

**INVESTIGACIÓN Y DESARROLLO DE MÉTODOS PARA  
REDUCIR EL EFECTO DE LA NO LINEALIDAD DE  
BARRIDO DE LONGITUD DE ONDA EN UN  
REFRACTÓMETRO DE FIBRA ÓPTICA**

**TESIS**

QUE PARA OBTENER EL GRADO  
ACADÉMICO DE

**MAESTRO EN CIENCIA Y TECNOLOGÍA  
EN INGENIERÍA ÓPTICA**

PRESENTA

**ING. JONATHAN ESQUIVEL HERNÁNDEZ**

DIRECTOR

**DR. RODOLFO MARTÍNEZ MANUEL**



AGUASCALIENTES, AGUASCALIENTES, MAYO, 2021

## **DEDICATORIA**

La presente tesis se la dedico a mi familia que gracias a su apoyo puede concluir esta nueva etapa profesional en mi vida. A mis padres y hermanos por su apoyo y confianza. Gracias por ayudarme a cumplir mis objetivos como persona y estudiante. A mi padre, Antonio, y a mi madre, Guadalupe, por hacer de mí una mejor persona a través de sus consejos, enseñanzas y amor. A mis hermanos Jesús y Ángel por estar siempre presentes, acompañándome para poderme realizar.

Muchas Gracias...

## **AGRADECIMIENTOS**

A mi asesor el Dr. Rodolfo Martínez Manuel por su guía, enseñanza, en especial paciencia, la confianza que ha depositado en mí y por brindarme la oportunidad de esta nueva etapa.

Al Centro de Investigaciones en Óptica Unidad Aguascalientes por permitirme laborar dentro de sus instalaciones y el uso del equipo necesario para el proyecto.

Al Dr. Calor A. Pineda Arellano, y al proyecto de Problemas Nacionales: 2015-01-1651, Diseño y Construcción del Potabilizador Integral Solar de Agua para Comunidades Rurales, por el financiamiento proporcionado para el desarrollo de este trabajo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la beca de posgrado 718924 que se me fue otorgada para sustentarme.

A los miembros de mi comité el Dr. Mikhail G. Shiyagin y el Dr. Daniel Alberto May-Arrijo por el seguimiento, comentarios y apoyo mostrados a lo largo de este proyecto.

A los miembros de mi comité el Dr. David Monzón Hernández y el Dr. Geminiano Martínez Ponce por sus valiosas observaciones y tiempo brindado en la revisión de este proyecto.

A mi mejor amiga, la MCyT. María del Rosario Bautista Morales, por su apoyo y darme a conocer al CIO y al Dr. Rodolfo para iniciar esta nueva etapa.

A mis profesores durante el posgrado por su guía e instrucción a lo largo de sus cursos.

A mis nuevos y viejos amigos, que, a pesar de la distancia en algunos casos, me brindaron su apoyo, cariño y me acompañaron en esta nueva etapa de mi vida.

## RESUMEN

El interés en refractómetros basados en sensores de fibra óptica ha incrementado recientemente debido a las ventajas que presentan frente a los refractómetros clásicos. Entre los sensores de fibra para índice de refracción, destacan los basados en la reflexión en la punta de la fibra con autorreferencia, por su potencial para ser escalados en aplicaciones comerciales e industriales. Para interrogarlos se utilizan fuentes sintonizables en longitud de onda. Sin embargo, el efecto de no linealidad de barrido de longitud de onda limita el desempeño de éstos. En este trabajo se desarrollaron tres métodos para reducir este efecto. El primer método parte del remuestreo equidistante en frecuencia óptica de la señal del sensor, con base en la señal de un interferómetro auxiliar. El segundo consiste en la identificación y concatenación de un patrón cíclico de la señal “linealizada” previamente. El tercer método es el diseño del sensor utilizando un periodo de sintonía predeterminado. Este periodo es el lapso donde las señales de batimiento del sensor tienen un número entero de ciclos de onda. La selección adecuada del periodo de sintonía permite reducir el efecto de no linealidad de barrido sin requerir de un interferómetro auxiliar. Como resultados se obtuvo una resolución de  $6 \times 10^{-5}$  UIR en las mediciones con el primer método,  $4 \times 10^{-6}$  UIR con el segundo y  $2 \times 10^{-6}$  UIR con el tercero. La mejora en resolución es de dos órdenes de magnitud, comparando con la resolución de  $6 \times 10^{-4}$  UIR reportado con este refractómetro de fibra sin reducción del efecto no lineal.

# ÍNDICE DE CONTENIDO

Dedicatoria .....	I
Agradecimientos.....	II
Resumen .....	III
Índice de contenido .....	IV
Índice de figuras .....	VI
Índice de tablas .....	XI
Índice de anexos .....	XI
1. Introducción.....	1
1.1 Antecedentes .....	1
1.2 Justificación.....	3
1.3 Hipótesis .....	4
1.4 Objetivos de investigación.....	5
1.4.1 Objetivo general.....	5
1.4.2 Objetivos específicos.....	5
1.5 Descripción del contenido .....	6
2. Fundamentos teóricos.....	8
2.1 Índice de refracción y su importancia en la industria.....	8
2.2 Sensores de fibra óptica de fibra óptica para ir .....	11
2.2.1 Sensores de fibra óptica basados en campo evanescente.....	12
2.2.2 Sensores de fibra óptica por micro canales.....	14
2.2.3 Sensores de fibra óptica por reflexión de Fresnel en la punta de la fibra ...	15
2.3 Interferómetro fabry-perot de fibra óptica .....	16
2.4 Reflectometría en el dominio de la frecuencia óptica .....	19

2.4.1	Reflectometría incoherente en el dominio de la frecuencia óptica.....	20
2.4.2	Reflectometría coherente en el dominio de la frecuencia óptica. ....	21
2.4.3	Principio de interrogación del C-OFDR.....	22
2.5	Medición del índice de refracción utilizando c-ofdr y auto referenciación.....	26
2.6	El efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser y el impacto en la medición del índice de refracción.....	30
2.6.1	Métodos reportados para reducir el efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda.....	31
2.6.2	Sensor de rango láser de frecuencia modulada con control de bucle cerrado	32
2.6.3	Análisis y supresión de la modulación de frecuencia no lineal en un reflectómetro óptico en el dominio de la frecuencia. ....	34
2.6.4	Corrección de la no linealidad en sistemas OFDR usando un reloj basado en cruce por cero. ....	36
2.7	Conclusión .....	39
3.	Métodos para reducción de la no linealidad de barrido de longitud de onda.....	40
3.1	Método1.- algoritmo de remuestreo equidistante en frecuencia óptica post-adquisición de la señal. ....	40
3.2	MÉTODO2.- Identificación y concatenación del patrón cíclico.....	45
3.2.1	Identificación del patrón cíclico.....	46
3.2.2	Concatenación del patrón cíclico.....	47
3.3	Método3.- diseño del cabezal del sensor para reducir el efecto de no linealidad de barrido de la longitud de onda .....	49
3.3.1	Cálculo del máximo común divisor a partir del algoritmo de Euclides .....	49
3.3.2	Determinación de la razón entre cavidades y su implementación en el diseño de la cabeza sensora .....	50

3.4	Conclusión .....	53
4.	Configuración experimental.....	54
4.1	Configuración experimental con interferómetro auxiliar .....	54
4