. En un ancho de banda de 25 THz, centrado en 1550 nm, la atenuación en la fibra óptica es mínima en comparación al resto del espectro óptico con

pérdidas de 0,2 dB/km. [10]

La capacidad de la fibra óptica para dirigir la luz se explica en una diferencia positiva entre el índice de refracción del interior y exterior del pelo de fibra óptica denominados núcleo y revestimiento, respectivamente. A saber, sea el índice de refracción del núcleo n_1 y el índice de refracción del revestimiento n_2 , entonces $n_1 > n_2$. Por ley de Snell, sobre un ángulo crítico θ_c , existe reflexión interna total dentro del núcleo [6].

La figura 2.1 ilustra una sección de fibra óptica guiando luz de izquierda a derecha que impacta una inhomogeneidad del núcleo (en rosa), de este modo, parte de la luz se dispersa tomando diferentes direcciones. Si la luz dispersada incide en un ángulo mayor a θ_c , en el revestimiento, se propagará hacia la izquierda o derecha. La luz que toma un sentido opuesto a la dirección original se conoce como luz de retro-dispersión Rayleigh (luz RBS, del inglés *Rayleigh backscattering*).

Como se menciona al inicio de esta sección, la dispersión Rayleigh es elástica por lo que no se transfiere energía al material, el vidrio. Esto significa que la longitud de onda de la luz RBS es igual a la longitud de la luz incidente. Además, para un mismo estímulo la potencia de la dispersión Rayleigh es mucho mayor a la potencia de la dispersión Raman o Brillouin. Ambas características son aprovechadas para caracterizar cables de fibra óptica en una técnica llamada reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR) [7].

2.2. Reflectometría óptica en el dominio del tiempo

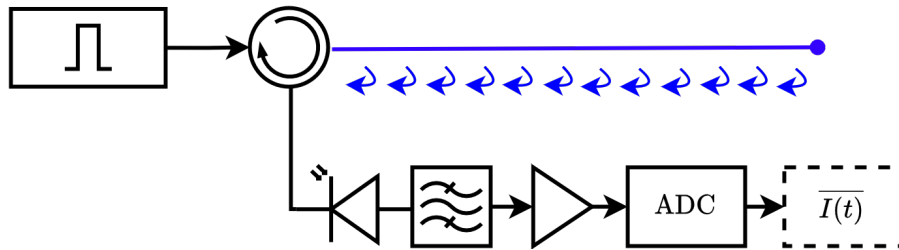


Figura 2.2: Esquema OTDR

La reflectometría en el dominio del tiempo (TDR) es un tipo de análisis utilizado con líneas de transmisión, caracterizado por medir la respuesta del sistema a pulsos de prueba de características adecuadas al objetivo y limitaciones de la medición. La reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR) aplica esta idea en el dominio óptico siguiendo un esquema como el que muestra la figura 2.2. A grandes rasgos, OTDR consiste en enviar pulsos de luz a un cable de fibra óptica (en azul) en uno de sus extremos y capturar la luz RBS en este mismo punto. La luz recibida entrega información de la atenuación y pérdidas a lo largo de la fibra óptica, logrando determinar aproximadamente el largo de la fibra óptica y ubicar conectores, empalmes y quiebres [7].

La técnica de OTDR consta de una fuente de luz monocromática conectada a un acoplador (divisor de luz) que une el cable de fibra óptica bajo prueba (FUT, del inglés *fiber under test*) con un receptor óptico. Típicamente, la fuente de luz es un láser semiconductor que se modula para obtener un pulso óptico y para un mejor desempeño se usa un componente óptico denominado circulador en vez de un acoplador [7].

El circulador, representado en la figura por una flecha circular contenida dentro de un círculo, es un

componente óptico pasivo (ver sec. 2.3.1) de múltiples puertos que transmite la luz de un puerto al siguiente consecutivamente e impide el paso de luz desde un puerto hacia el puerto previo [8]. En general, se utiliza un circulador de tres puertos; en el esquema OTDR el primer puerto se conecta a la fuente, el segundo a la fibra y el tercero al fotodiodo, alternativamente se refiere a estos enumerándolos como puerto uno, dos y tres. Cabe mencionar que este tipo de circulador no transmite luz entre los puertos 1 y 3.

Posteriormente, se inicia el proceso de digitalización de los datos, es decir, filtrar la señal eléctrica para descartar frecuencias innecesarias, amplificar lo obtenido y convertir esta señal analógica en una digital (con un *analog-digital converter*, ADC)[9].

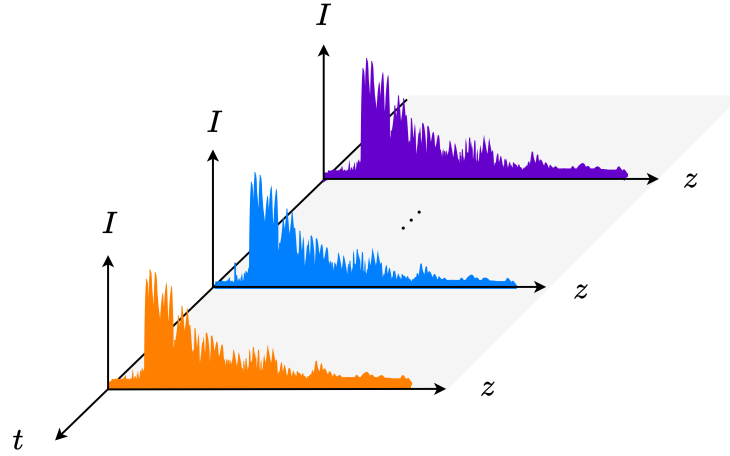


Figura 2.3: Visualización de datos y sus dimensiones en OTDR

La figura 2.3 representa visualmente las dimensiones involucradas en la toma de datos en OTDR. El objetivo es observar la variación de la intensidad de la señal retrodispersada en el tiempo. Tal como se ilustra, la señal obtenida es extremadamente ruidosa. Para aumentar la relación señal-ruido (SNR) se promedian varias mediciones [7].

En la actualidad un osciloscopio es capaz de realizar la digitalización y promediado, además de guardar estos datos en un archivo. Además, existen equipos exclusivamente dedicados a OTDR, con opciones para un análisis preciso, como la atenuación aproximada, largo aproximado, longitud de onda del láser, ancho del pulso de prueba y tiempo de medición para mejorar el SNR.

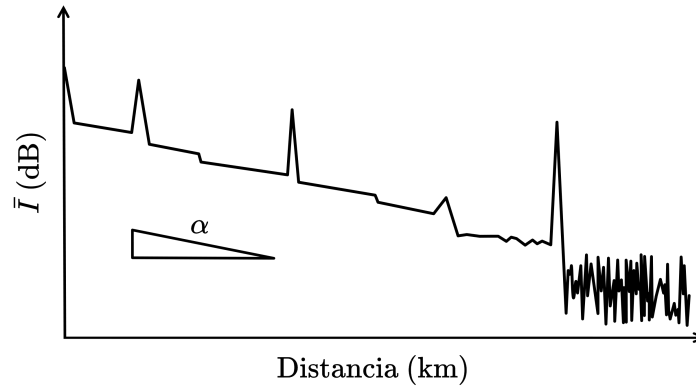


Figura 2.4: Traza OTDR

La figura 2.4 ilustra una típica medición OTDR. Esta señal se denomina traza OTDR; el concepto “traza” se utiliza de manera amplia para referirse a una señal óptica. Como se puede observar, los valores en el eje horizontal se expresan en kilómetros, esto es gracias a la relación entre el tiempo y la distancia, lo que facilita ubicar anomalías en la traza. Por otro lado, la potencia promedio en el eje vertical se expresa en decibelios para mejor visualización ya que la atenuación Rayleigh es de carácter exponencial. Así, el coeficiente de atenuación α es igual a la pendiente de la traza con unidad dB/km. Las discontinuidades de la traza OTDR informan de pérdidas o reflexiones, una repentina disminución de intensidad es causada por fibra doblada, empalmes o conectores, mientras que aumento repentino de intensidad se debe a reflexiones.

El máximo largo de la fibra que puede ser medido se denomina rango. Para definir el rango se debe considerar un tiempo adecuado para enviar y recibir las señales sin interacción entre sí. Además del tiempo que toma recorrer la fibra de ida y vuelta, en la práctica se recomienda una holgura de tiempo entre las trazas ópticas.

Es de gran importancia que la potencia de la señal de prueba sea suficientemente alta para tener un SNR mayor a 3 dB al final de la FUT. El SNR en una medición OTDR se cuantifica con la diferencia entre la intensidad promedio al final de la fibra con el promedio del piso de ruido. Como ilustra la figura 2.4, el final de la FUT se caracteriza por un aumento considerable de intensidad promedio seguido por una extendida variación aleatoria de baja intensidad (ruido).

El largo L de la FUT es igual a la velocidad del pulso óptico v_p por la mitad del tiempo en que se detecta luz RBS, es decir $T/2$. Este cálculo considera que la retrodispersión del pulso óptico al final de la FUT debe recorrer la fibra óptica en dirección opuesta, tomando el doble de tiempo que la transmisión de extremo a extremo del cable de fibra óptica. Sea n el índice de refracción, entonces:

$$L = \frac{v_p}{t_p} = \frac{c}{n} \frac{t_T}{2} \quad (2.1)$$

La ecuación 2.1, señala una relación entre longitud y tiempo, es más, con esta expresión se puede asociar la sección de fibra óptica Δz y el ancho temporal del pulso óptico Δt . El pulso actúa como una ventana móvil, en otras palabras, una sola posición enviará luz hacia el receptor óptico por el tiempo Δt . Este concepto se denomina resolución espacial, mejor definido como la distancia entre puntos independientes de medición. Matemáticamente:

$$\Delta z = \frac{c}{n} \frac{\Delta t}{2} \quad (2.2)$$

Variaciones de la técnica de medición OTDR permitieron el desarrollo del sensado de parámetros físicos en fibra óptica aplicados en campos como la química, detección de intrusos y monitoreo de estructuras civiles [43][44][45][46]. Es crucial para el entendimiento del lector, conocer el principio básico de funcionamiento de los componentes ópticos que conforman estas técnicas de medición en fibra óptica.

2.3. Componentes ópticos

El desarrollo de la óptica es variado y en aumento. En honor a la brevedad, esta sección presenta sólo los componentes relevantes a esta memoria.

2.3.1. Componentes pasivos

Los componentes ópticos pasivos no modifican la señal óptica y se utilizan en cualquier parte de un sistema óptico, principalmente entre la fuente de luz y la FUT. [11]



Figura 2.5: Componentes ópticos pasivos: a) aislador, b) controlador de polarización, c) acoplador óptico, d) filtro óptico, e) circulador, f) atenuador, g) fotodetector, h) fotodetector balanceado, i) rejilla de Bragg

La primera figura, 2.5 a), retrata un aislador el cual bloquea la luz en una dirección pero permite el paso en la dirección opuesta [12]. Esto es de gran importancia para la protección de otros componentes ópticos como por ejemplo la fuente de luz. [9]

En la siguiente figura, 2.5 b), se ilustra un controlador manual de polarización de tres etapas; una fibra óptica enrollada en tres aros consecutivos unidos tangencialmente a una base común. Estos aros pueden moverse adelante y atrás, torciendo ligeramente la fibra óptica. Con este componente, la polarización de la luz es afectada por un efecto elasto-óptico inducido, además que la torsión influencia la birrefringencia presente [13].

La figura 2.5 c) ilustra un acoplador óptico. Este tipo de componentes permiten unir o dividir señales ópticas. Existen diversas alternativas para estos dos conceptos siendo el más común el acoplador 1×2 con una razón de potencia 50/50 separando equitativamente la señal de luz recibida en dos, otras razones son 70/30, 90/10 y 99/1. Así mismo pueden unirse las señales, por ejemplo con un acoplador 2×1 . Se refiere a los componentes que unen y separan señales como 2×2 , 3×3 , y así sucesivamente [10]. La particularidad de cada acoplador dependerá de la necesidad del diseño.

En cuarto lugar, la figura 2.5 d) representa un filtro óptico. Particularmente, estos filtros tienen una dependencia de la longitud de onda en la transmisión o reflexión de la luz [14]. Para los fines de esta memoria se usarán sólo filtros pasabanda, con un ancho de banda fijo.

Posteriormente, la figura 2.5 e) ilustra un circulador. Este componente permite desacoplar la luz emitida de la retrodispersada. Es gracias a sus propiedades que se puede implementar un OTDR.

Sumado a lo anterior, existen los atenuadores ópticos, ilustrados en la figura 2.5 f), que permiten reducir la potencia óptica en cantidades fijas (e.g. 1 dB, 3 dB, 5 dB y 10 dB) o de forma variable. Los atenuadores se cuantifican como pérdidas de inserción en decibelios, así, conectados en cascada simplemente se suman estos valores. En lo que concierne a un atenuador óptico variable (VOA), las pérdidas por inserción son ajustables dentro de un rango, por ejemplo entre 2 dB y 50 dB [15]. Estos componentes son importantes para evitar sobrepasar los límites de potencia de ciertos instrumentos como fotodetectores, analizadores de espectro óptico y medidores de potencia óptica. Junto con lo anterior, también se conectan al final de secciones de fibra para evitar reflexiones.

La figura 2.5 g) representa un fotodetector, componente que, por efecto fotoeléctrico, convierte la corriente de fotones recibidos en corriente eléctrica. En la detección coherente se utilizan fotodiodos PN (unión p-n) o PIN (con un material intrínseco entre las regiones p y n) [10]. A su lado, la figura 2.5 h) ilustra un fotodetector balanceado (BPD del inglés *balanced photodetector*), que recibe dos señales ópticas en dos fotodiodos, los que se unen entregando la corriente diferencial [16].

Finalmente, la figura 2.5 i) presenta una rejilla de Bragg en fibra óptica (FBG, del inglés *fiber Bragg*

grating). Su principal característica es la capacidad de reflejar sólo una longitud de onda λ_b y transmitir la luz restante, de forma análoga a un filtro rechazabanda, y consiste de una fibra óptica con una distribución de índice de refracción variable. Por la alta sensibilidad de este componente, el valor de la longitud de onda λ_b cambia al someter la FBG a sutiles cambios de temperatura, torsión o presión [17].

2.3.2. Componentes activos

Al contrario de los componentes pasivos, los componentes activos sí modifican la señal, por ejemplo modulando o amplificando dicha señal. Además, se requiere generar esta señal óptica y analizar sus características en frecuencia. A continuación se describen los componentes activos e instrumentos ópticos relevantes para esta memoria.

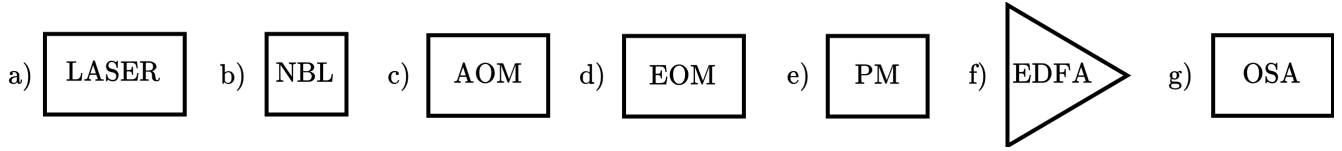


Figura 2.6: Componentes ópticos activos e instrumentos: a) láser, b) láser de ancho de línea angosta, c) modulador optoacústico, d) modulador optoelectrónico, e) modulador óptico de fase, f) amplificador de fibra dopada con erbio, g) analizador de espectros ópticos

En primer lugar, la figura 2.6 a) representa un láser, interpretación en español del acrónimo l.a.s.e.r. (*light amplification by stimulated emission of radiation*). Este dispositivo permite emitir luz monocromática de manera continua. Su funcionamiento se basa en el fenómeno físico de emisión estimulada de la luz, en el que un fotón interacciona con un ión provocando que los electrones bajen al nivel fundamental, provocando la emisión fotones con igual modo de propagación al fotón incidente [19]. Estos fotones se concentran en una cavidad con dos espejos donde uno de ellos permite la transmisión parcial de luz. El medio que permite amplificar requiere energía externa, eléctrica u óptica, para mantener la potencia del rayo de luz que emite el láser [18].

Si bien en condiciones ideales un láser monocromático emite luz en una sola longitud de onda λ_0 , en la práctica existen fluctuaciones de la fase óptica, conocidas como ruido de fase, lo que implica un ancho de banda centrado en λ_0 . Al tratarse de un espectro óptico tan fino se utiliza el concepto de ancho de línea (en inglés *linewidth*) [20]. En la figura 2.6 b), se presenta un bloque de bajo ancho de línea (NBL, del inglés *narrow band laser*) o, equivalentemente, de alta pureza espectral [21]. En los casos de ancho de línea angosto, la fase de la luz emitida es consistente para todos los dipolos. Además, en el caso de la luz retrodispersada la fase relativa de estos dipolos es fija, mientras se tenga una frecuencia estable y fibra óptica sin perturbar [9].

En la figura 2.6 c) se presenta el bloque representativo de un modulador optoacústico (AOM, del inglés *acousto optic modulator*), una de las tecnologías dominantes en implementación de sensores ópticos por su capacidad de modular intensidad, fase y dirección de una señal óptica [22]. La luz incidente que ingresa a un AOM pasa a través de un cristal donde interactúa con una variación periódica del índice de refracción n resultando en la difracción de la luz incidente. Esto se logra con un transductor piezo eléctrico que transforma la energía eléctrica en mecánica, en particular se convierte una señal de radiofrecuencia (RF) eléctrica a una señal acústica. Las ondas acústicas generadas presionan el cristal provocando el cambio del índice de refracción, que causa la difracción de la luz incidente y cuya luz difractada interfiere entre sí de manera constructiva o destructiva. La interferencia constructiva requiere estar bajo condiciones de Bragg. Variando la amplitud y frecuencia de la señal RF se puede modular la intensidad y fase, respectivamente,

de la señal óptica [23].

Por otro lado, dependiendo de la implementación, aplicar un voltaje modulador a un cristal electro-óptico, por ejemplo LiNbO₃ e InP, permite modular intensidad, frecuencia, fase o polarización. Este tipo de componente óptico activo se denomina modulador electro-óptico (EOM, del inglés *electro optic modulator*), representado por la figura 2.6 d).

Un EOM de intensidad puede ser implementado con un modulador de polarización y polarizadores o un modulador de fase y un interferómetro. Para el primer caso, un modulador de polarización, primero, filtra la luz incidente en un eje obteniendo una señal polarizada linealmente. Luego, esta señal atraviesa un cristal electro-óptico con doble refracción, es decir, descompone la señal en dos ondas ortogonales. Por efecto electro-óptico, aplicar un voltaje modulador V_m en un cristal electro-óptico cambia el índice de refracción. Considerando igual valor para los dos índices de refracción del cristal, uno por cada sección transversal, y voltaje constante se obtiene una señal con polarización circular. Añadiendo un polarizador, paralelo o perpendicular, al de entrada se selecciona sólo un eje de la señal, obteniendo así variaciones en la amplitud que dependen linealmente de V_m . Alternativamente, se controla la amplitud de la señal según la interferencia entre las dos señales recibidas utilizando un interferómetro Mach-Zehnder. Este interferómetro desacopla la luz incidente en dos caminos, o brazos, de largo L y $L + \Delta L$ y los vuelve a unir. Esta diferencia de largo produce un desfase entre las señales. Modulando la fase en uno o ambos brazos, la interferencia entre las señales depende de un voltaje modulador. En el caso de modular en los dos brazos el voltaje aplicado es igual pero con un desfase de 180° entre sí [22].

Los moduladores ópticos de intensidad son caracterizados principalmente por la razón de extinción. Sea I_0 la intensidad a la salida del modulador cuando no se aplica voltaje modulador V_m e I_m la intensidad de salida aplicando el máximo V_m , entonces:

$$\eta_m = \frac{|I_m - I_0|}{I_0} \quad I_m \leq I_0 \quad (2.3)$$

$$\eta_m = \frac{|I_m - I_0|}{I_m} \quad I_m \geq I_0 \quad (2.4)$$

Un modulador de fase (PM, del inglés *phase modulator*), ilustrado en la figura 2.6 e), aplica una señal sinusoidal $V_m \sin \omega_m t$ como voltaje modulador a un cristal electro-óptico. Al contrario a un modulador de polarización la luz incidente pasa por un polarizador alineado paralelamente con uno de los ejes principales para la descomposición en ondas ortogonales. De esta forma, el voltaje modulador sólo influencia el índice de refracción por efecto óptico en un eje. En el dominio de la frecuencia, la señal consta del espectro de la señal incidente $E_0 \cos \omega_0 t$ más componentes espaciados por la frecuencia ω_m y sus armónicos. Dicho de otra manera, el campo eléctrico modulado posee componentes en frecuencia $\omega_0 + n\omega_m$, con n un número entero. La amplitud E_n de cada uno de estos componentes corresponde a $E_n = \text{sgn}(n)E_0 J_n(\delta)$, con sgn la función signo, J_n la solución de Bessel de primer orden, y δ el índice de modulación de fase. Sea V_π correspondiente al voltaje que produce un desfase de π a la señal incidente, entonces $\delta = \pi V_m / V_\pi$ [22].

La figura 2.6 f) representa un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA del inglés *erbium doped fiber amplifier*). Este tipo de amplificador óptico está formado por una fibra dopada con Erblio, una tierra rara, que permite amplificar luz en las longitudes de onda entre 1525 nm y 1560 nm. Una fuente de luz envía una señal óptica a esta sección de fibra dopada en una longitud de onda más baja, también llamada señal de bombeo, para excitar los iones de Erblio E^{3+} y llevarlos a un nivel más alto de energía. Frecuentemente, la longitud de onda de bombeo es de 980 nm o 1480 nm y su ganancia es > 20 dB. Cuando los iones de erblio decaen emiten fotones (partículas que transportan energía) por efecto fotoeléctrico, es decir, se

emite luz cuando los electrones de dicho átomo bajan al nivel fundamental E_1 , este fenómeno se denomina emisión espontánea [24]. La amplificación de la luz emitida por emisión espontánea añade ruido a la señal óptica llamado ruido ASE (del inglés *amplified spontaneous emission*) [25]. De forma contraria, la emisión estimulada, previamente descrita en este capítulo, nace de la interacción entre un fotón y un ión. A lo largo de la fibra óptica dopada, se provoca la emisión estimulada una tras otra, proceso apodado como multiplicación de avalancha [24]. Como cualquier amplificador un EDFA actúa de forma lineal hasta que se satura en su máxima ganancia, punto en el que el ruido ASE es mínimo, por lo tanto, es conveniente ingresar la máxima potencia posible al amplificador.

Finalmente, la figura 2.6 h) ilustra un analizador de espectro óptico (OSA, del inglés *optical spectrum analyzer*). Un OSA es un instrumento de precisión diseñado para medir y graficar la distribución de potencia de una fuente óptica, en el eje vertical, a lo largo de un rango de longitudes de onda definido, en el eje horizontal [26].

2.4. Sensores distribuidos en fibra óptica

2.4.1. Conceptos generales de sensores distribuidos

Un sensor distribuido de fibra óptica actúa como una serie de sensores consecutivos, al mismo tiempo que se transporta la información en este mismo medio. En comparación con otros dispositivos, los sensores de fibra óptica son inmunes a interferencias electromagnéticas. Su principal beneficio es la capacidad de detectar anomalías en largas extensiones de terreno con una resolución de kilómetros o metros, y también el caso contrario, una resolución de centímetros en fibras ópticas cortas. Si bien este compromiso entre resolución y distancia de medición limita el diseño, los sensores distribuidos son altamente flexibles y robustos. Esta adaptabilidad se demuestra en las variadas aplicaciones en estructuras civiles, como caminos, edificios y puentes; en monitorización de medios de transporte de gran envergadura, por ejemplo, aviones y líneas de tren; y en sensado de resolución de centímetros o milímetros en usos médicos [27][28][29].

2.4.2. Tipos de sensores distribuidos

La interacción de la luz con el medio de propagación, en este caso la fibra óptica, conlleva efectos físicos elásticos e inelásticos. Para comprender el intercambio de energía entre la luz y la fibra de vidrio en las dispersiones inelásticas Raman y Brillouin, se debe entender primero el concepto de fonón.

Un fonón es un modo cuantizado de la vibración en redes periódicas y elásticas de átomos o moléculas. De manera alternativa, se puede entender un fonón como una onda de sonido cuantizada, así como un fotón es una onda de luz cuantizada. Existen dos tipos de fonones, el primero es el fonón óptico que oscila a alta frecuencia, en el orden de los THz y el centro de masa de la celda unitaria no se mueve, por lo que hay una interacción dipolo a dipolo entre fonones y fotones [30]. Opuesto es el caso del fonón acústico que se propaga a la velocidad del sonido, por lo que a baja frecuencia puede transmitirse por sólidos sin distorsión significativa [31]. Tanto la dispersión Raman como Brillouin en la fibra óptica son causadas por interacción entre fonones y fotones.

La sensibilidad, o la mínima señal detectable, en caso de perturbaciones acústicas se mide en deformación o *strain* $[\varepsilon]$ que es la razón entre la deformación sobre el largo total original $\varepsilon = \Delta L/L$. En ocasiones se utiliza la densidad espectral de potencia (PSD) $[\text{rad}^2/\text{Hz}]$ [9].

La figura 2.7 ofrece una comparación visual, en el dominio de la frecuencia, del efecto de las dispersiones Rayleigh, Raman y Brillouin en señales ópticas. Se observa que la dispersión Raman se manifiesta en un ancho de banda de 20 THz alrededor de la frecuencia f_0 de la señal óptica con una variación asimétrica de amplitud en sus componentes ante cambios de temperatura. La luz emitida por dispersión Brillouin se sitúa en un ancho de banda de 20 GHz, con una mayor amplitud y con un ancho de banda variable en respuesta a *strain* o cambios de temperatura. En contraste, la dispersión Rayleigh posee la mayor amplitud sin desplazamiento desde f_0 .

Este tipo de desplazamiento de frecuencia fue observado por Sir George Stokes. En su honor, se llama a las bandas resultante Stokes a la banda de frecuencia inferior a la central y anti-Stokes a la banda de frecuencia superior a la central [32].

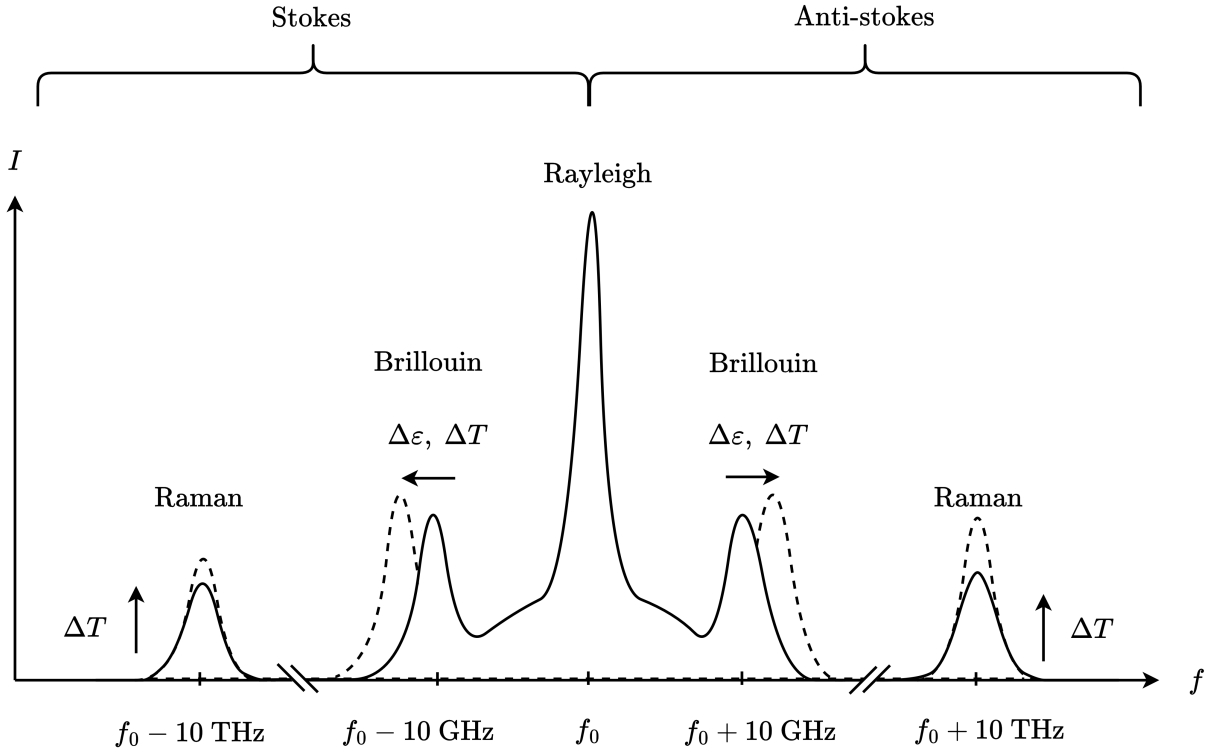


Figura 2.7: Características espectrales cualitativas de la dispersión Raman, Brillouin y Rayleigh bajo cambios de temperatura o tensión de temperatura ΔT y de tensión ión en una fibra óptica. Los efectos de la varia(*strain*) $\Delta \epsilon$ se ilustran con líneas punteadas. Además, una variación de intensidad o desplazamiento en frecuencia se ilustra con una flecha en la dirección del cambio

2.4.2.1. Sensores distribuidos Raman

Este tipo de sensado utiliza la dispersión espontánea Raman para obtener principalmente datos sobre cambios térmicos a lo largo de la fibra de sensado. La dispersión espontánea Raman es un fenómeno inelástico no lineal, producto de colisiones entre fotones y fonones ópticos. Dicho de otra forma, la luz incidente interacciona con los modos vibracionales o rotacionales de las moléculas en el medio de transmisión [33]. La luz absorbe o emite fonones desde o hacia la fibra de sensado, convirtiendo la señal óptica en luz Stokes o anti-Stokes, es decir, sufre un desplazamiento hacia baja y alta frecuencia respectivamente

[35]. El desplazamiento en frecuencia, que se ilustra cualitativamente en la figura 2.7, se provoca dentro de un rango en frecuencia de hasta 40 THz, con componentes dominantes a 13 THz de la frecuencia central. La razón de este comportamiento es particular a las fibras de vidrio, porque los niveles de energía vibracional de sus moléculas se unen para formar esta banda en frecuencia [34].

Una técnica de demodulación llamada de “doble canal”, usa la razón entre la intensidad de la banda Stokes Raman sobre la intensidad de la banda anti-Stokes Raman, eliminando la influencia de las fluctuaciones ópticas y mostrando un rendimiento estable. Sin embargo, la dispersión en la fibra disminuye la precisión. Por otro lado la técnica de un canal usa la señal Raman anti-Stokes, logrando un mejor SNR. Simple de implementar e instalar, la fuente de luz es inestable por lo que tiene peor rendimiento [35].

Los sensores distribuidos Raman son altamente estables por lo que se utilizan en entornos hostiles como detección de incendios o fugas en oleoductos y monitoreo de sistemas eléctricos o estructuras civiles. Las limitaciones de este tipo de sensado distribuido recaen en bajo SNR en comparación con sensores distribuidos Rayleigh o Brillouin. Por su no linealidad, la señal de dispersión Raman es de 60 a 70 dB menor al de la señal incidente. Otra limitación es su estricta sensibilidad a la temperatura ambiente lo que restringe a la medición de sólo un parámetro [35].

2.4.2.2. Sensores distribuidos Brillouin

Por su lado, los sensores distribuidos Brillouin se basan en el proceso no lineal Brillouin, fenómeno inelástico que sucede cuando la luz incidente interacciona con fonones acústicos, o pequeñas ondas de sonido dentro del material, de forma tal que la luz dispersada tiene una frecuencia ligeramente diferente a la luz incidente. Los fonones acústicos están presentes en cualquier material, con características relacionadas a las propiedades mecánicas de este [37].

En el sensado distribuido se utiliza la dispersión Brillouin estimulada y espontánea. Para el primer caso se accede a ambos extremos de la fibra óptica y se envía una señal óptica por cada lado. La interferencia entre estas ondas genera una onda semi-estacionaria acústica que, por efecto elasto-óptico, actúa como un índice de refracción móvil, como si una rejilla de Bragg se desplazara a lo largo de la fibra de sensado. Usando dispersión Brillouin espontánea, el sensado se basa en la interacción entre una luz incidente por un extremo de la fibra óptica con una onda acústica generada térmicamente (fonón acústico) que actúa como una rejilla Bragg móvil. En una fibra monomodo con un pulso de luz incidente de longitud de onda 1550 nm y ancho mayor a 30 ns, se generan las bandas de Stokes y anti-Stokes de un ancho de banda $\Delta\nu_B$ 30 MHz a 11 GHz de f_0 .

Las técnicas de sensado distribuido Brillouin permiten extraer información sobre los cambios en la temperatura y presencia de estrés mecánico, por ejemplo, la sensibilidad del cambio de frecuencia alrededor de 11 GHz en temperatura ambiente es de 1 MHz por grado °C y 50 MHz por un 0.1 % de elongación o contracción de la fibra óptica. Además, investigadores han demostrado sensar otros parámetros como humedad, vapor de agua y presión.

Estas estrategias de medición se enfocan en un análisis en frecuencia, enfrentando problemas como reducción de sensibilidad cuando se usa un ancho de pulso menor a $1/\Delta\nu_B$ y menor eficiencia en el análisis de frecuencia ya que la dispersión espontánea Brillouin no está completamente polarizada. Por el lado de la implementación, una razón de extinción insuficiente aumenta la presencia de interferencias como la diafonía (*crosstalk*). En el caso de un análisis de Fourier con un barrido de frecuencias, el tiempo de medición es significativamente mayor al de los métodos OTDR o de análisis en el tiempo [36].

2.4.2.3. Sensores distribuidos Rayleigh

Un sensor distribuido Rayleigh puede monitorear la magnitud de un parámetro y su variación en la fibra de sensado. Para este tipo de sensor, la fibra óptica actúa como múltiples secciones de sensado equiespaciados por la *gauge length* L_G . El cambio de posición relativo del centro de estas secciones permite el sensado de variación de temperatura o *strain*. El cambio de polarización de la luz permite detección y caracterización de torceduras en la fibra, campos electromagnéticos y corriente eléctrica [39].

La traza óptica Rayleigh es aleatoria, de carácter ruidoso y desvaneciente. A la vez, la traza óptica es estacionaria en el tiempo cuando la fibra no está perturbada, cualquier evento cambia la constante de propagación y cambia la diferencia de fase entre señales ópticas resultantes de la dispersión, por lo que existe una modulación de la traza [38].

Un método de medición es el de la reflectometría óptica en el tiempo (OTDR) que está limitado en la potencia del pulso de prueba para evitar efectos no lineales y la coherencia de la fuente de luz, lo que lo restringe a una resolución espacial de metros a decenas de kilómetros. Por otra parte, la reflectometría óptica en el dominio de la frecuencia (OFDR, del inglés *optic frequency domain reflectometry*) mide la respuesta de la fibra a las perturbaciones con la transformada de Fourier. Por la relación inversamente proporcional entre el ancho de banda de la luz de prueba y la resolución espacial el OFDR puede lograr una resolución espacial de decena de nanómetros, con un alcance de cientos de metros, que pueden ser varios kilómetros con esquemas de compensación. De igual manera al OTDR la coherencia de la fuente de luz es crítica en el rendimiento y capacidades del sensor [39].

2.4.3. Sensores acústicos distribuidos

Los sensores acústicos distribuidos (DAS) se especializan en la detección de perturbaciones como vibraciones, sonido y variación de temperatura. En la literatura el término es usado de forma equivalente a los sensores de vibración distribuidos (DVS), como una categoría o como el estado actual de la tecnología.

Es una tecnología pasiva de sensado en fibra óptica que usa la luz RBS para detectar cambios de índice de refracción. DAS es una tecnología prometedora con alta resolución espacial, respuesta a alta frecuencia y continuas mejoras en SNR. La principal desventaja de este enfoque es la cantidad de datos generados que se deben guardar para el posterior procesamiento de las señales recuperadas. Esta gran cantidad de datos de intensidad o fase diferencial se muestran en un formato de cascada con eje temporal, espacial y de color, este último representando la magnitud de los datos [40].

Cuando una vibración externa causa una tensión ε en la fibra, cambia el índice de refracción n_0 en $\Delta n_{\text{eff}} = \gamma n_0 \varepsilon$, con γ el coeficiente elasti-óptico. Consecuentemente, existe un cambio de largo l en un $\Delta l = \varepsilon l$. El cambio en la fase ϕ por la vibración es de $\Delta \phi = (1 + \gamma) n_0 k \Delta l$, con k el número de onda. Esta última expresión muestra la relación linealmente proporcional del efecto de la vibración en la fibra Δl con la fase adicional $\Delta \phi$ [41]. La relación lineal entre la fase y el índice de refracción es la base de la técnica DAS de detección de fase ϕ -OTDR, que caracteriza la amplitud, frecuencia y fase de la perturbación, ese decir, los datos suficientes para reconstruir esta señal.

En este documento se caracterizará el rendimiento de un sensor DAS con dos índices relacionados a la relación entre la señal y el ruido. El primero es la SNR estática que está definida como el promedio de la intensidad de la luz retrodispersada $|\bar{A}|^2$ sobre la varianza del ruido σ_n^2 . El segundo indicador, la SNR dinámica, mide la sensibilidad a perturbaciones a través de la razón entre la varianza de la fase diferencial inducida externamente por la perturbación $\sigma_{\Delta \phi}$ sobre la varianza del ruido. Dado un promedio cero de la

señal σ_ϕ es igual a que el valor cuadrático medio de la perturbación ϕ_{RMS}^2 [42].

$$\text{SNR}_{\text{static}}(z) = \frac{\bar{A}^2(z)}{\sigma^2(n)} \quad (2.5)$$

$$\text{SNR}_{\text{dyn}} = \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_n^2} \quad (2.6)$$

2.5. Detección de fase

El principio fundamental de la técnica ϕ OTDR aplicada en DAS es la detección de fase. Obtener la magnitud y fase de la señal óptica recibida se logra con un demodulador, sin embargo, esto no significa que la fase recibida sea igual a la fase de la señal de perturbación. Por lo tanto, es crucial modelar matemáticamente la señal recibida para determinar el método que permitirá extraer la información deseada.

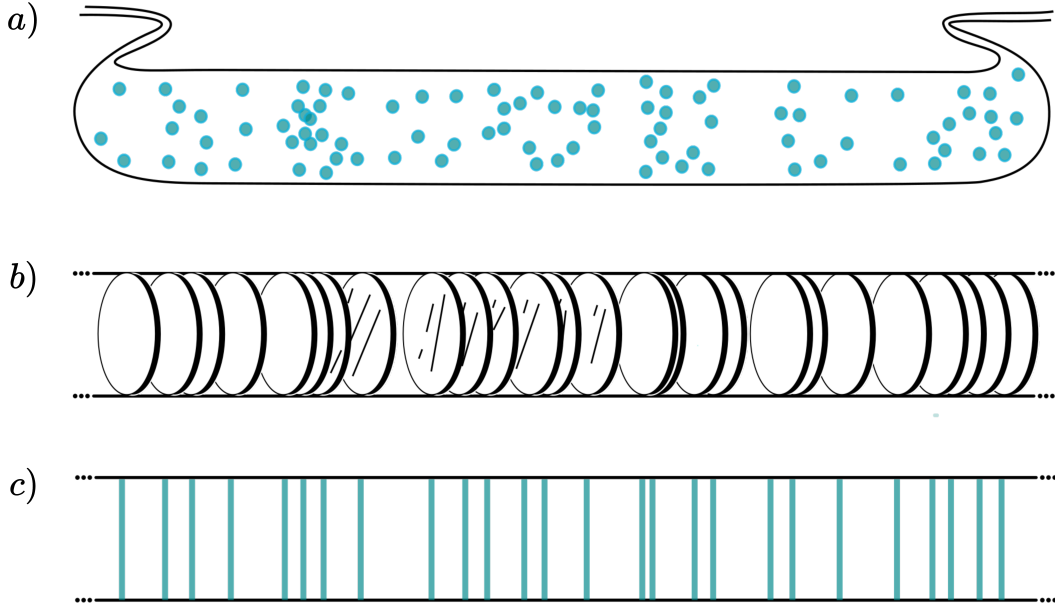


Figura 2.8: Ilustración de una región en fibra óptica a) con inhomogeneidades b) modelando las inhomogeneidades como reflectores c) abstracción en una sola dimensión

Este modelado matemático es para el caso de dispersión Rayleigh en la fibra óptica, donde cada inhomogeneidad actúa como un dispersor. Estos dispersores se presentan en gran cantidad y de manera aleatoria, ilustrado en 2.8 a), provocando variaciones de densidad y por lo tanto del índice de refracción. En consideración de lo anterior el modelo de Goldberg et al. [47], explicado por Karol [48], representa los dispersores como reflectores distribuidos aleatoriamente en la fibra óptica, para el ejemplo en la figura 2.8 a) su equivalente sería lo mostrado en la figura 2.8 b). Un reflector con reflectancia $r = 1$ actúa como un espejo reflejando el 100 % de la luz en sentido opuesto a la luz incidente. En caso de transmitir parcialmente la luz $r < 1$, el $1 - r$ de la luz continúa en el mismo sentido de la luz incidente, pasando a través del reflector. Bajo las mismas condiciones que explica Karol, se puede simplificar el modelo a una sola dimensión, siguiendo el ejemplo anterior esto se representa en la figura 2.8 c).

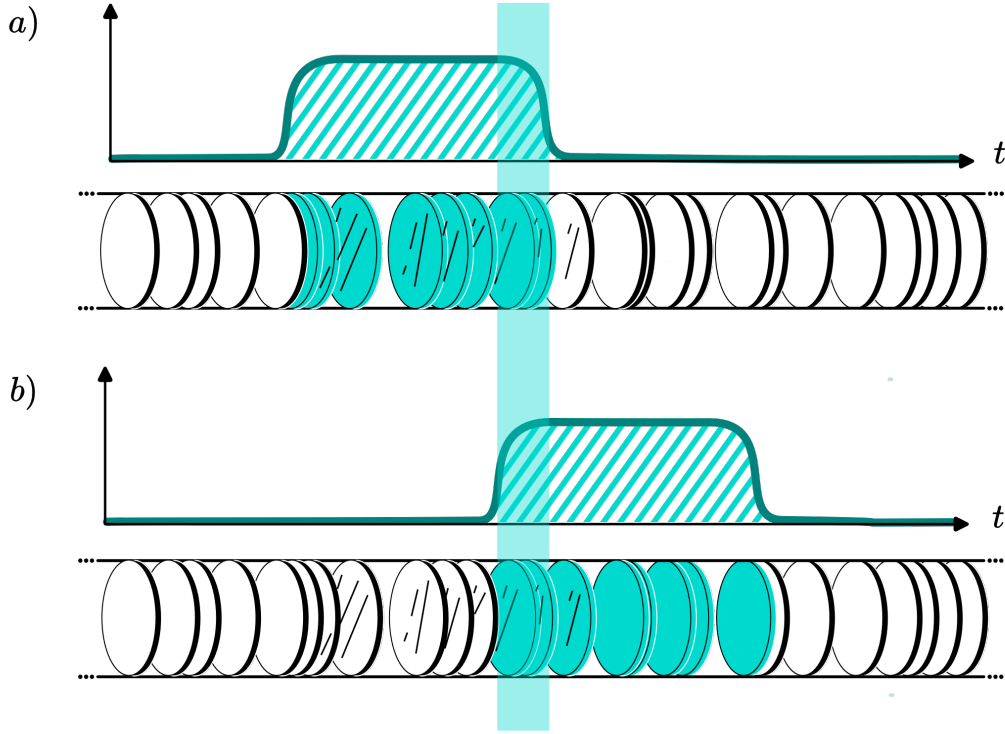


Figura 2.9: Pulso óptico a través de fibra óptica activando reflectores a) tiempo t_1 b) tiempo t_2

El diminuto tamaño de los dispersores implica que un pulso de luz activará a más de uno por vez. Las figuras 2.9 a) y 2.9 b) ilustran los reflectores activados por el mismo pulso en el tiempo t_1 y t_2 con $t_1 < t_2$, respectivamente, para la misma región de la fibra óptica señalado por el axis de las ilustraciones. Como se puede observar, una señal de más de un reflector estará activado en un periodo compartido de tiempo. En ese momento, las señales reflejadas por ambos dispersores llegarán al mismo tiempo al origen. Además, uno o más dispersores en una posición z^* dispersarán la luz incidente por el tiempo total del pulso de luz. Para el modelo matemático es importante tomar estas fuentes de correlación e interferencia.

Karol modela esto como una serie de interferómetros Fabry-Pérot espacialmente distribuidos. Este tipo de interferómetro es una cavidad óptica conformada por dos superficies parcialmente reflectivas una frente a otra.

La señal de luz retrodispersada se compone por la magnitud E_0 con un componente de fase $e^{i\omega t}$ de la luz incidente. Luego se considera la posición en la fibra óptica no de manera puntual, sino, considerando regiones con un centro de dispersión m equidistanciadas por un largo l_g . Cada centro de dispersión m tiene una reflectancia r_m y M es el número total de dichas regiones. Por este motivo se expresa la señal obtenida en $z = 0$ para un tiempo t como una sumatoria. La fase inicial del sistema es igual a ϕ_0 y el desfase inducido por la perturbación se expresa con ϕ_p con q un factor de carácter binario para señalar si hubo perturbación o no. Además, se toma en cuenta la atenuación y el número de onda con las constantes de atenuación α (propiedad de la fibra óptica) y desfase $\beta = 2\pi/\lambda$ en la constante de propagación $\gamma = \alpha + i\beta$.

Por lo tanto, se modela la señal óptica retrodispersada E_R recibida al inicio de la fibra óptica de sensado $z = 0$ para un tiempo t como:

$$E_R(t, z = 0) = E_0 e^{i\omega t} \sum_m^M r_m e^{(\phi_0 + q\phi_p)} e^{-2\gamma z_m} \quad (2.7)$$

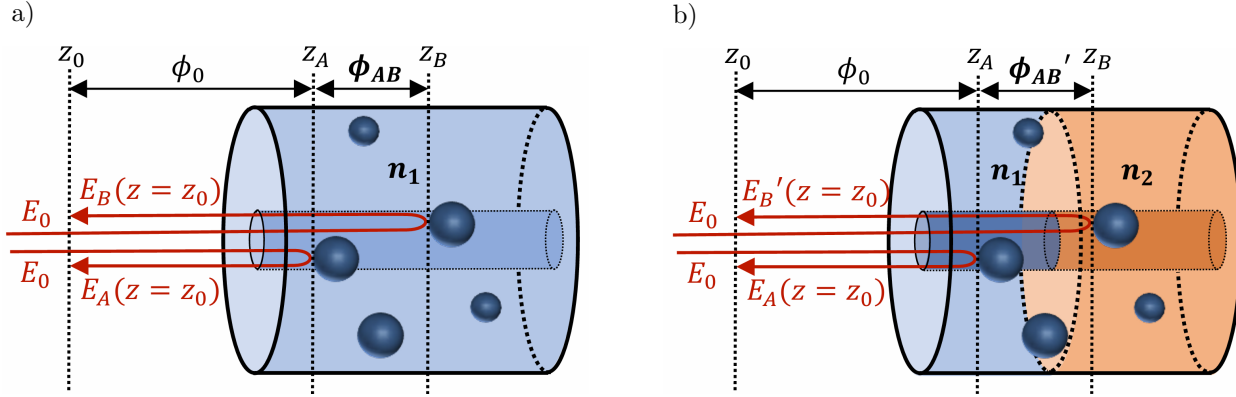


Figura 2.10: Análisis de los campos reflejados en un interferómetro Fabry-Pérot a) Sin perturbación b) con perturbación entre z_A y z_B [49]

Con esta visión general ya adquirida, el siguiente análisis se enfoca en la región espacial entre dos reflectores como ilustra la figura 2.10 a). Sea el caso en el que dentro de una fibra óptica hay dos reflectores uno al lado de otro, de reflectancia R_A y R_B y posición z_A y z_B , respectivamente, con $z_A < z_B$. Los valores de R_A y R_B dependen de la suma coherente (en fase) de las amplitudes de los campos eléctricos retrodispersados desde las posiciones $z > z_B$ donde se hayan activado por la incidencia del pulso óptico.

Por otro lado, cuando el pulso de luz inicia su paso en z_A los dispersores de la zona contribuyen a R_A , mientras que seguir desplazándose, los dispersores activos cerca de z_A disminuyen, mientras que los dispersores activos cerca de z_B aumentan, aportando a R_B .

Sea E_A y E_B los campos asociados a las señales ópticas en z_A y z_B , la diferencia temporal por el trayecto óptico de la señal retrodispersada es $t_{AB} = 2n(z_A - z_B)/c$. Esta diferencia induce el desfase $\phi_{AB} = \omega t_{AB}$. Con lo anterior se definen estos campos como:

$$E_A(z_0) = E_0 r_A \exp(i\omega t + i\phi_0) \quad (2.8)$$

$$E_B(z_0) = E_0 r_B \exp(i\omega t_{AB} + i\phi_0) \quad (2.9)$$

$$E_B(z_0) = E_0 r_B \exp(i\omega t + i(\phi_0 + \phi_{AB})) \quad (2.10)$$

Sin ninguna perturbación existe la diferencia de fase constante entre las señales reflejadas en el punto A y B $\phi_{AB} = \phi_A(t) - \phi_B(t)$ con t el tiempo antes de la perturbación. En t' , ilustrado en 2.10 b), hay un cambio de índice de reflexión Δn entre los puntos A y B por algún tipo de perturbación, introduciendo un cambio en la fase $\phi'_{AB} = \phi_{AB}(t') = \phi_A(t') - \phi_B(t')$, por lo que la fase se expresa como $\phi(t) = \phi_0 + \phi_{AB}(t)$. La diferencia entre la fase previa a la perturbación y después de ella es igual a la fase de la perturbación $\Delta\phi = \phi_{AB}' - \phi_{AB}$

La intensidad óptica detectable al inicio de la fibra óptica z_0 es:

$$I(z_0) = |E_A + E_B|^2 = |E_A|^2 + |E_B|^2 + 2\Re(E_A E_B^*) \quad (2.11)$$

$$I(z_0) = 2|E_0 r_A r_B|^2 (1 + \cos \phi_{AB}) \quad (2.12)$$

Cuando una perturbación toma lugar en el punto z_B entonces el índice de refracción cambiará y, por ende, se introducirá el cambio de fase $\Delta\phi$. La señal retro-dispersada en este punto se representa como:

$$E'_B(z_0) = E_0 r_B \exp(i\omega t + i(\phi_0 + \phi_{AB} + \Delta\phi)) \quad (2.13)$$

Y la intensidad de la señal recibida en z_0 , en condiciones de luz coherente, toma la forma:

$$I'(z_0) = |E_A + E_B|^2 = 2|E_0 r_A r_B|^2 (1 + \cos(\Delta\phi)) \quad (2.14)$$

En caso de no tener luz coherente, no hay suma coherente o en fase de los campos. En aquel caso la intensidad recibida en $z = 0$ es siempre $2|E_0 r_A r_B|^2$. Esta es la diferencia clave entre un OTDR y ϕ -OTDR [49].

Con el análisis particular y general, el modelo matemático del campo recibido con ϕ -OTDR se expresa como:

$$E(t, z = 0) = E_0 e^{i\omega t} e^{-2\alpha z} \sum_{m=1}^{M-1} r_m e^{i(\phi_0 + \phi_m - \phi_{m+1} + \Delta\phi_m)} \quad (2.15)$$

Con $\Delta\phi_m = \phi_m - \phi_{m+1} - (\phi'_m - \phi'_{m+1})$ Diferenciando entre la fase entre m y $m - 1$ antes de una perturbación y después de una en el tiempo t' .

La intensidad del campo recibido es igual a:

$$I(t, z = 0) = |E|^2 = \left| \sum_{m=1}^{M-1} r_m e^{i\phi_m} \right|^2 = 2 \sum_{m=1}^{M-1} r_m (1 + \cos(\Delta\phi_m)) \quad (2.16)$$

Para una perturbación distribuida, en vez de puntual entre dos reflectores, como fue el caso presentado, $\Delta\phi$ será una acumulación de los cambios de fase $\Delta\phi_m$ de todas las regiones m en la zona perturbada.

Cabe destacar que dentro de la aleatoriedad de la traza se encuentran puntos con intensidad cercana a cero. Estos puntos no permiten obtener información sobre la variación de intensidad, siendo puntos ciegos de la medición. A estos puntos se les denomina de desvanecimiento [49].

2.5.1. Detección con interferómetro

Una de las técnicas más populares para medir cambios de fase entre dos posiciones en la fibra óptica es la detección directa junto con un interferómetro, especialmente para sensado de vibraciones a larga distancia [50]. En este tipo de detección la diferenciación de fase para obtener $\Delta\phi$ exclusivamente se lleva a cabo dentro del dominio óptico.

La interferometría es una técnica que permite obtener información por medio de interferencia entre ondas. Existen diversas aplicaciones de este tipo, a continuación se explicarán tres tipos de interferómetro.

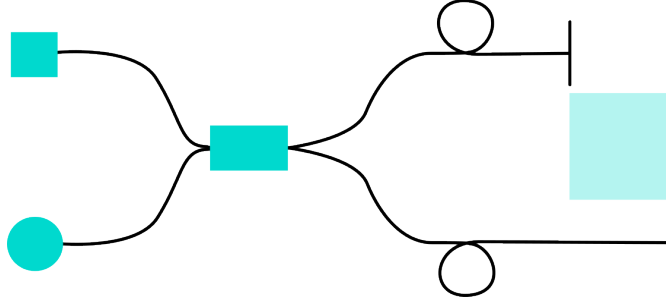


Figura 2.11: Interferómetro Michelson en fibra óptica. El cuadrado indica el transmisor y el círculo el receptor, mientras que el rectángulo es un acoplador óptico. Las líneas al final de cada brazo son los FRM.

El primer ejemplo es el interferómetro Michelson (fig. 2.11) que consiste en dividir la señal RBS recibida en dos caminos de diferente largo con una diferencia de ΔL entre ellos. Al final de cada brazo se ubica un espejo de rotación Faraday (FRM) [51]. Este dispositivo está conformado por un rotador de Faraday, que produce un cambio de 45° en la polarización de la luz, y un espejo. Por lo tanto, la luz pasa dos veces por el rotador de Faraday, logrando que la luz reflejada sea ortogonal a la incidente. El acoplador óptico utilizado para separar la luz incidente también permite recibir la luz reflejada por los dos brazos [52].

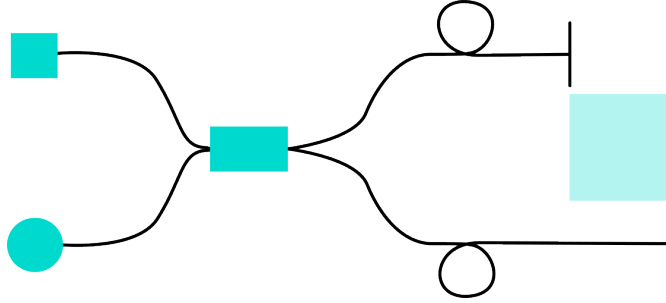


Figura 2.12: Interferómetro Mach-Zehnder desbalanceado en fibra óptica

Un segundo tipo de interferómetro es el ya mencionado Mach-Zehnder, pero desbalanceado, en referencia a la diferencia de largo ΔL entre los brazos de fibra óptica. A diferencia del interferómetro Michelson, la luz dividida en secciones de largo desigual se vuelven a juntar, interfiriendo entre sí, constructiva o destructivamente según el caso.

Al igual que el caso anterior, la comparación temporal para detectar un cambio en la fase se lleva a cabo ópticamente al inducir un retardo de una de las señales ópticas para luego volver a juntarlas. Es importante mencionar que este ΔL es igual al *gauge length* l_g .

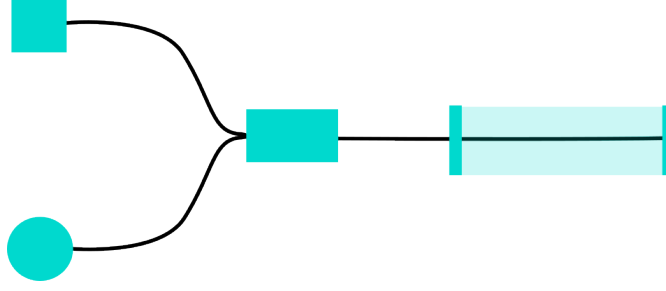


Figura 2.13: Interferómetro Fabry-Pérot en fibra óptica, con los reflectores y la zona entre ellos señalados en calipso posterior al acoplador óptico.

El interferómetro Fabry-Pérot presenta una solución diferente. Consta de dos espejos semitransparentes, reflejando gran parte de la luz, al inicio y final de la fibra bajo prueba. Cuando la longitud de onda entre la onda incidente y reflejada coincide se provoca interferencia constructiva, mientras que una diferencia provoca interferencia destructiva.

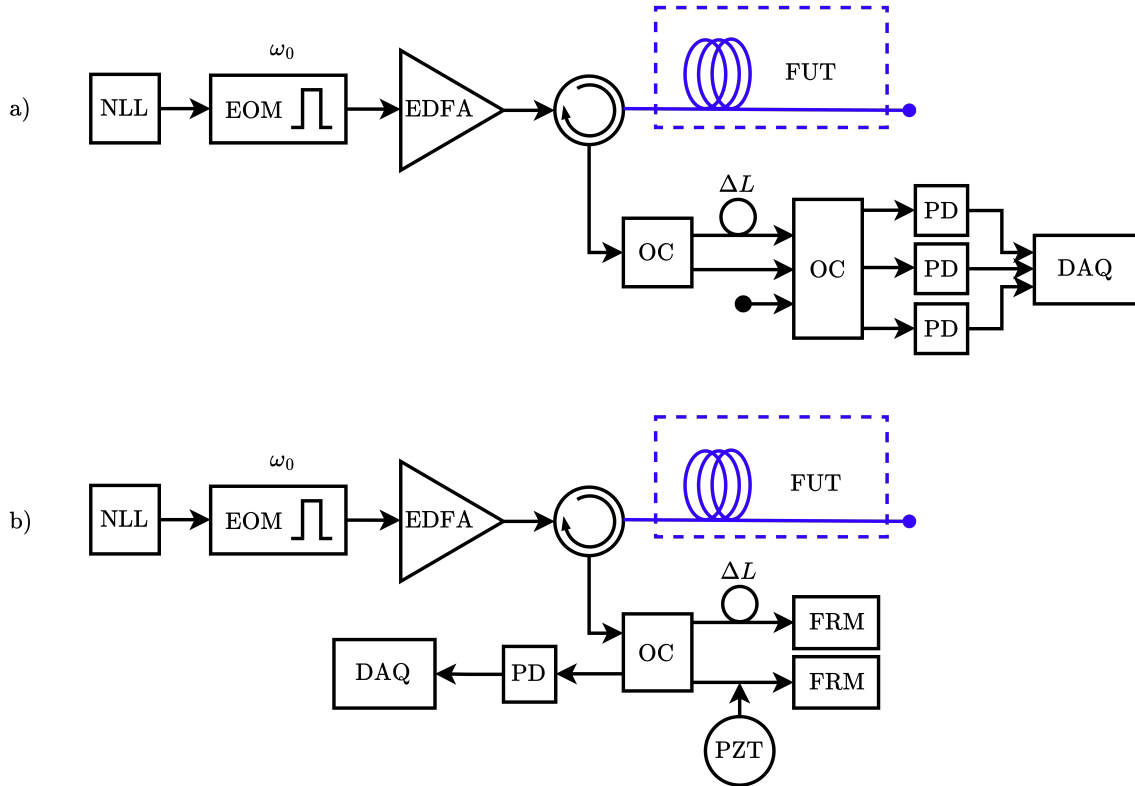


Figura 2.14: Esquemáticos de OTDR sensible a la fase interferométrico a) con interferómetro Mach-Zehnder y detección con 3×3 b) Interferómetro Michelson con detección de generación de portadora de fase (PGC)

Para recuperar la fase existen variadas técnicas de demodulación. Una de ellas requiere un acoplador 3x3 que separa la luz en potencias iguales, cada una con un desfase de 120° respecto a las otras señales. Una implementación, con un interferómetro Mach-Zehnder, se presenta en la figura 2.14 a). Si bien un acoplador 2x2 bastaría, este método es más robusto ya que permite una mejor calibración en el análisis mediante un escalamiento de cada señal, paso necesario ya que las potencias de salida no son realmente

iguales. La relación entre la fase de las tres salidas del 3x3 es fija entre las tres salidas. Por otro lado, se debe especificar que sólo se utilizan 2 de las entradas del acoplador, recibiendo así las dos señales del interferómetro.

Sea $\dot{E}_A$ la amplitud del brazo del interferómetro de menor extensión y $\dot{E}_B$ el brazo con la diferencia ΔL . $\dot{E}_{Bd}$ considera el caso de una perturbación que introduce la fase $\Delta\phi$. Se definen estas tres amplitudes:

$$\dot{E}_A = E_A \exp(i(\omega t + \phi_A)) \quad (2.17)$$

$$\dot{E}_B = E_B \exp(i(\omega t + \phi_B)) \quad (2.18)$$

$$\dot{E}_{Bd} = E_B \exp(i(\omega t + \phi_B + \Delta\phi)) \quad (2.19)$$

Además, la intensidad de la primera salida es $I_1 = \text{Re}\{(\dot{E}_A + \dot{E}_{Bd})(\dot{E}_A + \dot{E}_{Bd})^*\}$. Siguiendo esta definición y considerando la diferencia de 120° en la fase respecto a las otras dos salidas, se expresan las intensidades de forma simplificada como:

$$\begin{aligned} I_1 &= E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(\phi_A - \phi_B - \Delta\phi) \\ I_2 &= E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(\phi_A - \phi_B - \Delta\phi + \frac{2}{3}) \\ I_3 &= E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(\phi_A - \phi_B - \Delta\phi - \frac{2}{3}) \end{aligned}$$

Para obtener la magnitud y fase de la intensidad detectada se utiliza la demodulación en cuadratura o IQ (In-phase, Quadrature), donde las tres señales de salida del 3x3 digitalizadas se relacionan de forma:

$$S_I = -\frac{1}{2}I_1 + I_2 - \frac{1}{2}I_3 \quad S_Q = -\frac{\sqrt{3}}{2}I_1 + \frac{\sqrt{3}}{2}I_3 \quad (2.20)$$

Otra estrategia para obtener la información contenida en la fase es con la generación de una portadora de fase (PGC). Esta técnica consiste en perturbar un brazo del interferómetro con una señal de frecuencia ω_c con un transductor de piezoeléctrico (PZT), como se ejemplifica en la figura 2.14 b). Esta perturbación añade un término de modulación de fase $m\Delta L_{\text{máx}} \cos(\omega_c t)$, con m el índice de modulación y $\Delta L_{\text{máx}}$ el máximo largo de diferencia entre los brazos del interferómetro. Sea la intensidad a la salida del interferómetro igual a $I(t) = E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(\phi_{AB} - \Delta\phi(t))$, incluyendo la modulación de fase esta intensidad se expresa como:

$$I(t) = E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(m\Delta L_{\text{máx}} \cos(\omega_c t) + \phi_{AB} - \Delta\phi(t)) \quad (2.21)$$

Si se juntan las constantes en $C = m\Delta L_{\text{máx}}$, $K = E_A^2 + E_B^2$ y $D = 2E_A E_B$, junto con reducir los términos de la fase $\phi(t) = \phi_{AB} - \Delta\phi(t)$, entonces la intensidad recibida en el fotodetector es:

$$I(t) = K + D \cos(C \cos(\omega_c t) + \phi(t)) \quad (2.22)$$

Esta señal contiene la información relevante en sus bandas laterales, pares o impares, por lo que se procesa siguiendo el algoritmo PGC presentado en [54]. Una de sus formas es denominada PGC-arctan: el procedimiento multiplica la señal con los múltiplos de ω_c , por ejemplo 0, $\cos(\omega_c t)$ y $\cos(2\omega_c t)$; para luego filtrar las altas frecuencias con un filtro pasa bajo. Las señales después de este procesamiento son:

$$S_0(t) = K + DJ_0(C) \cos(\phi(t))$$

$$S_1(t) = ADJ_1(C) \sin(\phi(t))$$

$$S_2(t) = -BDJ_2(C) \cos(\phi(t))$$

con A y B amplitudes obtenidas por la mezcla de las señales y $J_0(C)$, $J_1(C)$ y $J_2(C)$ con las funciones de Bessel de primer tipo para C . En [55] se propone usar demodulación en cuadratura (explicada en la sección 2.6.1):

$$I(t) = ADJ_1(C) \sin(\phi(t))$$

$$Q(t) = -BDJ_2(C) \cos(\phi(t))$$

De forma que la fase se obtiene con $\arctan(I(t)/Q(t))$, dando origen a su nombre. Se recomienda escoger un valor de C tal que $J_1(C) = J_2(C)$.

Otra versión del algoritmo PGC es el originalmente mostrado en [54], llamado también de diferenciación y multiplicación cruzada (PGC-DMC). Para obtener la fase se deriva cada señal y se multiplica con la señal de la otra frecuencia, es decir:

$$\frac{dS_1}{dt} S_2 = -ABD^2 J_1(C) J_2(C) \cos^2(\phi(t)) \frac{d\phi(t)}{dt}$$

$$\frac{dS_2}{dt} S_1 = ABD^2 J_1(C) J_2(C) \sin^2(\phi(t)) \frac{d\phi(t)}{dt}$$

Restando ambos resultados:

$$ABD^2 J_1(C) J_2(C) \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (2.23)$$

Con lo que basta integrar la ecuación 2.23 para obtener la fase $\phi(t)$.

2.5.2. Detección Heterodina

Una segunda forma de detectar la fase de la retro-dispersión Rayleigh es mediante el uso de detección coherente o COTDR. A diferencia de la interferometría, la diferenciación de fase se hace en el dominio eléctrico o digital.

En breves palabras, el funcionamiento del COTDR se basa en mezclar en frecuencia la señal RBS con un oscilador local óptico. La frecuencia óptica del oscilador local puede ser igual a la fuente ω_0 o diferente $\omega_0 + \Delta\omega$, lo que diferencia la técnica coherente homodina de la heterodina, respectivamente. En particular COTDR requiere de un láser altamente coherente y angosto, es decir, con bajo ancho de línea. Esto implica que la potencia del láser está altamente concentrada alrededor de la longitud de onda escogida (e.g. 1550 nm), con los campos eléctricos en fase entre ellos, o en otras palabras, hay alta correlación de fase entre los campos eléctricos de la luz emitida. En una implementación típica, como lo que se ve en

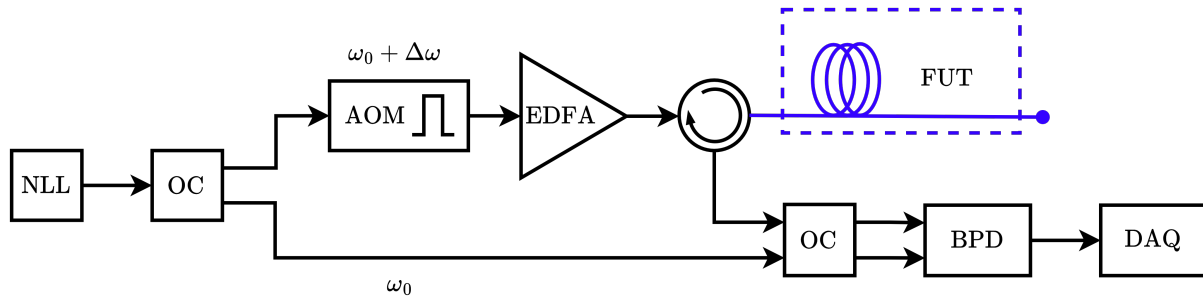


Figura 2.15: Diagrama de bloques de COTDR heterodino

la figura 2.15, luego de dividir desbalanceadamente la potencia de la señal óptica con un acoplador 1x2,

la luz del camino de mayor potencia ingresa a un modulador óptico para formar un pulso de luz. En la mayoría de las implementaciones COTDR se prefiere un AOM para la modulación de la intensidad ya que presenta una razón de extinción muy alta, mayor a 50 dB en algunos casos, mientras que los EOMs llegan a los 40 dB. Además, un AOM puede desplazar la frecuencia del pulso al mismo tiempo que modula la intensidad; sin embargo no es relevante en qué brazo se añade el desplazamiento en frecuencia.

El pulso de luz es amplificado con un EDFA para compensar las pérdidas causadas por el proceso de modulación (~ 4 dB), para posteriormente enviar la señal a la fibra de sensado a través de un circulador. La salida del puerto 3 del circulador, con la señal retro-dispersada, se une mediante un acoplador 2x2 al segundo brazo que contiene la señal en frecuencia ω_0 , es decir, el denominado oscilador local óptico (OLO). El acoplador separa en partes iguales la señal resultante y se ingresa a un fotodetector balanceado (BPD). El proceso de adquisición de datos puede llevarse a cabo, por ejemplo, en un osciloscopio.

El proceso de batimiento entre la señal RBS y la señal OLO permite, por medio de la frecuencia intermedia (IF), bajar en frecuencia la información de la fase. Para el caso heterodino la banda de interés se ubica en la IF $\Delta\omega$. La ventaja de este procedimiento es que la información que antes estaba en altas frecuencias ahora se ubica alrededor de los MHz y es más fácil de manejar en el dominio electrónico. Otro aspecto positivo de esta alternativa es que al mezclar la señal RBS con la OLO la potencia de la señal resultante, según la potencia OLO, puede dominar completamente el ruido del receptor, evitando problemas de recepción. Una desventaja respecto al homodinaje es que el heterodinaje requiere mayor ancho de banda de detección.

Sea el campo eléctrico $\dot{E}_s$ de la señal RBS y $\dot{E}_{lo}$ el campo eléctrico de la señal OLO, y asumiendo una sola polarización, estos se definen como:

$$\dot{E}_s = E_s \exp(i\omega_0 t + i(\phi_s + \phi(t))) \quad (2.24)$$

$$\dot{E}_{lo} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 + \dot{E}_3 \quad (2.25)$$

Con E_s la amplitud y ϕ_s la fase inicial de la señal RBS. La señal del oscilador local contiene tres componentes en frecuencia, dos de los cuales, $\dot{E}_1$ y $\dot{E}_3$, poseen igual amplitud E_1 . Estos últimos se ubican a $-\Delta\omega$ y $+\Delta\omega$ de la frecuencia central ω_0 , respectivamente. Se expande la expresión para $\dot{E}_{lo}$:

$$\dot{E}_1 = E_1 \exp(i(\omega_0 + \Delta\omega)t + i(\phi_{lo})) \quad (2.26)$$

$$\dot{E}_2 = E_2 \exp(i\omega_0 t + i(\phi_{lo})) \quad (2.27)$$

$$\dot{E}_3 = E_1 \exp(i(\omega_0 - \Delta\omega)t + i(\phi_{lo})) \quad (2.28)$$

Al igual que en expresiones similares, el primer término dentro de la exponencial θ_{lo} se refiere al ángulo de polarización de cada señal, el segundo ω a la frecuencia y el tercero ϕ_{lo} a la fase de la señal.

Descartando las señales DC por uso de los fotodetectores balanceados y añadiendo el término θ_d para modelar la diferencia de polarización entre el OLO y la señal RBS, la intensidad recibida $I(t)$ se expresa matemáticamente de forma:

$$I(t) = |(\dot{E}_s + \dot{E}_{lo})(\dot{E}_s + \dot{E}_{lo})^*| \quad (2.29)$$

$$= 2\sqrt{2}E_1E_2(\cos(\Delta\omega t) + \sin(\Delta\omega t)) + \quad (2.30)$$

$$+ 2E_1E_s(\cos(\Delta\omega t + (\phi_d - \phi(t))) + \cos(\Delta\omega t + (\phi_d - \phi(t)))) \quad (2.31)$$

Con $\phi_d = \phi_{lo} - \phi_s$.

La fase de interés ϕ_d se encuentra en el segundo sumando de la expresión por lo que en la literatura la señal resultante del heterodinaje se presenta de forma simplificada:

$$I(t) \propto 2\eta\sqrt{P_1 P_s(t)} \cos(\theta_d) \cos(\Delta\omega t + (\phi_d - \phi(t))) \quad (2.32)$$

Considerando la responsividad de los BPD η [A/W] y P_1 y $P_s(t)$ las potencias de la señal OLO y RBS repectivamente [57].

Algo importante a considerar es la dependencia de la amplitud en el término θ_d , que implica que se debe estar pendiente del estado de polarización de la señal recibida con la intención de maximizarla en cada medición. En condiciones de laboratorio esto se logra con un controlador de polarización, pero para una implementación más robusta se debe considerar diversidad de polarización [56].

La demodulación y diferenciación de fase se puede llevar acabo electrónicamente (hardware) o con procesamiento de datos (software); este último predomina en la actualidad. Los métodos comúnmente utilizados son: la demodulación en cuadratura (IQ) y la transformada de Hilbert. Ambos con opciones ópticas o electrónicas análogas o digitales, como po ejemplo un receptor Kramers-Kronig que usa transformada de Hilbert para la recepción de la señal RBS [58].

Posteriormente se deben procesar los datos para efectuar la diferenciación de fase, es decir, digitalmente comparar cada *gauge length* con el anterior para ver cambios en la fase y, por lo tanto, detectar y caracterizar la perturbaciones a lo largo de la fibra de sensado.

2.5.3. Detección Homodina

La detección coherente homodina presenta una esquema óptico similar que la heterodina, a excepción de que no se añade un desplazamiento en frecuencia de alguno de los brazos. De esta forma, se necesita un menor ancho de banda de detección en la recepción que en la detección heterodina. A continuación, en la figura 2.16, se presenta el diagrama de bloques de una detección de fase COTDR homodina: Dado que la

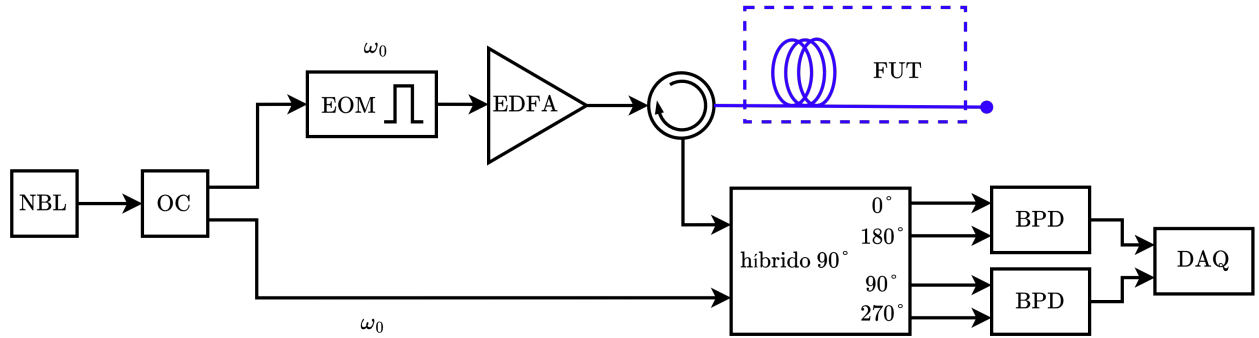


Figura 2.16: Diagrama de bloques de COTDR homodino

información de la fase está en la misma frecuencia que la del oscilador, la demodulación de la fase requiere diversidad de fase. Una forma de abordar esto, como propuesto en [59], es con un componente que ingresa un desfase de 90° en la señal. En concreto, se utiliza un acoplador híbrido de 90° , que además de acoplar señales permite introducir un desfase en una de dichas señales. Los híbridos de $90^\circ 2 \times 4$ permiten obtener desfase en múltiplos de 90° : 0° , 90° , 180° y 270° . Sean las señales de entrada S_R y S_{LO} y las cuatro señales

de salida S_1 , S_2 , S_3 y S_4 , estas se relacionan de forma:

$$S_1 = S_R + S_{LO} \quad (2.33)$$

$$S_2 = S_R - S_{LO} \quad (2.34)$$

$$S_3 = S_R + iS_{LO} \quad (2.35)$$

$$S_4 = S_R - iS_{LO} \quad (2.36)$$

De esta manera las señales S_1 y S_3 ingresan a un BPD y S_2 y S_4 a otro. Obteniendo la señal en fase (I) y la de cuadratura (Q) ópticamente. Dado que los BPD restan las señales de entrada se mantiene sólo la componente AC, es decir:

$$I(t) \propto 2\eta\sqrt{P_{lo}P_s(t)}\cos(\theta_d)\cos(\phi_d + \phi(t)) \quad (2.37)$$

$$Q(t) \propto 2\eta\sqrt{P_{lo}P_s(t)}\cos(\theta_d)\sin(\phi_d + \phi(t)) \quad (2.38)$$

Al igual que en el caso heterodino, una vez obtenida la información de la fase, se debe diferenciar la fase y así conocer los cambios de fase que son directamente proporcionales al *strain* $\Delta\epsilon$. La comparación se hace restando la fase de dos posiciones, la distancia entre cada punto es el *gauge lenght*. Entonces, la operación matemática a realizar es:

$$\Delta\phi(t) = \phi_{z_1}(t) - \phi_{z_2}(t) \quad (2.39)$$

2.6. Procesamiento digital de datos

2.6.1. Demodulación en cuadratura

Una estrategia típica para lograr demodular la intensidad recibida en magnitud y fase, es la demodulación en cuadratura, en inglés *In-phase*, *Quadrature* (IQ), también llamada demodulación de banda base, compleja, de dos canales o señales ortogonales. Para entender su funcionamiento y propósito se describe una breve descripción de la modulación IQ.

El proceso de modulación y demodulación se resume en el diagrama de bloques presentado en la figura 2.17.

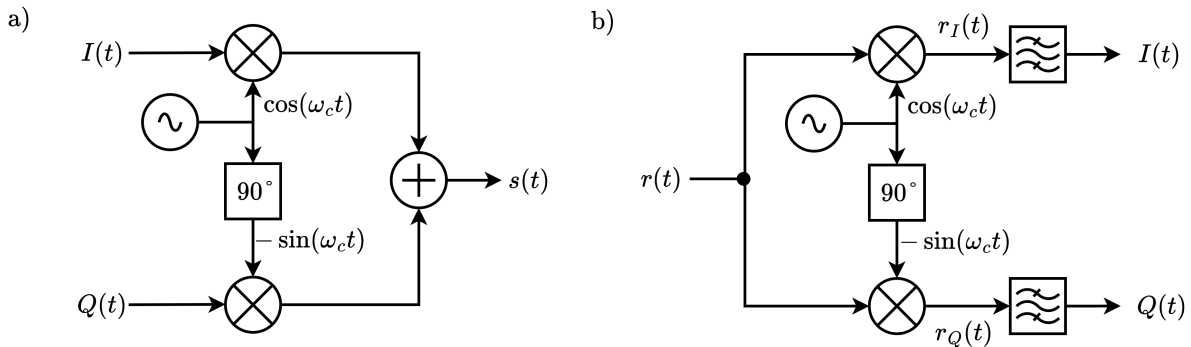


Figura 2.17: Diagrama de bloques a) modulación IQ, b) demodulación IQ.

La modulación IQ requiere de dos componentes: $I(t)$ y $Q(t)$. El primero es la coordenada en fase (*in-phase*), llamada así ya que en la modulación es multiplicada directamente con la portadora. Por otro lado, la segunda se refiere como en cuadratura (*quadrature*) ya que se multiplica por la portadora desfasada en 90° . Posteriormente se suman ambas componentes ortogonales, resultando en la señal modulada $s(t)$ [61]:

$$s(t) = I(t) \cos(\omega_c t) + Q(t) \cos(\omega_c t + \pi/2) = I(t) \cos(\omega_c t) - Q(t) \sin(\omega_c t) \quad (2.40)$$

En un receptor para obtener las señales base I y Q se lleva a cabo la demodulación de la señal recibida $r(t)$ multiplicándola paralelamente por la portadora y por la portadora desfasada, obteniendo las señales $r_I(t)$ y $r_Q(t)$. Resolviendo:

$$r_I(t) = s(t) \cos(\omega_c t) \quad (2.41)$$

$$= I(t) \cos(\omega_c t) \cos(\omega_c t) - Q(t) \sin(\omega_c t) \cos(\omega_c t) \quad (2.42)$$

$$= \frac{1}{2}I(t) + \frac{1}{2}I(t) \cos(2\omega_c t) - \frac{1}{2}Q(t) \sin(2\omega_c t) \quad (2.43)$$

$$r_Q(t) = s(t) \sin(\omega_c t) \quad (2.44)$$

$$= I(t) \cos(\omega_c t) \sin(\omega_c t) - Q(t) \sin(\omega_c t) \sin(\omega_c t) \quad (2.45)$$

$$= \frac{1}{2}I(t) \sin(2\omega_c t) - \frac{1}{2}Q(t) + \frac{1}{2}Q(t) \cos(2\omega_c t) \quad (2.46)$$

Según el propósito, se descartan las componentes de alta frecuencia $2\omega_c$ con un filtro pasabajo.

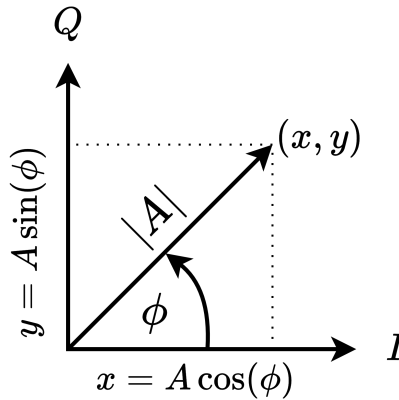


Figura 2.18: Proyección de señal IQ en el plano complejo

La figura 2.18 ilustra las señales I y Q , y muestra su relación ortogonal y geométrica. Con lo anterior la magnitud y fase se expresan como:

$$|A| = \sqrt{I(t)^2 + Q(t)^2} \quad (2.47)$$

$$\phi(t) = \arctan \frac{Q(t)}{I(t)} \quad (2.48)$$

2.6.2. Desenrollamiento de fase

La fase de una señal es una cantidad en radianes que puede tomar cualquier valor, sin embargo, la interpretación digital de la fase está limitada al intervalo $\Phi = [-\pi, \pi]$. Generalmente, la fase tiene valores fuera de Φ lo que provoca el fenómeno de enrollamiento de fase (*phase wrapping*). La relación entre la fase desenrollada (real) ϕ y enrollada (digital) ϕ' es igual a $\phi = \phi' + 2\pi k$ con k un entero y $\phi' \in \Phi$. El desenrollamiento de fase busca obtener una representación digital de ϕ [60].

Otra forma de entenderlo es utilizando el plano complejo. La fase es igual a la arcotangente del valor imaginario sobre el real. Mientras que el dominio de la arcotangente sólo abarca $[-\pi/2, \pi/2]$. Por lo que al tener un cambio de fase $2\pi + \delta$, la demodulación entregará el valor de δ .

Un algoritmo de desenrollamiento de fase detecta saltos de fase de 2π mediante una comparación de cada valor con el siguiente. Si existe una diferencia de 2π se añade o substrahe esa misma cantidad. La figura 2.19 demuestra una corrección de fase la fase a) con *phase unwrapping*, obteniendo b).

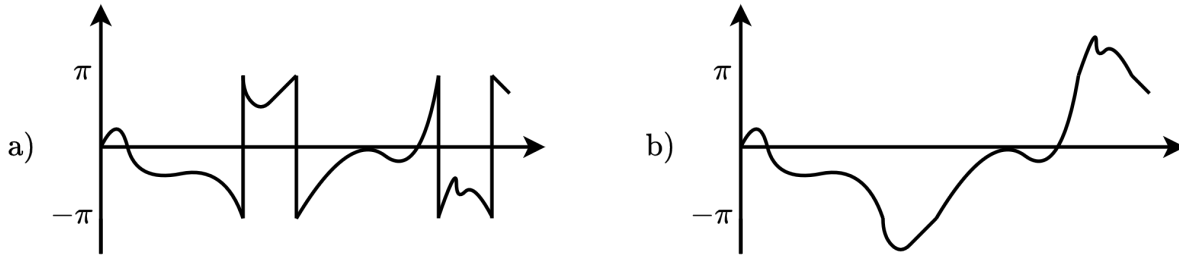


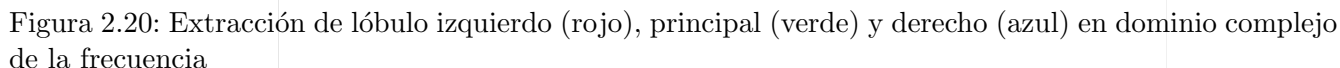
Figura 2.19: a) Fase enrollada y b) Fase desenrollada

Un muestreo insuficiente o ruido en la señal de fase enrollada (bajo SNR) hacen el desenrollamiento más difícil de lograr por pérdida de información. Los errores en este proceso son acumulativos, en otras palabras, un error afecta al resto de la señal, provocando interpretaciones falsas de la información [62].

Los algoritmos de desenrollamiento pueden ser unidimensionales o bidimensionales, la diferencia recae en corregir la fase sumando o restando 2π en una dirección, es decir por traza a lo largo de la fibra de sensado, o en ambas direcciones, en cada traza y luego en cada posición a través del tiempo. El primer tipo es suficiente para perturbaciones lineales a lo largo de la fibra, el segundo es necesario para distribuciones espaciales más complejas, por ejemplo en aplicaciones sísmicas. En el contexto de ϕ -OTDR, el desenrollamiento es desafiante ya que cada traza es espacialmente continua a trozos a causa de los desvanecimientos que interrumpen la señal [67].

2.6.3. Eliminación de desvanecimientos: Extracción de espectro y suma de vectores rotados

Los puntos de desvanecimiento (*fading points*) suceden en cualquier estrategia de detección ya que provienen de la naturaleza aleatoria de la señal RBS. Estos puntos tienen una intensidad cercana o igual a cero, lo que provoca que la fase calculada mediante la arcotangente se indetermina. Una estrategia para disminuir estos puntos es la extracción de espectro y suma de vectores rotados (*spectrum extraction and rotated vector sum* o SERVS) [63]. Este procesamiento requiere alto costo computacional, pero mejora sustancialmente los datos recibidos para un análisis más representativo de la luz retrodispersada. Se



El siguiente paso, mostrado en la figura 2.21, consta en rotar los vectores en el plano complejo, respecto a la fase de su primera señal ϕ_{L_1} usándola como referencia.

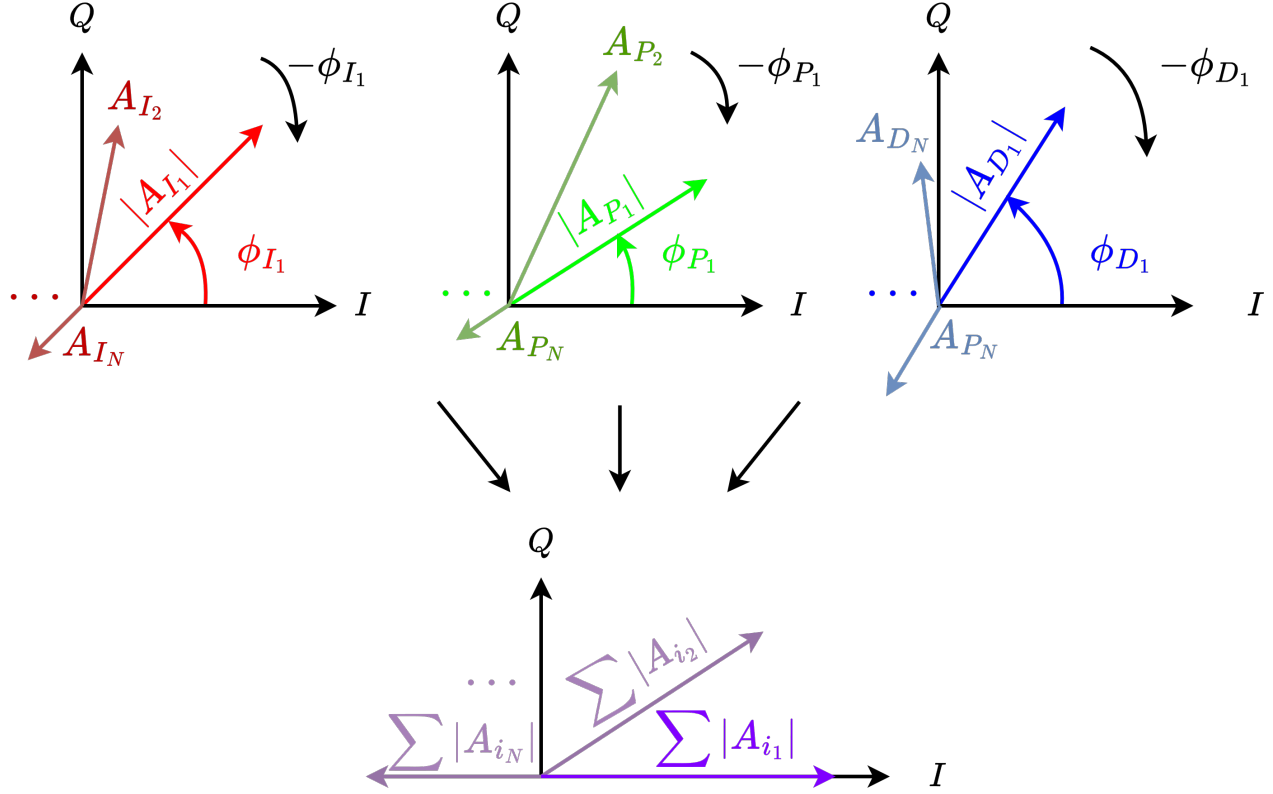


Figura 2.22: Suma de los tres vectores A_L rotados, con lo que el primer vector es la suma de la primera traza de cada lóbulo

En el último paso, figura 2.22, se suman los tres vectores A_L , obteniendo un único resultado, representado con el subíndice i , en el que el primer vector tiene módulo $|A_{i_1}| = |A_{I_1}| + |A_{P_1}| + |A_{D_1}|$, con fase $\phi_{i_1} = 0$. Este método permite disminuir los desvanecimientos buscando evitar puntos que tengan un componente I igual a cero que indefina la arcotangente de Q sobre I , y por ende, la fase de la señal demodulada.

A continuación se muestran los pasos ilustrados en una sola figura:

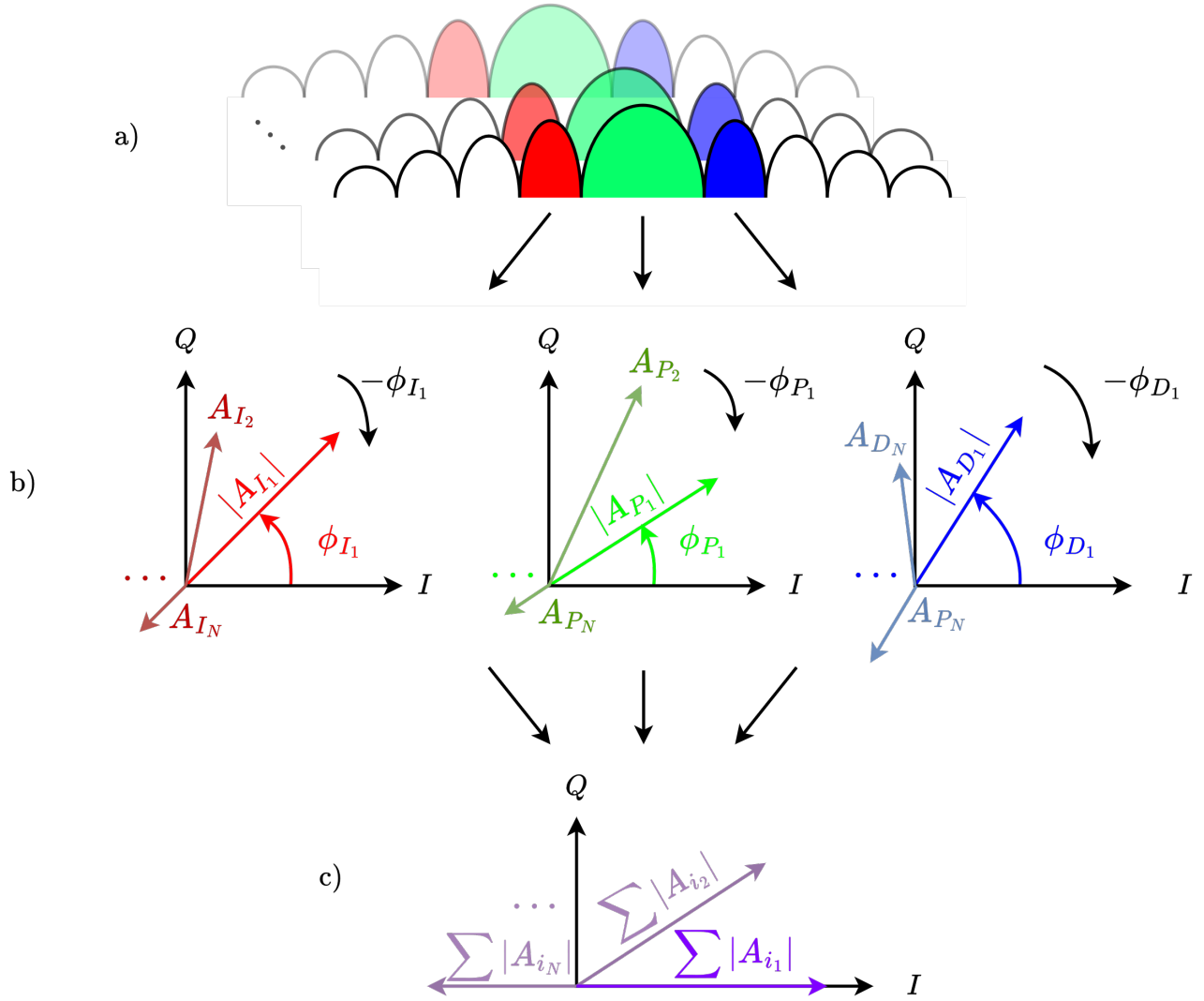


Figura 2.23: Visualización de algoritmo SERVS a) extracción de lóbulo izquierdo (rojo), principal (verde) y derecho (azul) en dominio complejo de la frecuencia b) rotación de vectores respecto a la primera traza c) suma de vectores rotados

La eliminación de desvanecimientos con SERVS funciona porque cada banda de frecuencia posee sus propios desvanecimientos o interferencia, esto es porque la interferencia depende de la frecuencia. Si se toma la información de los lóbulos laterales se pueden “rescatar” datos. Para ello se deben poner la señales en fase en la primera traza, para tener una referencia común y luego se suman, complementándose entre sí cerca de los puntos de desvanecimiento.

2.7. Sensibilidad en la detección heterodina óptica sensible a la fase

En la ref. [64], se propone un modelo analítico de la sensibilidad de la detección heterodina óptica mediante reflectometría óptica en el dominio temporal sensible a la fase. Definiendo la sensibilidad como la desviación estándar de la fase diferencial σ_ϕ , es decir, la dispersión de los datos alrededor del valor medio

de la fase diferencial $\Delta\phi$. Entonces, la ecuación 2.49 modela teóricamente la varianza de fase [64].

$$\sigma_\phi(z)^2 = \sigma_{\phi-a}^2(z) + \sigma_{\phi-p}^2 \quad (2.49)$$

Con $\sigma_{\phi-a}^2(z)$ asociada a la varianza del ruido de intensidad y $\sigma_{\phi-p}^2$ la varianza del ruido de fase. Ambas cantidades se definen como:

$$\sigma_{\phi-a}^2(z) = \frac{3}{2} \frac{1}{\text{SNR}_{\text{static}}(z)} \quad \sigma_{\phi-p}^2 = 2\pi\Delta\nu_c\tau_p \quad (2.50)$$

Donde $\Delta\nu_c$ es el ancho de línea del láser utilizado en el sistema ϕ -OTDR y τ_p el ancho de pulso. Por otro lado la SNR estática a lo largo de la fibra ($\text{SNR}_{\text{static}}(z)$) también puede modelarse teóricamente. Siguiendo su definición, se calcula como el valor medio de la intensidad eléctrica sobre la varianza del ruido, es decir $\text{SNR}_{\text{static}}(z) = \langle A^2(z) \rangle / \sigma_n^2$ donde A es la amplitud eléctrica de la traza.

La intensidad se logra aproximar, como explicado en secciones anteriores, con $2\eta\sqrt{P_L P_s(z)}$. Siendo η la responsividad del fotodetector, P_L la potencia del oscilador local y $P_s(z)$ la potencia de la luz retrodispersada Rayleigh. El cálculo del valor medio $P_{s-\text{avg}}(z)$ utiliza además los parámetros P_{in} potencia del pulso enviado, k_R coeficiente de retrodispersión Rayleigh, c la velocidad, a atenuación de la fibra y n índice de refracción, como se presenta en la ecuación 2.51

$$P_{s-\text{avg}}(z) = \frac{P_{\text{in}}\tau_p k_R c e^{-2az}}{2n} \quad (2.51)$$

Por otro lado, la varianza de ruido σ_n^2 es el resultado de la suma de las varianzas del ruido de disparo σ_{sh}^2 y la varianza del ruido térmico σ_{th}^2 . La primera se puede definir considerando q como la carga eléctrica y B_s como el ancho de banda de detección:

$$\sigma_{\text{sh}}^2 = 2q\eta B_s (P_L + P_{s-\text{avg}}) \approx 2q\eta B_s P_L \quad (2.52)$$

Desde el punto de vista práctico, la varianza del ruido térmico se obtiene el sistema ϕ -OTDR con el láser apagado. Un factor importante es que las ecuaciones del modelo utilizan la fotocorriente del sistema, por lo tanto, al calcular este parámetro el voltaje medido con el osciloscopio se divide por la transimpedancia [V/A] propia del BPD.

Capítulo 3

Implementación del Esquema de Detección

3.1. Diseño de esquema de detección heterodino

En base a los contenidos de la sección 2.5.2, se diseña un esquema de detección heterodina que considera los componentes a disposición. Las diferencias principales entre este diseño, que se muestra en la figura 3.1, y una implementación típica como ilustra la la figura 2.15, es que se utiliza un EOM de intensidad en vez de un AOM para modular el pulso. La limitación de no utilizar un AOM implica que se necesita un segundo EOM para realizar el corrimiento en frecuencia entre el pulso óptico y el oscilador local óptico. Por simplicidad de la implementación, el pulso de luz llevará la frecuencia óptica ω_0 correspondiente a la longitud nominal del láser, mientras que el brazo del oscilador local tendrá una frecuencia $\omega_0 + \Delta\omega$.

Cuando se hace uso de moduladores ópticos se requieren dos componentes para optimizar el sistema. Antes de cada EOM se debe conectar un controlador de polarización para maximizar la modulación de la luz en el EOM. El segundo componente corresponde a un EDFA, que se añade ára compensar pérdidas de inserción en el modulador. Adicionalmente, se añade un filtro óptico centrado en la longitud de onda del láser para minimizar el ruido ASE introducido por los EDFAs y maximizar el SNR.

La tercera modificación al esquema inicialmente presentado se refiere a la tasa de extinción. A falta de un AOM, que posee una tasa de extinción de 50 dB o más, una implementación alternativa busca obtener un valor similar con dos EOMs en cascada lo que proporciona una tasa $ER_{Tot} = ER_{EOM_1} + ER_{EOM_2}$ (en decibelios) de unos 70 dB.

Uno de los objetivos de esta implementación es detectar perturbaciones en la zona de menor SNR de la fibra de sensado, es decir al final de la fibra donde se aplicarán diferentes perturbaciones. En este caso se utiliza una fibra de 25 km, la cual se encuentra dentro de una cubierta plástica para evitar daños y estrés en la fibra. Para evitar reflexiones en el conector final, se conectan atenuadores fijos con un aislador de manera intercalada.

En términos más concretos, este diseño considera un láser de longitud de onda fija en $\lambda_0 = 1550,12$ nm , con una potencia de salida de 10 dBm, la cual es dividida en una razón 70/30 para el brazo del pulso y el oscilador local respectivamente. Se cuenta con dos láseres de diferente ancho de línea (< 100 Hz y < 2 kHz). El BPD es Thorlabs modelo PDB435C, que puede detectar longitudes de onda dentro del rango 800 - 1700 nm. Su responsividad es de 1 A/W y su ancho de banda eléctrico es de 350 MHz. El corrimiento en

frecuencia $\Delta\omega$ se fija en a 150 MHz, valor determinado por el ancho de banda de los fotodetectores. Los dos atenuadores al final de la fibra tienen un valor aproximado a 10 dB. Para evitar efectos no lineales en la fibra la potencia deseada en la entrada a la FUT debe ser menor a 23 dBm, experimentalmente se determina que 20 dBm es óptimo.

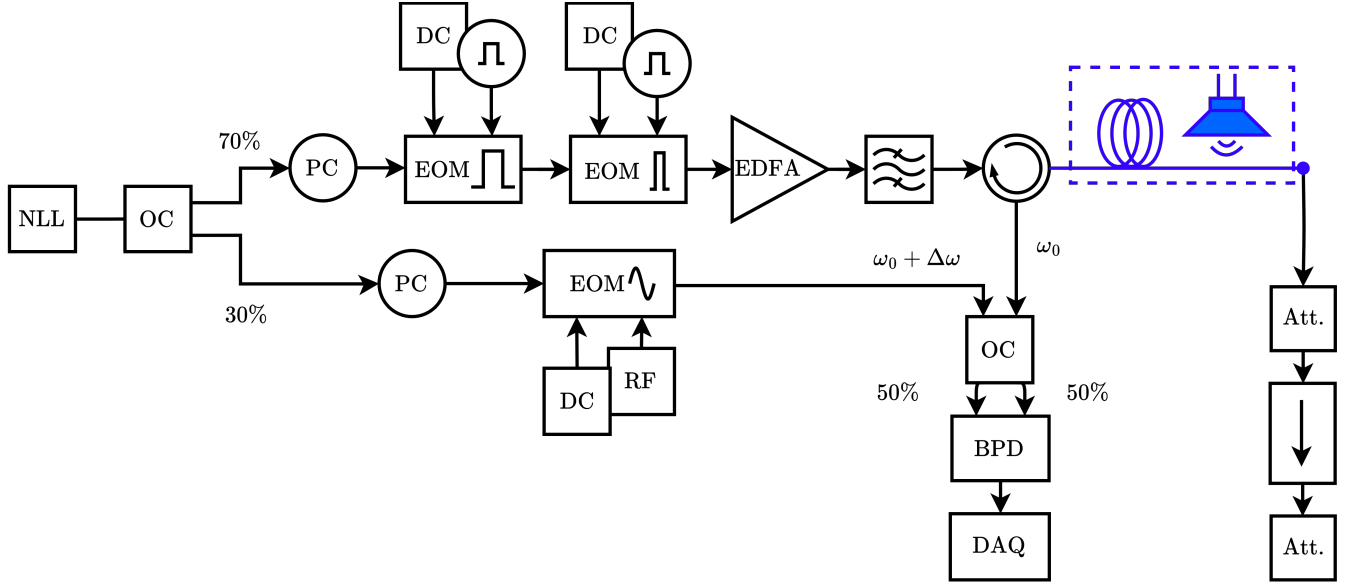


Figura 3.1: Diseño de sensor heterodino con componentes disponibles. NBL: láser de ancho de línea angosto, OC: acoplador óptico, PC: controlador de polarización, EOM: modulador electro-óptico, RF: radio frecuencia, DC: corriente continua, EDFA: amplificador de fibra dopada en erbio, BPD: fotodetector balanceado, DAQ: dispositivo de adquisición de datos, Att.: Atenuador.

A continuación se muestra el mismo diseño con bloques agrupando los componentes en base a la función de cada uno. El cuadro superior (celeste) modula la luz incidente en un pulso, el cuadro inferior (naranja) logra el corrimiento en frecuencia y grupo al final de la fibra de sensando atenúa las señales con potencia relevante para evitar reflexiones.

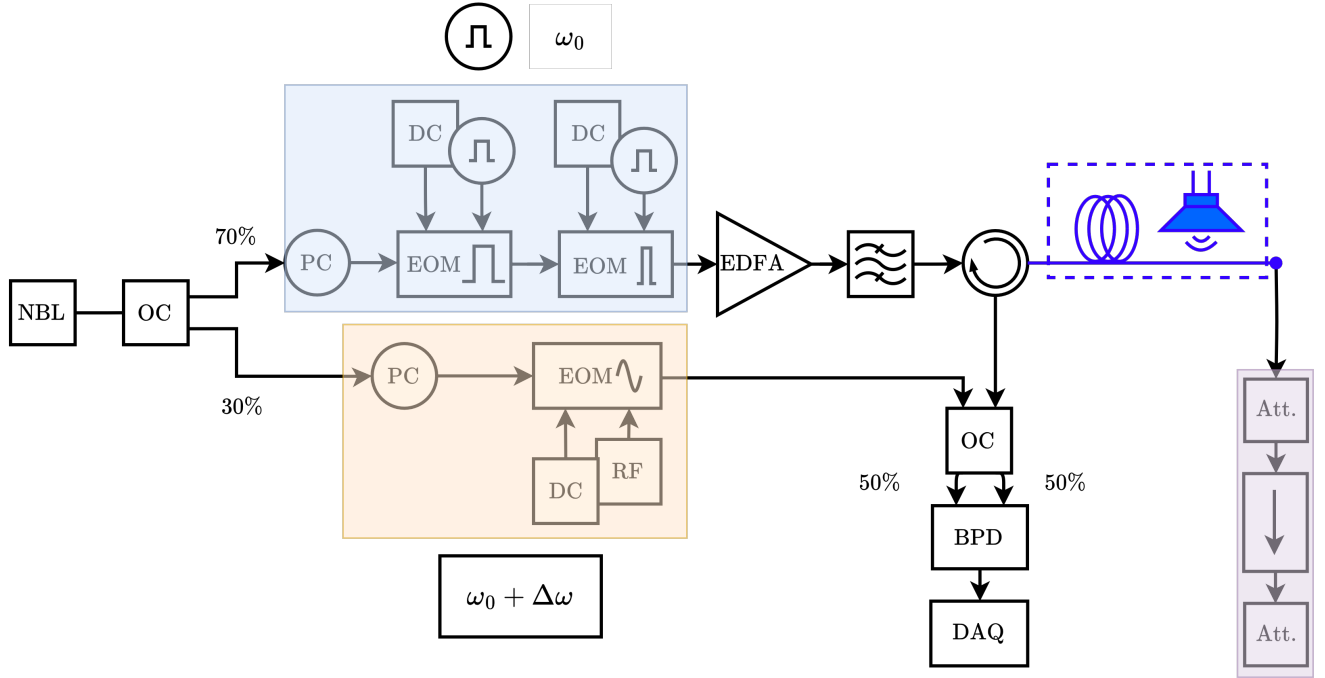


Figura 3.2: Diseño de sensor heterodino con cuadros abstrayendo el propósito de cada segmento.

3.2. Esquema experimental

Al implementar el diseño anteriormente visto se observan anomalías en los datos adquiridos. Analizando el sensor en detalle, se determina que el EOM usado el brazo del oscilador local contiene más bandas laterales que las necesarias, añadiendo información dentro de la banda de detección. En primera instancia se atribuye este fenómeno a las bandas laterales del generador RF que no genera una señal sinusoidal limpia, sino que contiene múltiples armónicos. De los dos generadores RF disponibles se observa que ambos generan armónicos pero con diferentes características. Uno presenta un comportamiento esperado, es decir, con armónicas que disminuyen en amplitud mientras se alejan de la frecuencia central. El segundo generador de RF presenta subarmónicas, es decir, se observan bandas en múltiplos de $0,5f$ con valores de amplitud menores en las subarmónicas en comparación con las armónicas.

Vale decir que, si bien se propone una solución en base a lo observado, se requiere un análisis extensivo para determinar correctamente el origen del problema inicial para proponer una mejor alternativa. Comparar el diseño estándar con el presentado en esta memoria podría proporcionar nueva información respecto a las limitaciones o restricciones de una detección heterodina. Este análisis y propuestas alternativas de solución quedan fuera del alcance de esta memoria.

Para abordar este problema se propone subir la frecuencia inicial del oscilador local de manera tal que las bandas laterales estén tan separadas entre sí que se pueda filtrar la señal obteniendo una única componente de frecuencia en $\omega_0 + \Delta\omega$. Dadas las características de los filtros disponibles y el requerimiento actual del sistema se opta utilizar rejillas de Bragg (FBG) ya que este tipo de filtrado ofrece un ancho de banda más estrecho que un filtro óptico convencional.

Más concretamente, se requiere una FBG controlada en temperatura para sintonizar el filtro en la señal deseada, un circulador para utilizar la luz reflejada por la FBG y un atenuador para evitar reflexiones al

final del otro puerto de la FBG que guía el resto de las longitudes de onda. Considerando el ancho de banda de las FBGs disponibles es de 0.132 nm basta con subir la señal (banda lateral de modulación) a 10 GHz respecto a la frecuencia del láser, pero dadas las subarmónicas del segundo generador RF, se sube la frecuencia en 20 GHz.

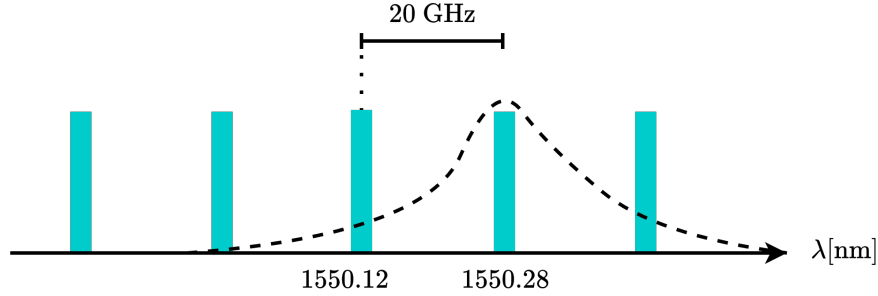


Figura 3.3: Bandas de frecuencia cada 20 Hz (0.12 nm) en el espectro óptico obtenidas por la modulación de fase. El filtro FBG está centrado en 1550.28 nm

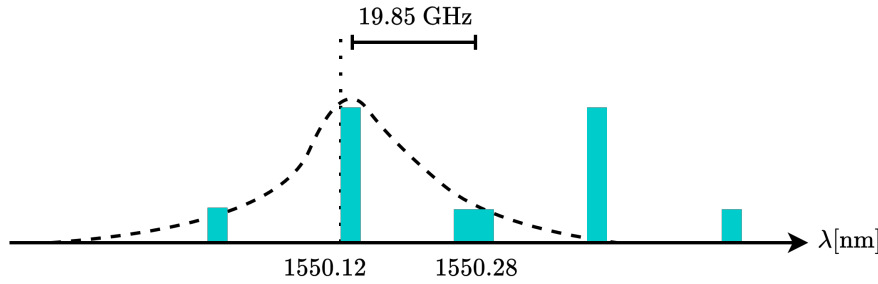


Figura 3.4: Bandas de frecuencia en el espectro óptico posterior a la modulación de 19.85 GHz. El filtro FBG está centrado en la longitud de onda nominal 1550.12 nm para sólo mantener la banda óptica a 150 MHz de 1550.12 nm

Como muestra la figura 3.3, esta implementación se realiza generando una portadora con un modulador de fase (PM) y un generador de RF en 20 GHz, lo que genera bandas laterales a 0.12 nm de $\lambda_0 = 1550,12$ nm. Esto permite obtener banda en 1550.28 nm, la cual se filtra con la FBG, eliminando efectivamente el resto de las bandas laterales. Luego, utilizando el EOM y un generador de RF a 19.85 GHz, se baja esta banda óptica, ilustrado por la figura 3.4, volviendo a filtrar entorno a 1550.12 nm para eliminar las otras bandas de modulación. Estas operaciones ópticas permiten un desplazamiento en frecuencia de 150 MHz respecto a f_0 sin ninguna banda lateral que pueda añadir interferencia al heterodinaje.

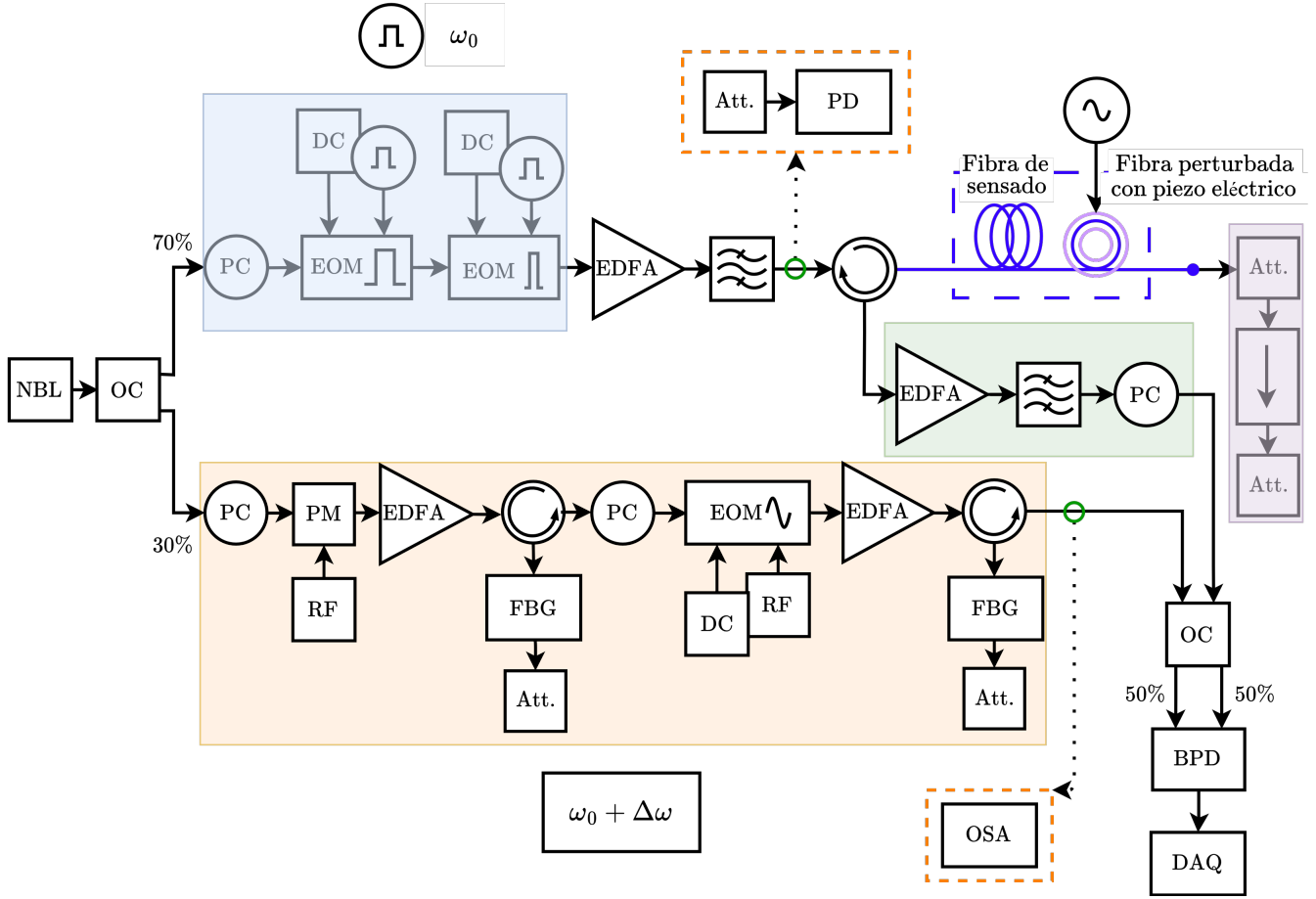


Figura 3.5: Implementación de sensor heterodino. NBL: láser de ancho de línea angosto, OC: acoplador óptico, PC: controlador de polarización, EOM: modulador electro-óptico, PM: modulador de fase, RF: radio frecuencia, DC: corriente continua, EDFA: amplificador de fibra dopada en erbio, PD: fotodetector, BPD: fotodetector balanceado, DAQ: dispositivo de adquisición de datos, Att.: Atenuador, OSA: analizador de espectro óptico, FBG: rejilla de Bragg.

El control de la banda de los filtros FBGs se llevó a cabo mediante la aplicación de temperatura al componente óptico. En esta oportunidad el ajuste de temperatura se realiza utilizando una celda Peltier que, mediante el efecto termoeléctrico, posibilita la absorción y liberación de calor en una placa, obteniendo un lado caliente y uno frío. La FBG que filtra la banda en 1550.28 nm tiene como longitud de onda nominal 1550.016 nm y la segunda en 1550.064 nm, por lo que se debe aumentar la temperatura a la que se exponen ambas FBGs para lograr las bandas de filtraje deseadas.

En este sistema experimental, se emplea la plataforma Arduino debido a su lenguaje de alto nivel y alta popularidad, lo que facilita el acceso a diversas bibliotecas con funcionalidades variadas. Dentro de estas herramientas, se utiliza una biblioteca que automatiza el cálculo de los coeficientes de un controlador proporcional-integral-derivativo (PID). Este PID tiene el objetivo de mantener la ubicación del filtro en la longitud de onda deseada sin variaciones que pudieran afectar al sensor, lo que se logra manteniendo cierta temperatura, por lo que debe actuar en el voltaje que alimenta a la placa Peltier.

El primer lugar, para obtener el error del control en lazo cerrado se utiliza una sonda de temperatura PT100 ubicada junto a la FBG sobre la celda Peltier y pasta térmica para permitir una mejor conducción y estabilidad de la medición; con una biblioteca de interpretación de los datos de la sonda para la plataforma

Arduino. Por otro lado, para controlar el voltaje inyectado a la celda Peltier se incorpora un puente H de modelo L298n dual que controla el voltaje suministrado a ambas celdas; este requiere de una alimentación fija de 12 V. El programa desarrollado para este sensor térmico permite ingresar la temperatura deseada, calcula los coeficientes para el PID y ajusta el voltaje la salida en el puente H.

Por otro lado, para determinar la temperatura que se necesita mantener para obtener ambas longitudes de onda, que cambian según las condiciones ambientales, se conectan ambas FBG a un interrogador de FBG LUNA de múltiples canales. Este dispositivo envía una señal óptica no coherente hacia la FBG y mide la longitud de onda que se refleja; esto lo muestra en su *software* asociado. Una vez fijada la temperatura para filtrar en 1550.28 nm ($\sim 54^\circ\text{C}$) y 1550.12 nm ($\sim 35^\circ\text{C}$), se apaga el interrogador y se conectan las FBG al resto del sensor.

Luego de iniciar el sensor DAS se deben monitorear las señales obtenidas, especialmente al inicio de la fibra para regular la potencia de entrada a la FUT con un fotodetector conectado al osciloscopio que permite recolectar los datos de la señal resultante del heterodinaje recibida en el BPD y a la salida de oscilador local con el analizador de espectros óptico (OSA). Esto se observa en el esquema presentado en la figura 3.5 en las conexiones señaladas con un círculo verde y el equipamiento dentro del rectángulo punteado naranja. El monitoreo de ambos puntos se hace conectando un acoplador óptico 99/1, omitido en el diagrama por simplicidad.

Para comenzar su funcionamiento, con las fuentes DC de los EOM encendidas, se inicia el láser de ancho de banda angosto en la longitud de onda $\lambda_0 = 1550,12$ con 10 dBm de potencia de salida. Posteriormente se enciende el EDFA, con una pequeña corriente, y ya se pueden observar ambos pulsos enviados en el primer punto de monitoreo. Nótese que es importante caracterizar el fotodetector utilizado para no saturarlo en este proceso. Luego, se optimizan los voltajes enviados a cada EOM, aumentando el ratio de extinción.

Para asegurarse de enviar 20 dBm a la fibra de sensado se debe medir con precisión la diferencia en decibelios entre el puerto 2 del circulador, es decir, el inicio de la FUT, y el de recepción en el fotodetector de monitoreo. Además, es necesario caracterizar con anticipación el fotodetector para conocer la relación entre el voltaje de salida y la potencia óptica y así conocer la potencia *peak* del pulso. Un atenuador es necesario para no saturar el fotodetector. De manera opuesta, esta precaución no es necesaria para el BPD por la baja potencia de la señal RBS. Luego de enviar el pulso en el puerto 1 del circulador, se recibe la señal RBS en el puerto 3. Posteriormente se amplifica, filtra ópticamente y se controla la polarización manualmente.

El diagrama de la figura 3.5 muestra que la división de potencia entre el brazo superior (donde se genera el pulso óptico) y el inferior (correspondiente al oscilador local) es de 70/30. En el oscilador local se requiere enviar ambas señales RF de 20 GHz y 19.85 GHz y encender los EDFA en el orden correspondiente, de izquierda a derecha.

Con el OSA se monitorea la efectividad del filtrado para obtener el desplazamiento de frecuencia requerido para el heterodinaje de 150 MHz. Este punto es clave, ya que el resultado depende de un correcto control de polarización en conjunto con encontrar el punto óptimo del EOM, dependiente de la potencia de la señal RF con la que se alimenta. Empíricamente se determinó que la potencia *peak* de la banda desplazada es de -34.5 dBm aproximadamente. Esto demanda sus respectivos máximos de potencia, lo que se traduce en 10 dBm en la señal RF del modulador de fase y 15 dBm de la señal RF del EOM.

Respecto a la toma de muestras, se conecta la referencia de salida del generador de señales que entrega los pulsos cuadrados al osciloscopio para sincronizar la observación de las señales con este *trigger* auxiliar. De esta forma se obtienen mediciones estables y precisas lo que facilita el procesamiento posterior.

Finalmente, las perturbaciones se generan con un *fiber stretcher*, que aplica tensión a la fibra de forma uniforme, permitiendo que se estire y contraiga de manera controlada. La fibra perturbada es de 60.81 m de largo y se conecta entre el carrete de 25 km de fibra y una sección final de fibra de atenuación para evitar reflexiones al final de la fibra de sensado. Este actuador (el piezo eléctrico) necesita la conexión de un generador de señales externo para perturbar la fibra, generando la onda acústica (la vibración) que se busca medir con este sensor.

3.3. Validación del sensor implementado

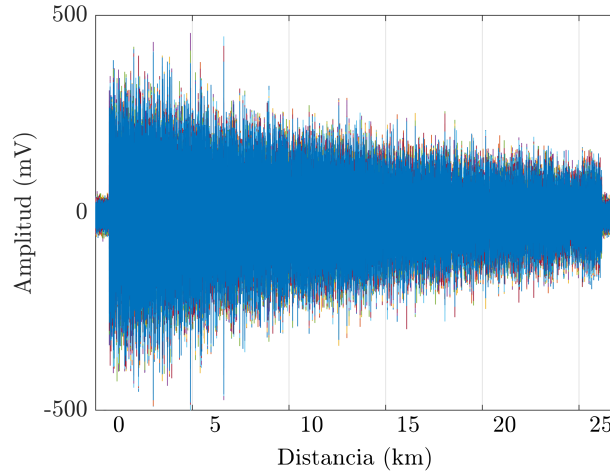


Figura 3.6: Trazas del sensor DAS heterodino implementado

A continuación, se presentan los diversos resultados obtenidos a partir de una medición mediante el envío de un pulso de 50 ns, lo que se traduce en una resolución espacial de 5 m. Con el propósito de validar el sensor heterodino, se indujo una perturbación una onda sinusoidal de 100 Hz alimentando al *fiber stretcher* con 100 mVpp lo que equivale a $0.009 \mu\epsilon$.

La figura 3.6 exhibe algunas de las 220 trazas capturadas con un osciloscopio, destacando que todas las muestras incluidas en este informe cuentan con el mismo número de muestras en tiempo lento, es decir, el mismo número de mediciones consecutivas. El láser utilizado para esta validación es un módulo NKT de ancho de línea menor a 100 Hz. La frecuencia de muestreo a lo largo de la fibra (tiempo rápido) es de 3.2 GSps y la frecuencia de repetición de los pulsos es de 3 kHz.

Estas trazas muestran el comportamiento esperado en una detección heterodina, es decir, una portadora modulada en fase, con una envolvente fija igual a la envolvente de la traza Rayleigh coherente, tanto en la amplitud positiva como negativa. También se observa la aleatoriedad en la sensibilidad de cada punto de sensado. Es importante mencionar que una traza heterodina no entrega información visualmente sobre las condiciones de la fibra, a diferencia de una traza DVS en la que se entrega la información en la intensidad.

El procesamiento inicial para esta prueba es de demodular la señal en cuadratura. Para ello se sigue el mismo procesamiento explicado en la sección 2.6.1. Es decir, multiplicar la señal medida en frecuencia intermedia (150 MHz) por una senoide, obteniendo la señal I, y luego multiplicar la señal medida por una senoide desplazada en 90° para obtener la señal Q. Subsecuentemente se filtran ambas señales con una frecuencia de corte correspondiente al ancho espectral del pulso óptico.

La figura 3.7 a) muestra la intensidad de algunas trazas de esta medición. Los puntos que tienen valores extremadamente negativos se denominan puntos de desvanecimiento.

Respecto al análisis de datos, se puede caracterizar la sensibilidad con la SNR estática:

$$\text{SNR}_{\text{static}}(z) = \frac{\bar{A}^2(z)}{\sigma^2(n)} \quad (3.1)$$

Con el promedio de la señal y la varianza de una ventana en la sección sin traza óptica se obtiene la SNR estática de esta medición, ilustrado en la figura 3.7 b). Se puede notar que hay una pérdida de ~ 11 dB a lo largo de los 25 km de fibra, que considerando la atenuación de 0.19 dB/km y que el pulso recorre una vez la fibra y la retrodispersión la recorre de vuelta, entonces $0,2 \times 25 \times 2 = 10$ dB. Además, generalmente la característica del la SNR estática es representado por el valor al final de la fibra, ya que representa el punto de menor SNR que limita las capacidades del sistema. En este caso este valor es de ~ 32 dB.

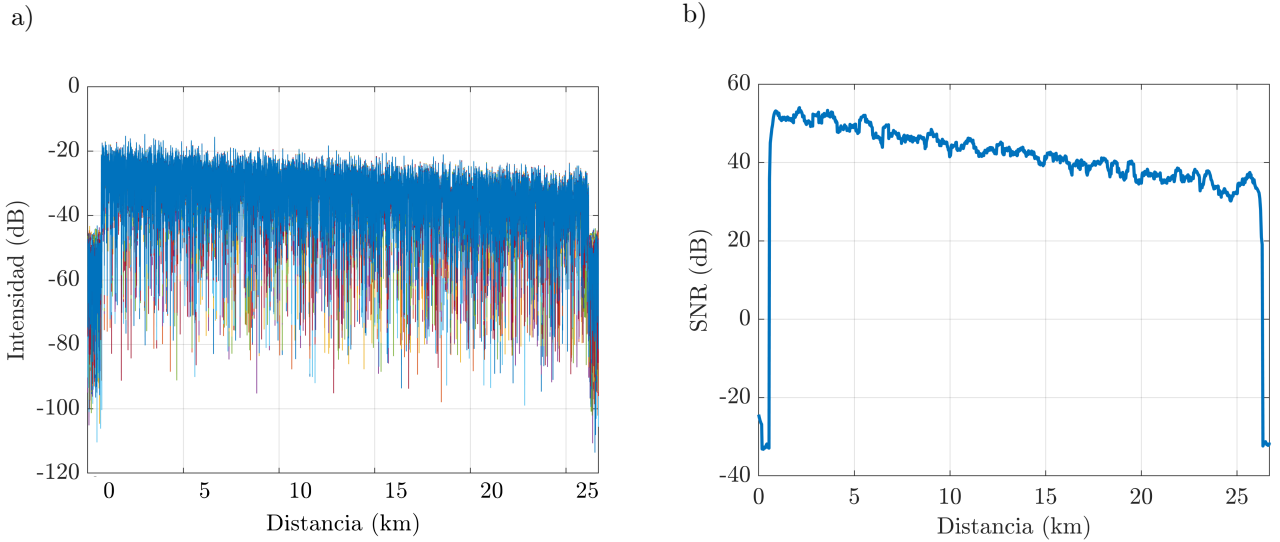


Figura 3.7: Gráfico en el tiempo rápido, o distancia, que muestra la intensidad de 22 trazas y el SNR estático calculado con las 220, ambos en decibelios. La intensidad fue obtenida con demodulación IQ de las 220 trazas de resolución espacial de 5 m a lo largo de 25 km de fibra y una perturbación de 100 Hz en los últimos 60 m de esta. a) Intensidad de 22 trazas en los 25 km de la fibra de prueba. b) SNR estático obtenido del promedio de 220 trazas y varianza del ruido de una traza en una ventana de 350 m.

Luego, con las señales I y Q se calcula la fase con la arcotangente de Q sobre I. Esta fase se debe desenrollar o desenvolver, para lo que se utiliza el algoritmo `unwrap()` proporcionado por MatLab, el software elegido para el procesamiento. Este procesamiento tiene una duración aproximada de 5 s como máximo. Con la facilidad del uso de matrices en el programa, se extraen sólo los datos con información óptica.

Seguidamente, se procede a diferenciar espacialmente la fase desenrollada. El término “espacial” se refiere a que se hace una resta de una traza consigo misma desplazada según el *gauge length* L_G . En otras palabras, se resta cada muestra z_i con la muestra z_{i-S_G} más atrás; con S_G el equivalente en muestras del L_G .

Posteriormente se hace una diferenciación temporal entre las trazas de fase consecutivas, la cual consiste en restar todos los valores de fase en una traza (en z) con una traza de fase inicial. Es decir, se obtiene

la variación temporal de la fase para cada posición en la fibra. En la figura 3.8 a) se puede visualizar esta diferenciación para los 25 km de fibra de sensado utilizada.

El eje de las ordenadas representa el tiempo rápido o distancia y el eje de las abscisas el tiempo lento, o el tiempo en el que se toman las trazas consecutivas. Se observan varios puntos en valores extremos (líneas azules y amarillas) que aumentan a lo largo de la fibra y son consistentes en gran parte del tiempo. Estos son puntos de desvanecimiento que no aportan información alguna sobre la fase. Al lado derecho de este gráfico, la figura 3.8 b) muestra el acercamiento a los últimos 100 m de la fibra óptica en todo el tiempo muestreado. Se observa en los últimos 50 m a 60 m (en torno a 25.25 km) un comportamiento periódico, que oscila ente los azules y verdes cercanos al 0 rad de amplitud. En los 70 ms de medición se presentan 7 períodos, lo que implica correctamente una perturbación de 100 Hz.

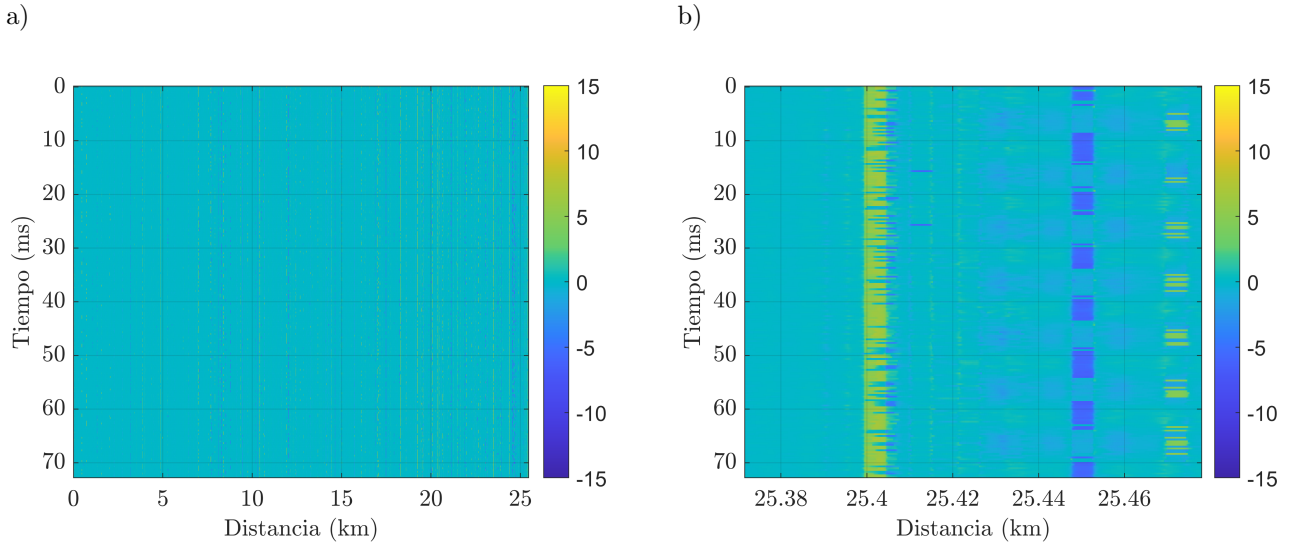


Figura 3.8: Gráfico cascada o del tiempo lento vs. tiempo rápido, que muestra la fase diferencia espacial y temporalmente con demodulación IQ de las 220 trazas obtenidas con resolución espacial de 5 m a lo largo de 25 km de fibra y una perturbación de 100 Hz en los últimos 60 m de ésta. a) Fase diferenciada espacial y temporalmente en las 220 trazas y la extensión total de la fibra bajo prueba b) Fase diferenciada espacial y temporalmente en las 220 trazas y los últimos 110 m.

Una segunda forma de analizar la fase diferencial, es a través de su transformada de Fourier, para lo que se usa el comando `fft()` de MatLab de la transformada rápida de Fourier, relevante en estos datos discretizados. En la figura 3.9 se muestran tanto la fase diferenciada en el dominio de la frecuencia en toda la extensión de la fibra bajo prueba (figura 3.9 a)) como en los últimos 110 metros (figura 3.9 b)). Esta última figura muestra la perturbación de 100 Hz a lo largo de los últimos 60 m (la escalara de colores está en en decibelios en colores azul y amarillo) a excepción de los puntos de desvanecimiento y los 0 Hz, dada la componente DC de la señal.

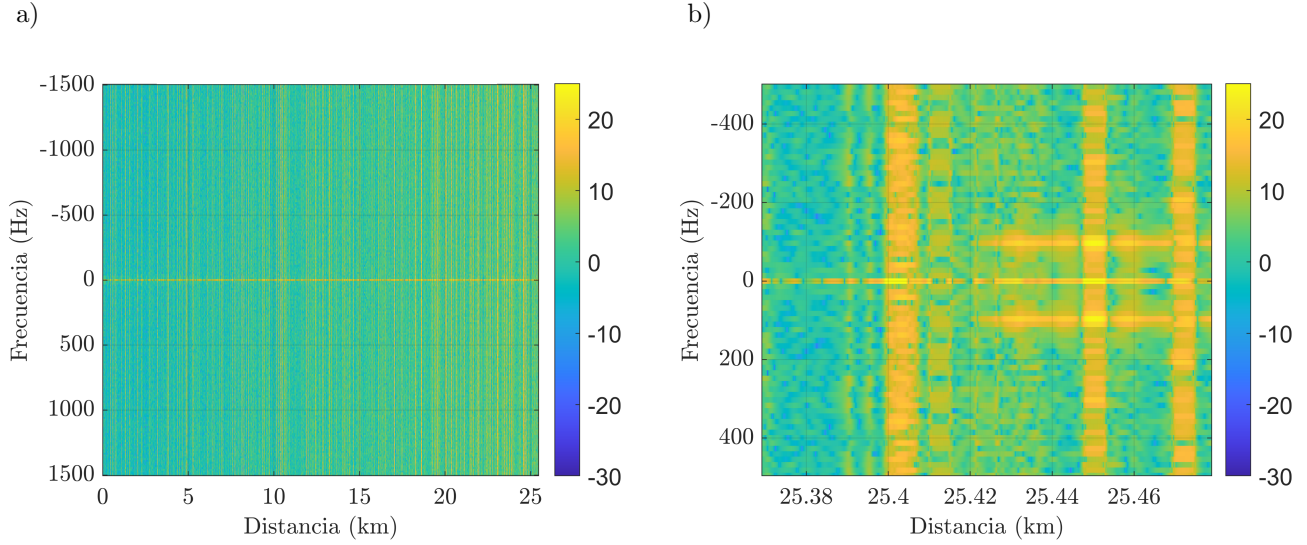


Figura 3.9: Representación visual de la transformada rápida de Fourier (FFT) de la fase diferencial temporal y espacialmente, en decibelios, con demodulación IQ de las 220 trazas obtenidas con resolución espacial de 5 m a lo largo de 25 km de fibra y una perturbación de 100 Hz en los últimos 60 m de ésta. a) Transformada rápida de Fourier de fase diferenciada espacial y temporalmente en las 220 trazas y la extensión total de la fibra bajo prueba b) Transformada rápida de Fourier de fase diferenciada espacial y temporalmente en las 220 trazas y los últimos 110 m.

A la fase diferencial se sustrae su promedio con el fin de eliminar su componente de corriente continua o desplazamiento (*offset*) observada en las figuras 3.9 a) y 3.9 b), la cual ocurre por pequeños cambios térmicos durante el periodo de medición. Con este último cálculo se puede realizar una buena representación de la señal sensada en el punto perturbado. La figura 3.10 muestra un ejemplo dentro de los 60 m perturbados, en la posición 25.458 km. Esta onda sinusoidal posee una amplitud de 1 radián, con período 10 ms. La señal presenta irregularidades por ruido en la medición de fase.

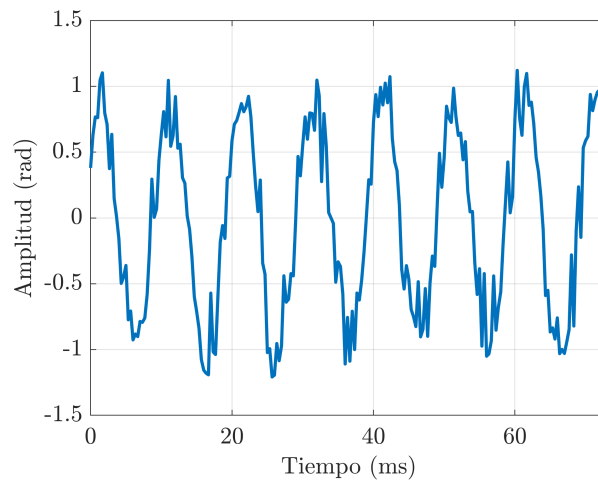


Figura 3.10: Onda mecánica de 100 Hz recuperada en la posición 25458 m con la fase diferenciada en espacio y tiempo. La amplitud es de 1 radián y se muestra en todo el tiempo lento de 70 ms

El rendimiento de un sensor heterodino en esta memoria es caracterizado con la SNR dinámica, corresponde a la SNR de la señal acústica medida. Esta SNR se puede calcular como el valor cuadrático medio

(RMS) de la fase sobre la varianza o RMS del ruido.

$$\text{SNR}_{\text{dyn}} = \frac{\text{RMS}_{\phi}}{\text{RMS}_n} \quad (3.2)$$

Utilizando el teorema de Parseval se calcula el RMS en el dominio de la frecuencia por cada posición de la fibra. Recordando que se midieron 220 trazas, entonces la cantidad de bins de frecuencia por cada posición es de 220 también. Por lo tanto el RMS de la perturbación considera 4 bins de frecuencia alrededor de los *peaks* de 100 Hz mientras que el resto de los 212 bins se consideran para el cálculo del RMS del ruido. El resultado de este cálculo se muestra en la figura 3.11 a) que revela una SNR promedio de -5 dB para los 25 km de la fibra, con un *peak* en los últimos metros. La figura 3.11 b) es un acercamiento a esta sección revelando que la SNR dinámica es de 15 dB en promedio en los últimos 55 m, correspondiente a la SNR de la señal acústica medida con la perturbación de 100 Hz.

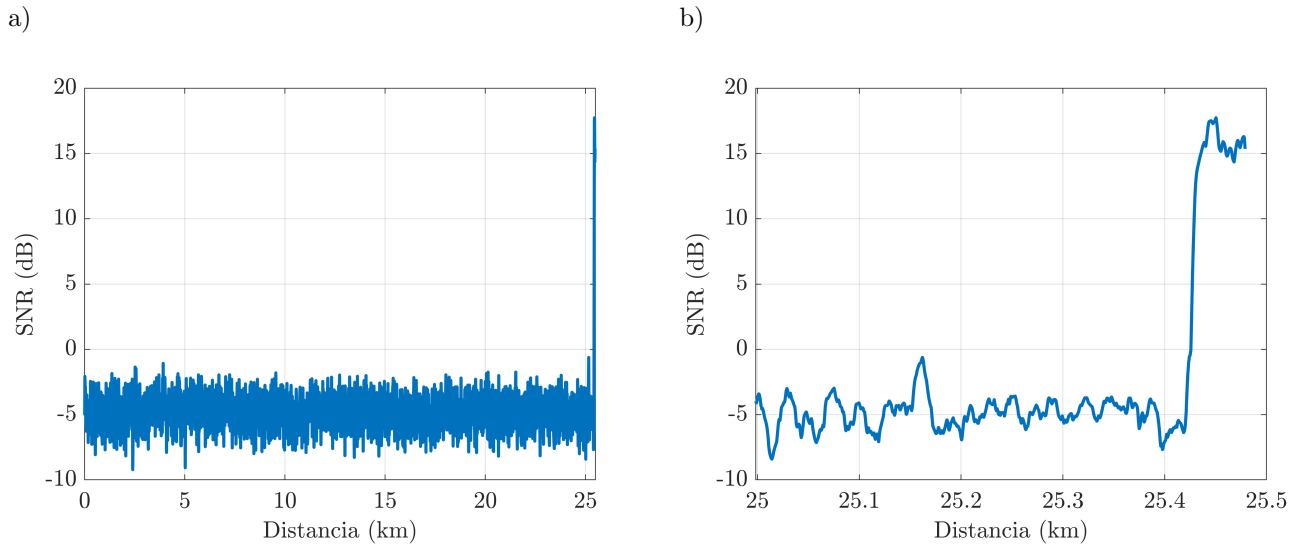


Figura 3.11: Representación visual de la SNR dinámica calculada con el RMS de la perturbación en 100 Hz sobre el RMS del resto de las frecuencias. a) SNR dinámico en la extensión total de la fibra bajo prueba. En promedio es de -5 dB a excepción del final donde se ubica la perturbación. b) SNR dinámico en los últimos 480 m, se tiene un SNR mayor en 55 m con un promedio aproximado de 15 dB.

Capítulo 4

Resultados Experimentales

4.1. Análisis de algoritmos de procesamiento

En esta sección se realiza un análisis de la eficacia algoritmos de desenrollamiento de fase y eliminación de desvanecimientos. El método de comparación de resultados es mediante el valor asociado a la desviación estándar de la fase diferenciada espacialmente σ_ϕ . Esta característica cuantifica la dispersión de la fase diferenciada $\sigma(\Delta\phi)$ respecto al valor medio $\overline{\Delta\phi}$ en el tiempo a lo largo de la fibra bajo prueba. Esta cantidad es significativa en el campo de estudio de los OTDR sensible a la fase ya que se utiliza para caracterizar la sensibilidad del sensor. Para obtener más información respecto a la sensibilidad del sistema heterodino implementado se estudian los efectos para diferentes anchos de pulso, es decir, resolución espacial. Dado que la extensión total de la fibra bajo prueba es de aproximadamente 25 km, el experimento considera las resoluciones de 2 m, 5 m, 10 m y 20 m, siendo 20 ns, 50 ns, 100 ns, y 200 ns sus respectivos anchos de pulso asociados. Los resultados se presentan en gráficos con un promedio móvil con una ventana de 1 km para mayor simplicidad y facilidad de comparación.

4.1.1. Algoritmos de desenrollamiento

Como ya se mencionó en el capítulo anterior, existe una implementación del algoritmo unidimensional de desenrollamiento en MatLab: `unwrap()`. Por otro lado, existen diferentes estrategias para creadas, ya sean en una o dos dimensiones, que buscan un desenrollamiento más robusto y eficiente. Un ejemplo de estas estrategias se basa en la ecuación de transporte de energía (TIE) [65], la cual usa desenrollamiento de fase en dos dimensiones. La implementación como función para el software MatLab está publicada por los autores de [65], disponible en *MATLAB Central File Exchange* [66]. Por su naturaleza iterativa y los buenos resultados de los experimentos en la referencia [65], se comparan ambos algoritmos con el fin de identifica cuál de ellos permite obtener un mejor desenrollamiento de fase y entrega mejores resultados del sensor DAS heterodino.

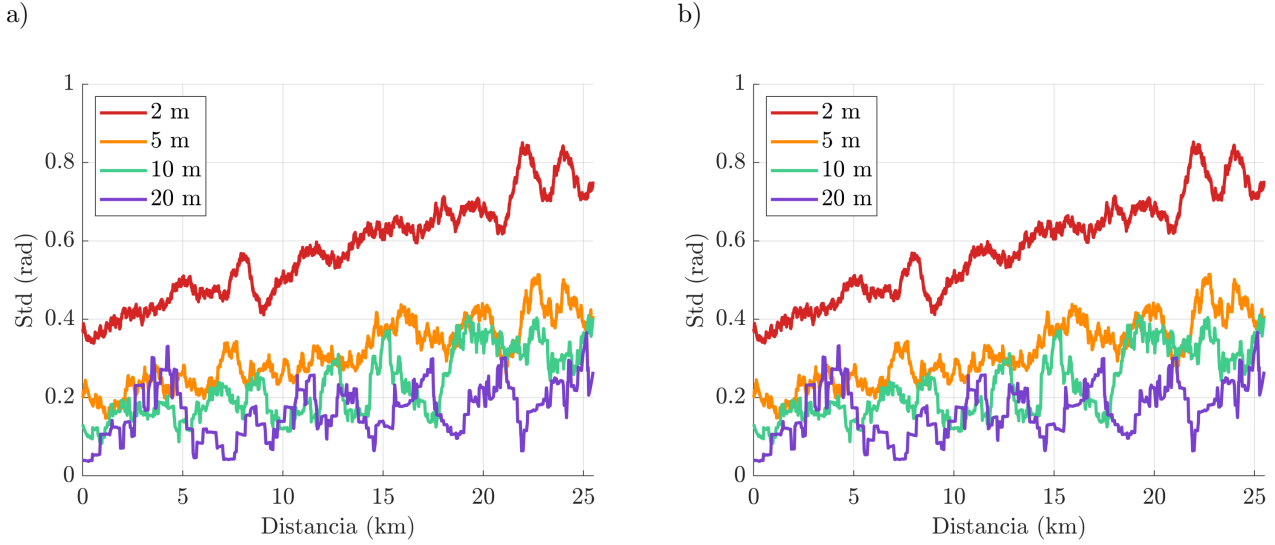


Figura 4.1: Desviación estándar de la fase diferenciada espacialmente para 4 resoluciones espaciales, con demodulación IQ, a lo largo de la fibra bajo prueba sin perturbación para dos algoritmos de desenrollamiento con: a) `unwrap()` de MatLab b) algoritmo basado en la TIE [65]

Las figuras 4.1 a) y 4.1 a) muestran la desviación estándar de la fase desenrollada versus la distancia para diferentes resoluciones espaciales analizadas. Es más, el algoritmo basado en TIE requiere 10 a 40 veces el tiempo que necesita el algoritmo unidimensional de MatLab. Los resultados muestran que no hay diferencia notable entre ambos algoritmos. En base a este resultado, el resto de los resultados en este capítulo sólo contemplan el análisis digital con la función `unwrap()` de MatLab.

4.1.2. Algoritmo de eliminación de desvanecimientos

En la implementación del algoritmo SERVS para la eliminación de desvanecimientos, se extrae el lóbulo principal y los dos secundarios en el dominio de la frecuencia utilizando un ancho de banda uniforme para los tres lóbulos. Esto entrega un mejor resultado que al sólo considerar la mitad del ancho de banda para los lóbulos secundarios, ya que obedece la estructura de un seno cardinal o $\text{sinc}(x)$. Para las diferentes resoluciones se requieren diferentes anchos de banda. Sin embargo, el filtro pasabajo del osciloscopio de 200 MHz afecta al caso de 2 m debido a la atenuación del lóbulo secundario de mayor frecuencia, el cual llega a frecuencias de 200 MHz. La principal desventaja de este método es el alto costo computacional, tomando minutos para ejecutar el código (en base a la implementación realizada).

El efecto de este algoritmo se puede apreciar inmediatamente en la intensidad de las trazas. Para ejemplificar esto se escogen trazas para las pruebas de resolución 5 m y 20 m, y se comparan con las trazas resultantes después del procesamiento de eliminación de desvanecimientos. Estas comparaciones se muestran en la figuras 4.2 a) y 4.2 b) para 5 m y 20 m, respectivamente, donde la traza sin tratamiento (de color rojo) está por encima de la procesada con SERVS (de color naranja). Se observa que el promedio de la traza de intensidad (línea punteada) mejora en aproximadamente 20 dB para la resolución de 5 m y 15 dB para la resolución de 20 m.

Una comparación para las cuatro resoluciones espaciales en todo el espacio y tiempo de medición se realiza nuevamente con la desviación estándar de la fase diferencial. En la figura 4.3 a) se presenta el

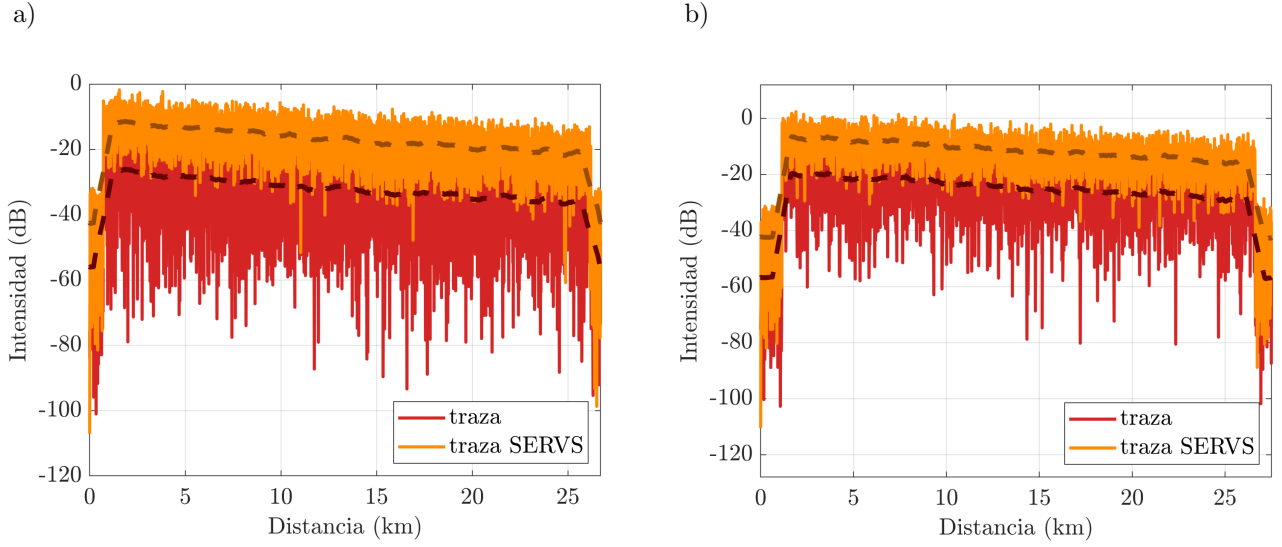


Figura 4.2: Comparación de trazas que muestra el efecto del algoritmo SERVS en la intensidad de la señal demodulada para dos resoluciones espaciales: a) 5 m y b) 20 m, a lo largo de la fibra bajo prueba sin perturbación. En rojo se muestra una traza normal y en naranja la traza con el algoritmo SERVS. En línea punteada de color burdeo y café muestran el promedio de cada traza respectivamente. Se observa una clara mejora de 40 dB en los puntos críticos.

resultado ya mostrado en la sección 4.1.1 y a su derecha, la figura 4.3 b), la desviación estándar de la fase diferencial procesada con el algoritmo SERVS. La mejora es fácilmente reconocible, especialmente para las resoluciones de 5 m, 10 m y 20 m.

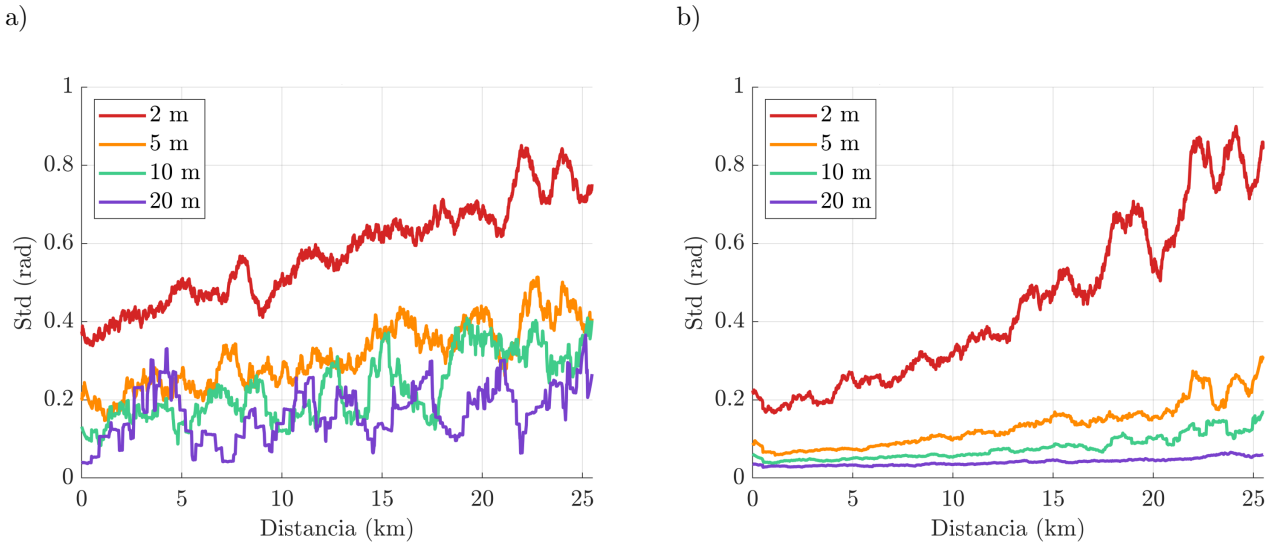


Figura 4.3: Desviación estándar de la fase diferenciada espacialmente para cuatro resoluciones espaciales, con demodulación IQ, a lo largo de la fibra bajo prueba sin perturbación que mide comparativamente el efecto positivo del algoritmo SERVS. a) Std de σ_ϕ de fase obtenida directamente con la arcotangente sin tratar los desvanecimientos. Std de σ_ϕ de fase obtenida después de aplicar el algoritmo de eliminación de desvanecimientos SERVS.

Debido a la sustancial evidencia del buen rendimiento del algoritmo SERVS, los análisis restantes en este capítulo lo utilizan para el procesamiento de las señales adquiridas en los siguientes experimentos.

4.2. Impacto de la frecuencia y amplitud de la perturbación

4.2.1. Efecto de ancho de pulso y gauge length

Si bien el efecto de ancho de pulso es notable en los resultados anteriores, se puede evidenciar aún más como muestra la figura 4.4 a) el SNR estático. El pulso de 20 ns, o resolución 2 m, tiene el menor SNR al final de la fibra con 25 dB, mientras que el pulso de 200 ns llega a los 60 dB.

Por otro lado, la figura 4.4 b) presenta la integral del ruido de la fase en el dominio de la frecuencia (calculado con RMS), es decir la suma de las magnitudes de la FFT de la fase diferenciada $\Delta\phi$ sin su componente DC. En este cálculo se requiere normalizar con el factor $2/(N/2)^2$ para respetar el teorema de Parseval, con N el número total de bins considerando las frecuencias positivas y negativas. Las curvas son idénticas a la desviación estándar de la fase diferencial, explícitamente, se observa que la energía acumulada del ruido en el espectro es igual a dispersión de las fases.

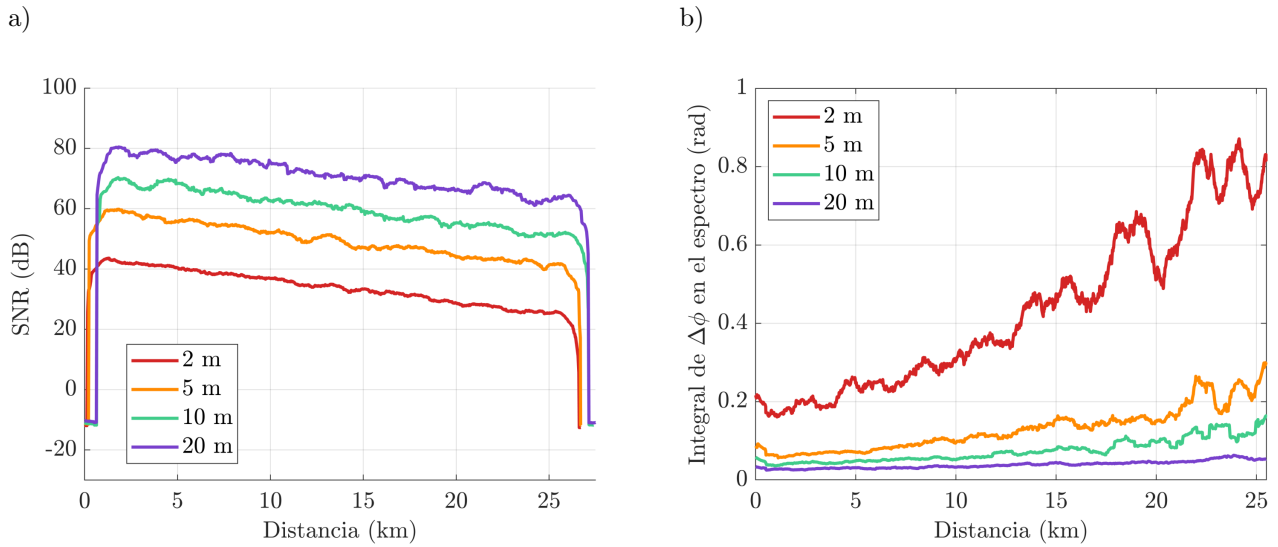


Figura 4.4: La intensidad y la fase revelan el efecto del ancho de pulso, a menor ancho de pulso menor SNR estático y mayor ruido o dispersión en la fase diferenciada. a) SNR estático del sensor para las resoluciones espaciales 2 m, 5 m, 10 m y 20 m a lo largo de la fibra bajo prueba sin perturbación. b) Integral del ruido para resoluciones espaciales 2 m, 5 m, 10 m y 20 m a lo largo de la fibra bajo prueba sin perturbación.

4.2.2. Efecto de ancho espectral de la fuente óptica

Para comparar la respuesta a diferentes anchos espectrales, se hacen pruebas con un láser de ancho de línea <100 Hz y uno <2 kHz. El método de comparación en este caso es la SNR dinámica, mostrando los últimos 480 m de la fibra de sensado. El voltaje utilizado para el *fiber stretcher* es de 800 mVpp, lo que

provoca un *strain* en el orden de los *nanostrein* equivalente a $73 \text{ n}\epsilon$, con una frecuencia de 100 Hz. Como se verá en la siguiente sección este voltaje es muy alto para ciertas resoluciones espaciales por lo que sólo se compararán las mediciones de 5 m y 10 m.

Como muestran las figuras 4.5 a) y 4.5 b), el láser de ancho de línea $<2 \text{ kHz}$ provee una SNR menor que el más angosto por 3 dB con un ancho de pulso de 50 ns, que se relaciona a que a menor ancho de línea la luz tiene menor ruido de fase. Por otro lado, el rendimiento para 10 m es similar en ambos casos. En la resolución de 2 m se observa una SNR dinámica de 2 dB al final de la fibra, lo que no es suficiente para detectar correctamente la forma de onda de la perturbación. El ruido en la medición para el láser más coherente es de -5 dB para las cuatro resoluciones espaciales, mientras que el menos coherente presenta mayor variación y valores entre -4 dB y -6 dB.

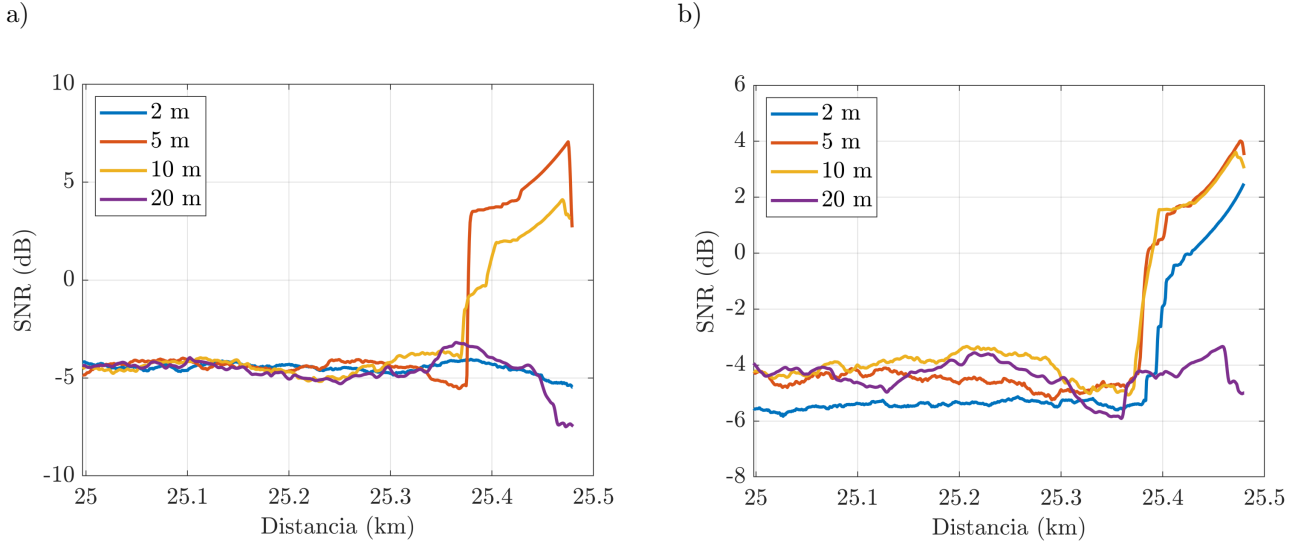


Figura 4.5: SNR dinámico para láseres de diferente ancho de línea con perturbación de 100 Hz de $0.073 \mu\epsilon$, mostrando los últimos 480 m de la fibra bajo prueba. a) SNR dinámico para láser de ancho de línea $<100 \text{ Hz}$. b) SNR dinámico para láser de ancho de línea $<2 \text{ kHz}$

4.3. Sensibilidad a perturbación

El análisis de rendimiento de un sensor DAS generalmente se refiere a su sensibilidad, estabilidad, precisión y robustez. En esta sección se presentan los efectos de la amplitud y frecuencia de la perturbación con el SNR dinámico en los últimos 480 m. Considerando los efectos del ancho espectral de la fuente de luz del sistema $\phi - OTDR$ los experimentos en esta sección se llevan a cabo con el láser de ancho de línea $<100 \text{ Hz}$.

4.3.1. Impacto de la frecuencia

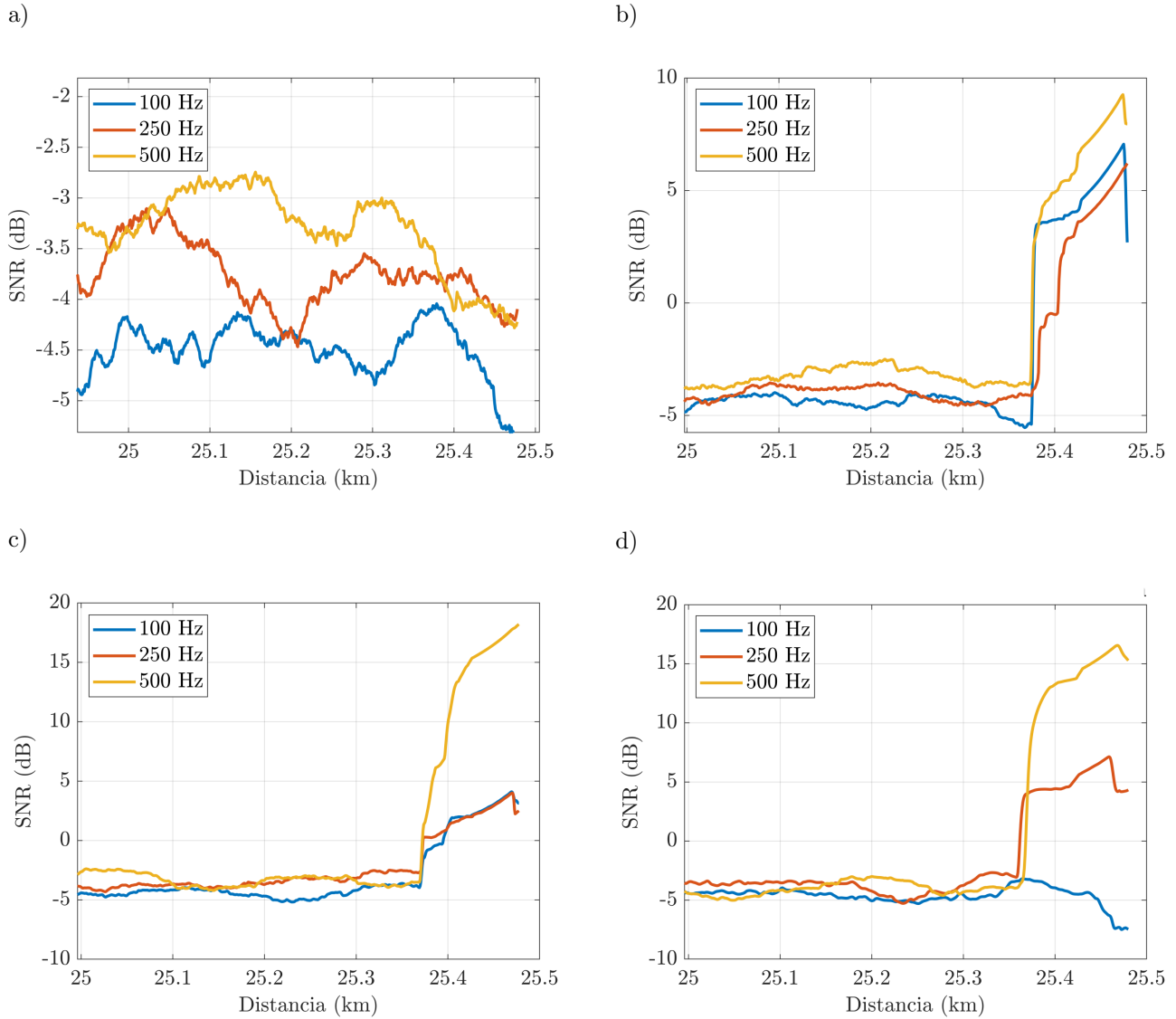


Figura 4.6: SNR dinámico para las resoluciones espaciales 2 m, 5 m, 10 m y 20 m y perturbaciones con un *microstrain* de $0.073 \mu\epsilon$ y frecuencias 100 Hz, 250 Hz y 500 Hz. a) SNR dinámico para ancho de pulso 20 ns b) SNR dinámico para ancho de pulso 50 ns c) SNR dinámico para ancho de pulso 100 ns d) SNR dinámico para ancho de pulso 200 ns

Las figuras 4.7 a) y 4.7 b) muestran la información sintetizada de las figuras 4.6 a), b), c) y d), tomando el SNR dinámico como el promedio observado de la zona perturbada.

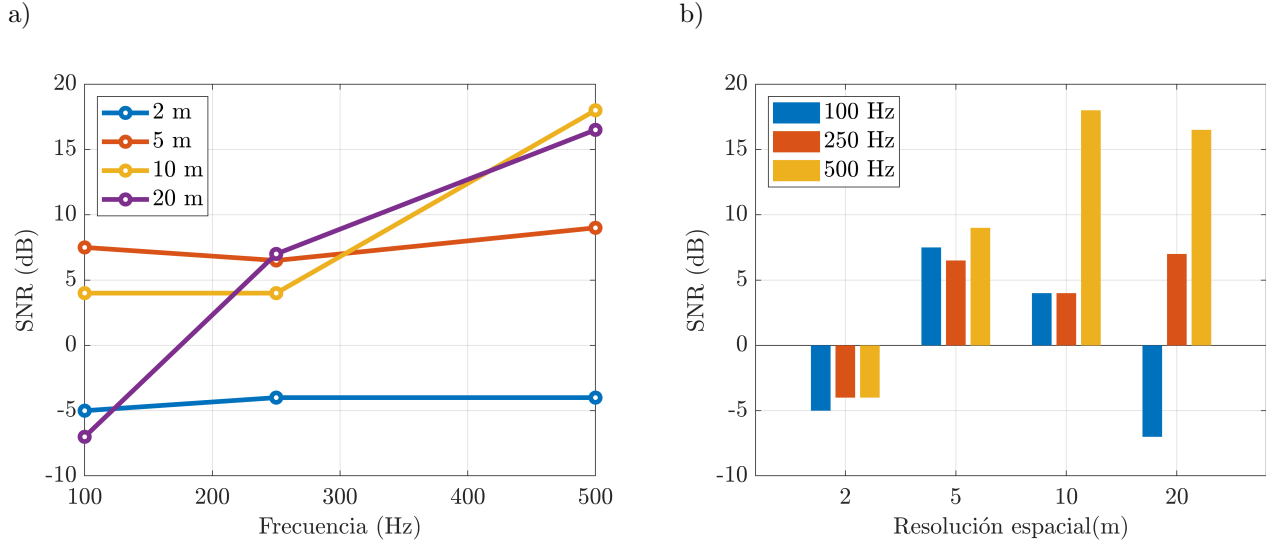


Figura 4.7: Impacto de la frecuencia de la perturbación de $73 \text{ n}\epsilon$ en el sensor implementado a) Comparación SNR versus frecuencia para cada resolución espacial b) Gráfico de barras de SNR por resolución espacial (2 m, 5 m, 10 m y 20 m)

En primer lugar, se compara la SNR dinámica a diferentes resoluciones espaciales con una perturbación causada con *strain* de $73 \text{ n}\epsilon$ en el *fiber stretcher* para 3 frecuencias diferentes: 100 Hz, 250 Hz y 500 Hz.

La figura 4.6 a) muestra que la resolución de 2 m no logra detectar la perturbación en ninguna frecuencia, mientras que en la figura 4.6 b), con resolución de 5 m, presenta un mejor comportamiento para las tres frecuencias con un SNR mayor a 5 dB en cada caso, destacando los 9 dB para la frecuencia de 500 Hz.

Para el caso de 10 m se observa, en la figura 4.6 c), un SNR de 17 dB para esta misma frecuencia, con un peor desempeño para las otras dos más bajas con 4 dB cada una.

Por último, la figura 4.6 d) ilustra los resultados para la resolución de 20 m, que también tiene buen rendimiento para los 500 Hz y una mejora para los 250 Hz con 7 dB, sin embargo no es capaz de capturar la perturbación de frecuencia de 100 Hz, lo que señala hay un mínimo frecuencia detectable dependiente de la amplitud de la perturbación (*strain*). No obstante la relación no sigue una tendencia lineal.

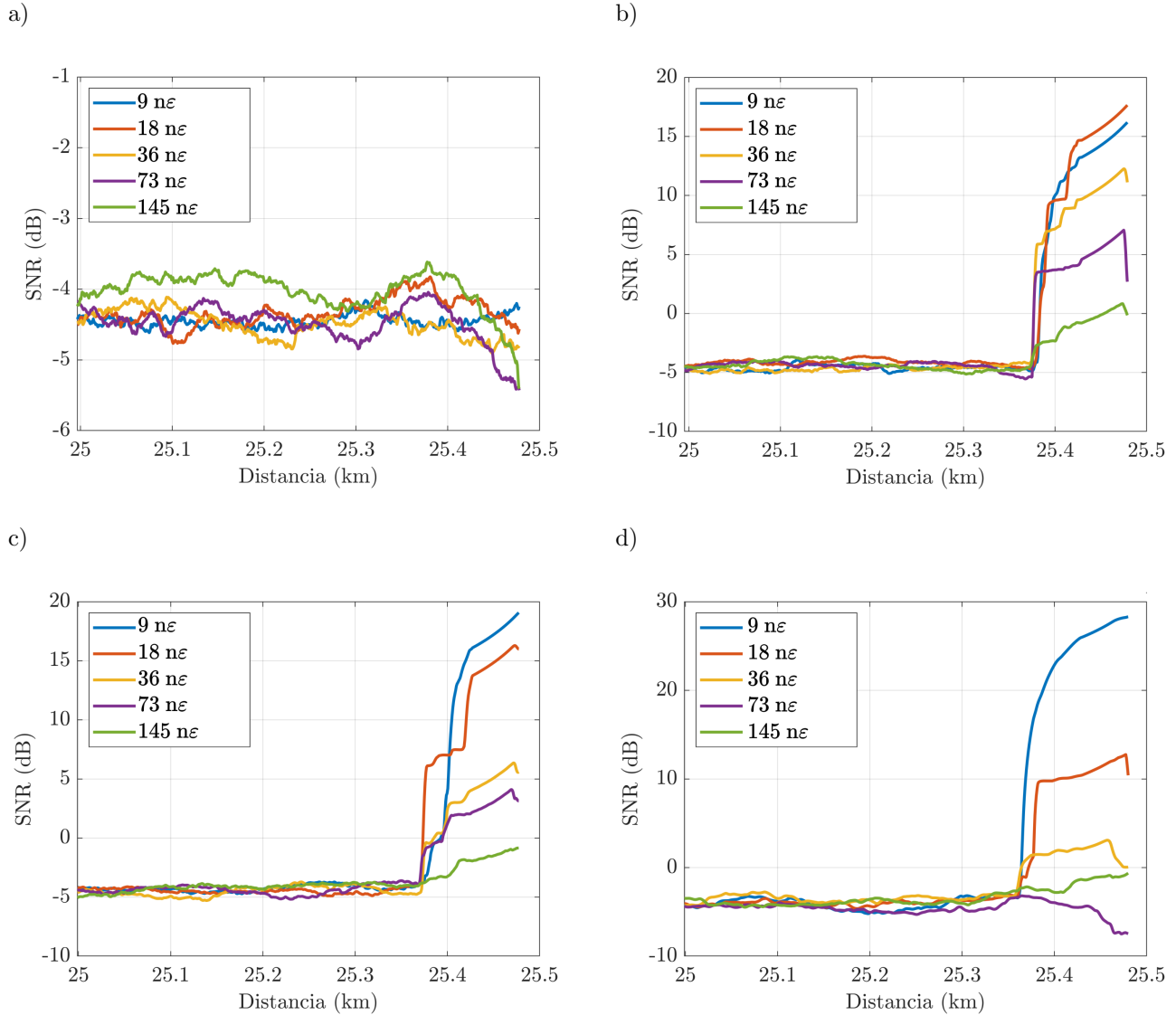
4.3.2. Impacto del *strain*

Figura 4.8: SNR dinámico para las resoluciones espaciales a) 2 m, b) 5 m, c) 10 m y d) 20 m y perturbaciones de frecuencia 100 Hz y *strain* de 9 nε, 18 nε, 0.036 nε, 73 nε y 145 nε.

El último análisis experimental se refiere a la respuesta del sensor a perturbaciones con frecuencia 100 Hz con nanodeformaciones 9 nε, 18 nε, 0.036 nε, 73 nε y 145 nε. Las figuras 4.9 a) y 4.9 b) muestran la información sintetizada de las figuras 4.8 a), b), c) y d), tomando el SNR dinámico como el promedio observado de la zona perturbada.

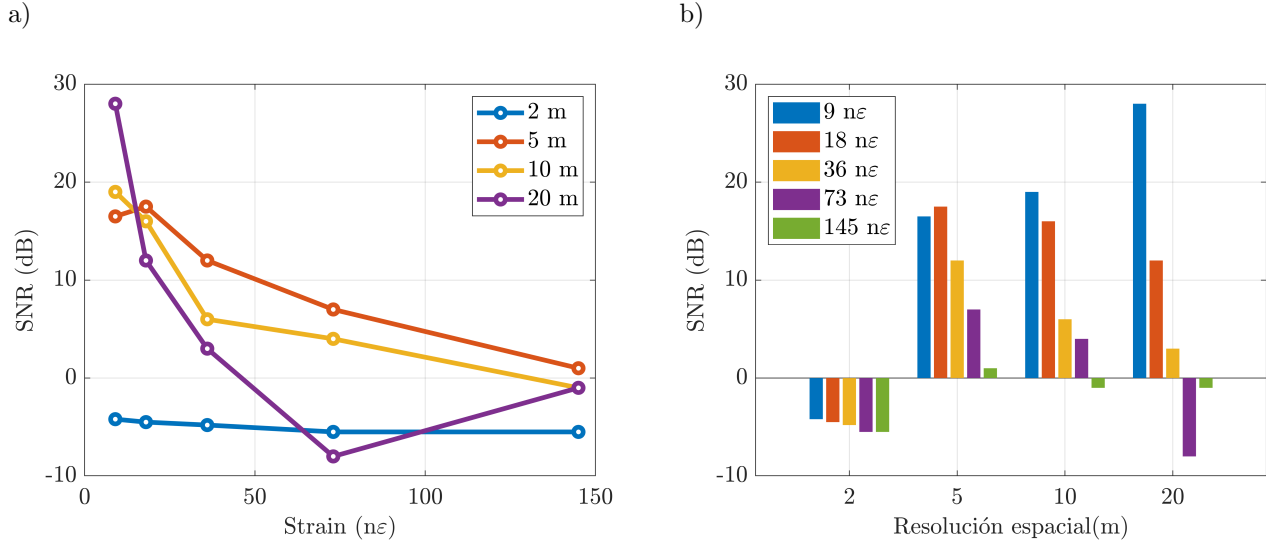


Figura 4.9: Impacto de la amplitud de la perturbación de 100 Hz en el sensor implementado a) Comparación SNR versus *strain* para cada resolución espacial b) Gráfico de barras de SNR por resolución espacial (2 m, 5 m, 10 m y 20 m)

Nuevamente se sostiene el resultado de la resolución de 2 m (ver figura 4.8 a)) en la que el sensor no responde a los estímulos sin importar la amplitud de la señal. Con una resolución de 5 m, la figura 4.8 b) muestra una SNR dinámica que aumenta en una relación inversamente proporcional a la amplitud exceptuando con *strain* de 18 nε, superando en 1 dB el comportamiento para los 9 nε. El peor desempeño, en esta resolución y para el resto de los anchos de pulso, se observa en los 145 nε, en el que se obtiene una SNR entre 0 dB y 1 dB.

La figura 4.8 c) muestra la SNR dinámica para la resolución de 10 m que, al igual que el caso de 5 m, supera los 15 dB para las dos perturbaciones de menor amplitud. Empero, tiene un comportamiento deficiente en su SNR para los 0.036 nε con 7 dB, casi la mitad de lo obtenido para 5 m. Por último, la resolución de 20 m mantiene la tendencia de mejorar la sensibilidad para los 9 nε llegando a los 28 dB y bajando el desempeño para el resto de las amplitudes, como revela la figura 4.8 d).

4.4. Comparación con modelo teórico

Se calculan en MatLab las curvas teóricas de sensibilidad con las ecuaciones explicadas en la sección 2.7. De esta forma se propone modelar teóricamente la sensibilidad de fase con los parámetros del sistema implementado y compararlo con los resultados obtenidos ya estudiados en la extensión de este capítulo.

La mayoría de los parámetros de simulación son constantes, sus valores son: velocidad $c = 3 \times 10^8$ m/s, índice de refracción $n = 1,5$, coeficiente de retrodispersión Rayleigh $k_R = .$, atenuación $2,3 \times 10^{-5}$ Np/m, responsividad del BPD $\eta = 1$, el ancho de línea del láser $\Delta\nu_c = 100$ Hz, frecuencia del oscilador local $B_s = 150 \times 10^6$ Hz, transimpedancia del BPD $5 \times 10^3 \omega$, potencia del oscilador local $P_L = -18,5$ dB y potencia del pulso $P_{in} = 20$ dB. Los dos datos que cambian para los cuatro casos estudiados es el ancho de pulso τ_p el cual es de 20 ns, 50 ns, 100 ns y 200ns.

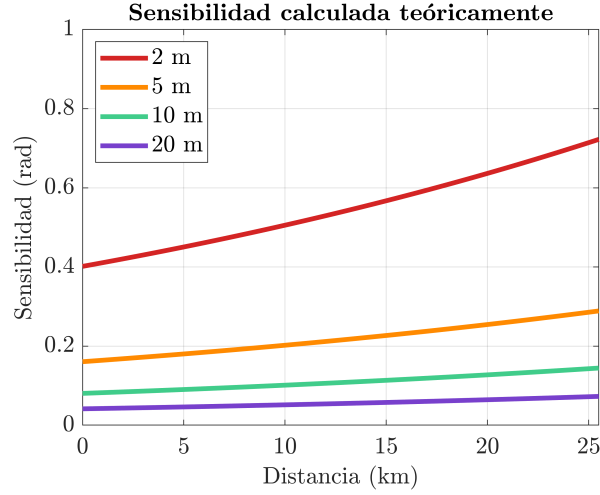
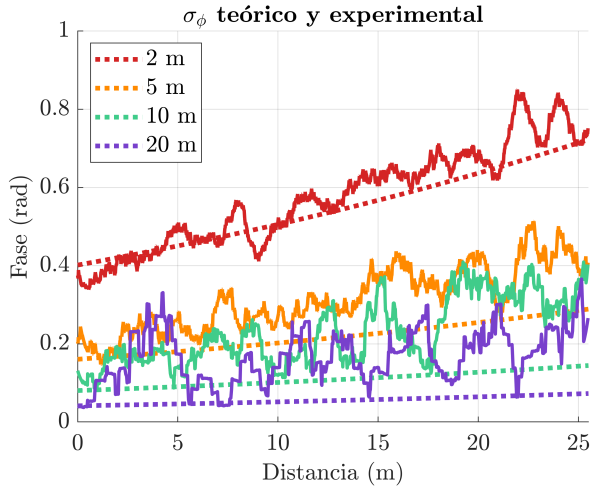


Figura 4.10: Curva teórica de sensibilidad de fase para las resoluciones espaciales 2 m, 5 m, 10 m y 20 m en 25 km de fibra

Aplicando el modelo de la referencia [64] para las cuatro resoluciones espaciales, en la extensión completa de la fibra, se obtiene la figura 4.10. Se debe comparar este resultado a las figuras 4.3 a) y 4.3 b). Las curvas obtenidas teóricamente cumplen el objetivo de predecir el comportamiento de forma aproximada, consiguiendo curvas en límites similares entre ambas figuras logradas experimentalmente, sin embargo, no es un modelo preciso para ningún caso.

a)



b)

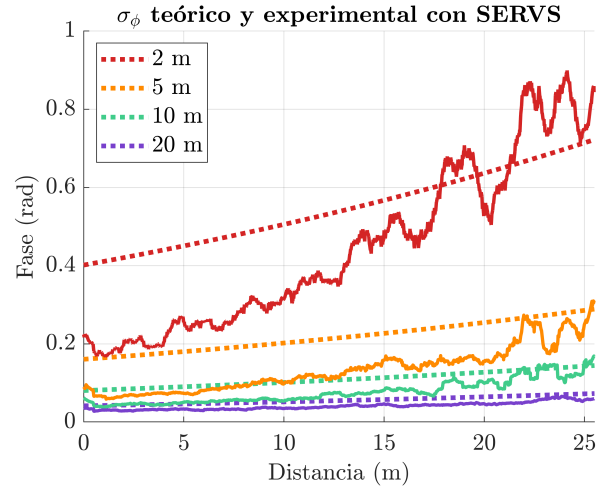


Figura 4.11: Curva teórica de sensibilidad de fase para las resoluciones espaciales 2 m, 5 m, 10 m y 20 m en 25 km de fibra. Comparación con datos obtenidos: a) sin eliminación de desvanecimientos b) con eliminación de desvanecimientos usando el algoritmo SERV

En la figura 4.11 a), se comparan las curvas teóricas (línea punteada) con los resultados del experimento sin eliminación de desvanecimientos (línea continua). Se observa que la curva teórica modela la envolvente inferior de los resultados experimentales. La discrepancia entre el modelo teórico y los datos experimentales podría atribuirse a la omisión del fenómeno de desvanecimiento en el modelo matemático (ref. [64]).

En la figura 4.11 b), se muestra la comparación entre las curvas teóricas de sensibilidad (línea punteada) y las sensibilidades obtenidas experimentalmente con procesamiento de eliminación de desvanecimientos (línea continua). Se observa que la curva teórica no sigue la misma tendencia que la curva experimental durante los primeros 22 km aproximadamente, lo que se explica con la naturaleza del fenómeno de desvanecimiento que aumenta su severidad con la distancia.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo de titulación, se ha presentado un estudio exhaustivo sobre la implementación y evaluación de un sensor acústico distribuido basado en detección coherente heterodina en el dominio óptico y demodulación de fase digital. A lo largo del desarrollo, se han abordado diversos aspectos técnicos y se han llevado a cabo pruebas experimentales para validar el desempeño del sensor. A continuación, se resumen los hallazgos más relevantes y se proponen líneas de trabajo futuro basadas en los resultados obtenidos.

La implementación del sensor acústico distribuido, que utiliza detección coherente heterodina en el dominio óptico y demodulación de fase digital, ha sido el foco central de esta memoria de titulación. La validación del sensor y su procesamiento se realizó mediante la perturbación de la fibra de sensado con una señal sinusoidal de 100 Hz en sus últimos 60 m. El análisis de los resultados en el dominio del tiempo y la frecuencia permitió observar una correcta reconstrucción de la onda incidente de 100 Hz en algunos puntos de la sección perturbada.

Cabe mencionar que la implementación no sigue el diseño típico debido a la falta de un modulador opto-acústico (AOM). Sin embargo, el principal argumento que se usa para preferir el modulador sobre el modulador opto-eléctrico (EOM) es la figura de mérito o razón de extinción. En el sensor implementado se toma en consideración esta diferencia y se intenta imitar el buen rendimiento de un AOM. Teóricamente no se esperan consecuencias relevantes de este reemplazo, pero no se elimina la posibilidad en la práctica en cuanto a cómo se logra el desplazamiento en frecuencia por componentes en frecuencia no deseados y consecuentes modulaciones que afecten los resultados.

Cabe decir que un EOM en comparación a un AOM presenta mayores pérdidas por inserción y mayor complejidad de integración, aumentando el costo global del sistema. Otra ventaja de un AOM sobre el EOM es su valor de mercado. Un posible trabajo para estudiantes de pregrado sería realizar una comparación teórica entre el diseño de un AOM versus un desplazamiento de frecuencia manual, con especial atención al acoplamiento de la frecuencia (fase) y el perfil de intensidad, ya sea con la estrategia aplicada o con otros componentes.

Alternativamente, se propone una implementación de sensor DAS con un modulador óptico de semiconductores (SOM) de precio intermedio entre un AOM y EOM y promete mejor razón de extinción, mayor rango dinámico, menores pérdidas de inserción, menor complejidad de instalación y mayor estabilidad óptica. Un SOM funciona como un aislador desde el puerto de recepción, integra un amplificador óptico de semiconductor y es independiente de la polarización de la luz incidente. Un SOM es un posible candidato para reemplazar la modulación con un AOM, lo que eliminaría la necesidad del aislador y controlador

de polarización del diseño estándar al ser conectado directamente a la fuente de luz.

iguando con el procesamiento digital de la señal eléctrica adquirida (equivalente a la señal óptica resultante de la detección con el sensor DAS) , este consta de una demodulación y un posterior desenrollamiento de fase. En esta oportunidad , se quiso estudiar el efecto de estos por separado en el cálculo de la desviación estándar de la fase diferencial, valor que cuantifica la sensibilidad del sensor DAS. Para el análisis se adquirieron trazas ópticas a lo largo de los 25 km de fibra bajo prueba sin perturbación para cuatro resoluciones espaciales: 2 m, 5 m, 10 m y 20 m.

Comenzando con los algoritmos de desenrollamiento , se utilizó un algoritmo unidimensional de MatLab y uno bidimensional basado en la ecuación de transporte de energía (TIE). La referencia [65] presenta resultados positivos para el desenrollamiento de fase basado en la ecuación de transporte de energía, pero no muestra superioridad en los experimentos desarrollados en el sensor implementado en este trabajo. A esto se suma que tiene un alto costo computacional en comparación al algoritmo incluido en MatLab y sus resultados son prácticamente iguales. Basándose en la literatura, se considera la importancia de estudiar la incidencia del ruido en estos resultados. La eficiencia del algoritmo basado en TIE es comparable con otras estrategias preferidas en el campo de estudio en condiciones de bajo ruido. Es decir, el análisis podría verse beneficiado cuando se cuente con una desviación estándar del ruido de $\sigma_n = 0,5$, un cuarto del σ_n experimental. Como trabajo futuro, se propone simular trazas para manipular la cantidad de ruido y comparar los algoritmos de forma controlada.

Por otro lado, para el proceso de demodulación digital , se tiene como objetivo mejorar la sensibilidad mediante la eliminación de desvanecimientos mediante el algoritmo SERVS. Este proceso busca extraer información más allá de la frecuencia intermedia contenida en los componentes de frecuencia laterales obtenidos por la demodulación.

En este trabajo de memoria , queda demostrado su funcionamiento y alto rendimiento contrastando la desviación estándar de la fase diferencial de la demodulación con SERVS con la demodulación de cuadratura estándar. Los experimentos utilizados para llegar a esta conclusión consideraron la desviación estándar de la fase diferencial para las cuatro resoluciones espaciales. Los resultados revelan una tendencia a una mejora de 0.15 rad, aproximadamente, en los cuatro casos.

Se puede afirmar que el algoritmo SERVS es un procesamiento sofisticado que aumenta la información extraíble de las trazas ópticas y, por lo tanto, mejora el rendimiento del sensor DAS notablemente. Para exponer de manera sencilla lo obtenido , se toma como ejemplo el caso en que la desviación estándar de la fase diferencial para la resolución de 5 m con el algoritmo SERVS es visiblemente similar al caso de resolución espacial de 20 m sin eliminación de desvanecimientos.

La principal desventaja en la práctica de la eliminación de desvanecimientos con SERVS es el alto costo computacional del algoritmo ; sin embargo, esto podría superarse optimizando el código o reduciendo los datos adquiridos al mínimo requerido manteniendo la información clave de la fase. Por esta razón, se recomienda considerar la necesidad de este procesamiento en relación a la sensibilidad objetivo. Además, se sugiere como trabajo futuro implementar técnicas de reducción de toma de datos en ϕ OTDR y de eliminación de desvanecimientos a la par.

Respecto a la respuesta a diferentes anchos de pulso , calculando la SNR estática y la integral de ruido para los diferentes casos experimentales , se demuestra una mejora de SNR con mayor ancho del pulso óptico. Es decir, un pulso óptico de larga duración mejora la sensibilidad y robustez del sensor DAS. Esto apoya la tesis de priorizar una resolución espacial más alta para tener un sistema más sensible o de larga extensión. Además, se demuestra experimentalmente que la integral de ruido es equivalente a la desviación estándar de la fase diferencial siguiendo las definiciones matemáticas y calculándolas para los

cuatro casos.

En cuanto al impacto de la amplitud y frecuencia de la perturbación , para este experimento se provocaron diferentes tipos de perturbación al final de la fibra de sensado , para conocer los efectos en el peor caso de SNR. Los resultados experimentales indican que el sensor implementado tiene un rango limitado de detección tanto por magnitud de *strain* como por el valor de frecuencia de la perturbación en la fibra de sensado. Estos resultados afectaron el análisis de datos en este trabajo, ya que, al no caracterizar el impacto de la magnitud y frecuencia de la perturbación , no se puede estudiar el impacto de la coherencia del láser. Se recomienda estudiar el impacto de las características de la perturbación en un sensor DAS, evaluar su relevancia y observar la relación entre estas y otros factores, como el ancho espectral de la fuente de luz , ampliando el rango de pruebas de strain y frecuencia.

El impacto de la amplitud y frecuencia de perturbación experimental puede sugerir características únicas en un sensor DAS. Estos experimentos consideraron las mismas cuatro resoluciones espaciales de los experimentos anteriores con tres frecuencias de prueba y cinco de *strain*.

La variación de la magnitud del *strain* aplicado a la fibra de sensado muestra que hay un mejor desempeño, determinado por un mayor SNR dinámico, para los valores más pequeños de strain. Esto es consistente con el conocimiento de que a mayor resolución , el ruido de fase domina sobre el ruido de intensidad. De los cuatro casos de resolución espacial , se descartó el caso de 2 m, donde domina el ruido de intensidad con una señal muy baja en comparación con el ruido de fase. Se sugiere considerar el efecto de la amplitud de la perturbación , identificando y evaluando el impacto, por separado, de las variables involucradas en la transferencia mecánica que provoca la perturbación en la fibra de sensado.

Los datos experimentales muestran que el impacto de la frecuencia sigue la lógica en la que a menor resolución hay una menor rapidez de cambio del SNR dinámico en el espectro ; es decir, la respuesta es más plana. El motivo de este fenómeno parece ser una penalidad en relación a la frecuencia. Al igual que el caso anterior, además del impacto del ancho espectral, la cantidad de casos debe expandirse para poder observar y estudiar la correlación entre las características del sensor y de la perturbación en sí. Con base en este trabajo, se puede sugerir que un sensor DAS tiene un rango de detección de la perturbación mecánica. Se invita a estudiar el fenómeno para determinar si esto es una consecuencia de la implementación o una limitante real de un sensor DAS.

Como último estudio , se busca evaluar la precisión del modelo teórico propuesto en [64] para cuantificar teóricamente la sensibilidad de un DAS a través de la desviación estándar de la fase diferencial. Se concluye que el modelo es bastante preciso para una medición sin ningún procesamiento, es decir, sin eliminación de desvanecimientos. Al no considerar el fenómeno de los desvanecimientos , la curva teórica logra modelar el límite inferior de cada curva experimental.

Al contrario, la comparación entre el modelo teórico y las curvas experimentales con eliminación de desvanecimientos (SERVS) muestra un modelo que representa el límite superior de la curva experimental. Tomando en cuenta ambas comparaciones , se concluye que el modelo sobrestima la amplitud de la señal de intensidad de la traza óptica. Particularmente , en las curvas teóricas y experimentales de sensibilidad para una resolución de 20 m , estas muestran un comportamiento divergente, especialmente en el caso de eliminación de desvanecimientos con el modelado disimilar entre experimento y expectativa teórica.

La exclusión de los desvanecimientos en el modelo podría explicar su falta de precisión al inicio de la fibra óptica. Además, el ancho de pulso influye en el ruido y, por ende, en el ruido de fase , lo cual no ha sido considerado a pesar de que provoca un incremento en el ruido de fase en las resoluciones de mayor valor.

El modelo propuesto en la referencia [64] fue validado experimentalmente en una fibra óptica de 98 km con

pulsos de 40 m y 80 m, lo que da espacio para considerar el impacto de los factores mencionados u otras diferencias en implementación y procesamiento. Como posible trabajo futuro, se propone desarrollar un modelo que incluya estos factores y su validación experimental con diferentes longitudes de fibra óptica, anchos de pulso y ancho de línea del láser.

Referencias

- [1] Rahman, M. A., Taheri, H., Dababneh, F., Karganroudi, S. S., & Arhamnamazi, S. (2024). A review of distributed acoustic sensing applications for railroad condition monitoring. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 208, 110983. <https://doi.org/10.1016/J.YMSSP.2023.110983>
- [2] Fernandez-Ruiz, M. R., Martins, H. F., Williams, E. F., Becerril, C., Magalhaes, R., Costa, L., Martin-Lopez, S., Jia, Z., Zhan, Z., & Gonzalez-Herraez, M. (2022). Seismic monitoring with distributed acoustic sensing from the near-surface to the deep oceans. *Journal of Lightwave Technology*, 40(5), 1453-1463. <https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3128138>
- [3] Hernández, P. D., Ramirez, J. A., & Soto, M. A. (2022). Deep-learning-based earthquake detection for fiber-optic distributed acoustic sensing. *Journal of Lightwave Technology*, 40(8), 2639-2650. <https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3138724>
- [4] Ashry, I., Mao, Y., Wang, B., Hveding, F., Bukhamsin, A., Ng, T. K., & Ooi, B. S. (2022). A review of distributed fiber-optic sensing in the oil and gas industry. *Journal of Lightwave Technology*, 40(5), 1407-1431. <https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3135653>
- [5] Agrawal, G. P. (2010). *Fiber-Optic Communication Systems* (3rd ed.). Wiley. <https://doi.org/10.1002/9780470918524>
- [6] Ghatak, A., & Thyagarajan, K. (1998). *An Introduction to Fiber Optics*. Cambridge: Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CB09781139174770>
- [7] Anderson, D. R., Johnson, L., & Bell, F. G. (2004). *Troubleshooting Optical Fiber Networks: Understanding and Using Your Optical Time-Domain Reflectometer* (2nd ed.) . Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-058661-5.X5020-4>
- [8] Dutta, A. K., Dutta, N. K., & Fujiwara, Masahiko. (2003). *WDM Technologies Passive Optical Components*. Elsevier Science.
- [9] Hartog, A. H. (2017). *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors*. 1st ed. CRC Press. <https://doi.org/10.1201/9781315119014>
- [10] Borella, M. S., Jue, J. P., Banerjee, D., Ramamurthy, B., & Mukherjee, B. (1997). Optical components for WDM lightwave networks. *Proceedings of the IEEE*, 85(8), 1274–1307. <https://doi.org/10.1109/5.622506>
- [11] Suino, D. (2005). Passive Optical Components. In B. D. Guenther & D. G. Steel (Eds.), *Encyclopedia of Modern Optics* (2nd ed., pp. 336-344). Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-809283-5.01256-8>

- [12] Jalas, D., Petrov, A., Eich, M., et al. (2013). What is — and what is not — an optical isolator. *Nature Photonics*, 7, 579–582. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.185>
- [13] Ulrich, R., & Simon, A. (1979). Polarization optics of twisted single-mode fibers. *Applied Optics*, 18(13), 2241–2251. <https://doi.org/10.1364/AO.18.002241>
- [14] Paschotta, R. (2005). Optical Filters. *RP Photonics Encyclopedia*. RP Photonics AG. Retrieved April 10, 2024 from <https://doi.org/10.61835/4wk>
- [15] Paschotta, R. (2021). Fiber-optic Attenuators. *RP Photonics Encyclopedia*. RP Photonics AG. Retrieved April 10, 2024 from <https://doi.org/10.61835/whp>
- [16] Painchaud, Y., Poulin, M., Morin, M., & Têtu, M. (2009). Performance of balanced detection in a coherent receiver. *Optics Express*, 17(5), 3659–3672.
- [17] Rostami, A., Wahaab, F. A., Soleimani, H., Sikiru, S., Khosravi, V., Yusuff, A. O., & Hamza, M. F. (2023). Advances in fibre Bragg grating technology for magnetic field sensing: A review. *Measurement*, 221, 113482. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2023.113482>
- [18] Paschotta, R. (2024). Lasers. *RP Photonics Encyclopedia*. RP Photonics AG. <https://www.rp-photonics.com/lasers.html>
- [19] Paschotta, R. (2024). Stimulated Emission. *RP Photonics Encyclopedia*. https://www.rp-photonics.com/stimulated_emission.html
- [20] Paschotta, R. (2024). Linewidth. *RP Photonics Encyclopedia*. <https://www.rp-photonics.com/linewidth.html>
- [21] Paschotta, R. (2024). Narrow-linewidth Lasers. *RP Photonics Encyclopedia*. https://www.rp-photonics.com/narrow_linewidth_lasers.html
- [22] Bass, M., Van Stryland, E. W., Williams, D. R., & Wolfe, W. L. (Eds.). (1995). *Handbook of optics*. New York: McGraw-Hill.
- [23] McCarron, D.J. (2007). *A Guide to Acousto-Optic Modulators*.
- [24] Naji, A. W., Hamida, B. A., Cheng, X. S., Mahdi, M. A., Harun, S., Khan, S., Al-Khateeb, W. F., Zaidan, A. A., Zaidan, B. B., & Ahmad, H. (2011). Review of Erbium-doped fiber amplifier. *International Journal of the Physical Sciences*, 6(20), 4674–4689.
- [25] Kaminow, I. P., & Koch, T. L. (2012). *Optical fiber telecommunications IIIB*. Elsevier Inc. <https://doi.org/10.1016/C2009-0-20851-8>
- [26] Yokogawa Test & Measurement Corporation (n.d.). Optical Spectrum Analyzer. <https://tmi.yokogawa.com/solutions/products/optical-measuring-instruments/optical-spectrum-analyzer/>
- [27] Kenichi Soga & Linqing Luo (2018) Distributed fiber optics sensors for civil engineering infrastructure sensing, *Journal of Structural Integrity and Maintenance*, 3:1, 1-21, <https://doi.org/10.1080/24705314.2018.1426138>
- [28] Barrias, A., Casas, J. R., & Villalba, S. (2016). A Review of Distributed Optical Fiber Sensors for Civil Engineering Applications. *Sensors*, 16, 748. <https://doi.org/10.3390/s16050748>

- [29] Sabri, N., Aljunid, S. A., Salim, M. S., & Fouad, S. (2015). Fiber Optic Sensors: Short Review and Applications. In F. Gaol, K. Shrivastava, & J. Akhtar (Eds.), *Recent Trends in Physics of Material Science and Technology* (pp. 204). Springer Series in Materials Science. https://doi.org/10.1007/978-981-287-128-2_19
- [30] Nakamura, K. G. (2018). Coherent Control of Optical Phonons in Solids. In K. Wandelt (Ed.), *Encyclopedia of Interfacial Chemistry* (pp. 334-337). Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-409547-2.13236-6>
- [31] Misra, P. K. (2012). Chapter 2 - Phonons and Lattice Vibrations. In P. K. Misra (Ed.), *Physics of Condensed Matter* (pp. 37-69). Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-384954-0.00002-5>
- [32] Albani, J. R. (2007). *Principles and Applications of Fluorescence Spectroscopy*. Blackwell Publishing. <https://doi.org/10.1002/9780470692059>
- [33] Muanenda, Y., Oton, C. J., & Di Pasquale, F. (2019). Application of Raman and Brillouin Scattering Phenomena in Distributed Optical Fiber Sensing. *Frontiers in Physics*, 7, 155. <https://doi.org/10.3389/fphy.2019.00155>
- [34] Ferreira, M.F.S. (2005). Optical amplifiers: Raman, Brillouin and parametric amplifiers. In R.D. Guenther (Ed.), *Encyclopedia of Modern Optics* (pp. 297-308). Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B0-12-369395-0/00663-1>
- [35] Li, J., & Zhang, M. (2022). Physics and applications of Raman distributed optical fiber sensing. *Light Science & Applications*, 11(1), 128. <https://doi.org/10.1038/s41377-022-00811-x>
- [36] Motil, A., Bergman, A., & Tur, M. (2016). State of the art of Brillouin fiber-optic distributed sensing. *Optics & Laser Technology*, 78 (Part A), 81-103. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2015.09.013>
- [37] Marcos, S., Scarcelli, G., Ramier, A., & Yun, S. H. (2018). Probing ocular mechanics with light. In B.D. Guenther & D.G. Steel (Eds.), *Encyclopedia of Modern Optics*. 2nd Ed. (pp. 140-154). Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-803581-8.09783-6>
- [38] Juskaitis, R., Mamedov, A. M., Potapov, V. T., & Shatalin, S. V. (1992). Distributed interferometric fiber sensor system. *Optics Letters*, 17(22), 1623-1625. <https://doi.org/10.1364/OL.19.000225>
- [39] Palmieri, L., Schenato, L., Santagiustina, M., & Galtarossa, A. (2022). Rayleigh-Based Distributed Optical Fiber Sensing. *Sensors*, 22(18), 6811. <https://doi.org/10.3390/s22186811>
- [40] Cannon, R., & Aminzadeh, F. (2013). Distributed Acoustic Sensing: State of the Art. Paper presented at SPE Digital Energy Conference, The Woodlands, Texas, USA. Paper Number: SPE-163688-MS. <https://doi.org/10.2118/163688-MS>
- [41] Wang, Z., Lu, B., Ye, Q., & Cai, H. (2020). Recent Progress in Distributed Fiber Acoustic Sensing with Φ -OTDR. *Sensors*, 20(22), 6594. <https://doi.org/10.3390/s20226594>
- [42] Gabai, H., & Eyal, A. (2016). On the sensitivity of distributed acoustic sensing. *Optics Letters*, 41, 5648-5651. <https://doi.org/10.1364/OL.41.005648>

- [43] Floris, I., Adam, J. M., Calderón, P. A., & Sales, S. (2021). Fiber optic shape sensors: A comprehensive review. *Optics and Lasers in Engineering*, 139, 106508. <https://doi.org/10.1016/J.OPTLASENG.2020.106508>
- [44] Pospíšilová, M., Kuncová, G., Trögl, J., & Mariani, S. (2015). Fiber-optic chemical sensors and fiber-optic bio-sensors. *Sensors*, 15, 25208-25259. <https://doi.org/10.3390/s151025208>
- [45] Allwood, G., Wild, G., & Hinckley, S. (2016). Optical fiber sensors in physical intrusion detection systems: A review. *IEEE Sensors Journal*, 16(14), 5497-5509. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2016.2535465>
- [46] Barrias, A., Casas, J. R., & Villalba, S. (2016). A review of distributed optical fiber sensors for civil engineering applications. *Sensors*, 16(5), 748. <https://doi.org/10.3390/S16050748>
- [47] Goldberg, L., Taylor, H. F., & Weller, J. F. (1982). Feedback effects in a laser diode due to Rayleigh backscattering from an optical fibre. *Electronics Letters*, 18(9), 353-354. <https://doi.org/10.1049/EL:19820241>
- [48] Karol, A., & Ojcik, W., (2007). Signal statistics of phase dependent optical time domain reflectometry. Texas A& M University. <https://oaktrust.library.tamu.edu/handle/1969.1/4873>
- [49] Pastor, J. (2018). Chirped-Pulse Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometry (Ph.D. thesis). Depto. Electr., UAH., Madrid, España.
- [50] Liu, K., Jin, X., Jiang, J., Xu, T., Ding, Z., Huang, Y., Sun, Z., Xue, K., Li, S., & Liu, T. (2022). Interferometer-Based Distributed Optical Fiber Sensors in Long-Distance Vibration Detection: A Review. *IEEE Sensors Journal*, 22(22), 21428-21444. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2022.3213036>
- [51] Wang, C., Shang, Y., Zhao, W. -A., Liu, X. -H., Wang, C., & Peng, G. -D. (2018). Investigation and Comparison of φ -OTDR and OTDR-Interferometry via Phase Demodulation. *IEEE Sensors Journal*, 18(4), 1501-1505. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2017.2785358>
- [52] Paschotta, R. (2022). Faraday Mirrors. *RP Photonics Encyclopedia*. <https://doi.org/10.61835/jx4>
- [53] Hoque, N. M. R., & Duan, L. (2021). A Mach-Zehnder, Fabry-Perot hybrid fiber interferometer. In *Conference on Lasers and Electro-Optics* (pp. ATh1S.6). OSA Technical Digest. https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2021.ATh1S.6
- [54] Dandridge, A., Tveten, A., & Giallorenzi, T. (1982). Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(10), 1647-1653. <https://doi.org/10.1109/JQE.1982.1071416>
- [55] Fang, G., Xu, T., Feng, S., & Li, F. (2015). Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometer Based on Phase-Generated Carrier Algorithm. *Journal of Lightwave Technology*, 33(13), 2811-2816. <https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2414416>
- [56] Ren, M., Lu, P., Chen, L., & Bao, X. (2016). Theoretical and Experimental Analysis of Φ -OTDR Based on Polarization Diversity Detection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 28(6), 697-700. <https://doi.org/10.1109/LPT.2015.2504968>

- [57] Kim, J., Johnson, W. B., Kanakaraju, S., Herman, W. N., & Lee, C. H. (2009). Demonstration of balanced coherent detection using polymer optical waveguide integrated distributed traveling-wave photodetectors. *Optics Express*, 17, 20242-20248. <https://doi.org/10.1364/OE.17.020242>
- [58] Liu, S. Q., Yu, F. H., Hong, R., Xu, W. J., Shao, L. Y., et al. (2022). Advances in phase-sensitive optical time-domain reflectometry. *Opto-Electronic Advances*, 5, 200078. <https://doi.org/10.29026/oea.2022.200078>
- [59] Wang, Z., & Zhang, L. (2016). Coherent Φ -OTDR based on I/Q demodulation and homodyne detection. *Optics Express*, 24, 853. <https://doi.org/10.1364/OE.24.000853>
- [60] Estrada, J. C., Servin, M., & Vargas, J. (2012). 2D simultaneous phase unwrapping and filtering: A review and comparison. *Optics and Lasers in Engineering*, 50(8), 1026-1029. <https://doi.org/10.1016/J.OPTLASENG.2012.01.008>
- [61] Dmochowski, G., Feizpour, A., & Xing, X. (2019). 8-port homodyne detection of optical fields using IQ demodulation. *Measurement Science and Technology*, 30. <https://doi.org/10.1088/1361-6501/ab150d>
- [62] Gdeisat M. & Lilley F. (2011). One-Dimensional Phase Unwrapping Problem. Manuscript no publicado. General Engineering Research Institute. Liverpool John Moores University.
- [63] Cui, K., Liu, F., Wang, K., Liu, X., Yuan, J. -H., et al. (2021). Interference-Fading-Suppressed Pulse-Coding Φ -OTDR Using Spectrum Extraction and Rotated-Vector-Sum Method. *IEEE Photonics Journal*, 13. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2021.3121064>
- [64] Zhang, Q., Yang, Z., Hong, X., & Wu, J. (2023). Analytical model on the sensitivity in heterodyne-detection phase-sensitive optical time-domain reflectometry. In 28th International Conference on Optical Fiber Sensors (pp. W4.29). Optica Publishing Group. <https://doi.org/10.1364/OFS.2023.W4.29>
- [65] Zhao Z., Zhang. H, Xiao Z., Du H., Zhuang Y., Fan C. & Zhao H. (2019) Robust 2D phase unwrapping algorithm based on the transport of intensity equation. *Measurement Science and Technology*, 30, 015201 <https://doi.org/10.1088/1361-6501/aaec5c>
- [66] Zhao, Z. (2024). Robust 2D phase unwrapping algorithm. MATLAB Central File Exchange. <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/68493-robust-2d-phase-unwrapping-algorithm>. Visto enero 13, 2024.
- [67] Li, D., Hardeman-Vooy, H.K., Cova, R., & McDonald, M. (2018). Phase unwrapping methods applied to DAS data. CREWES Research Report, 30.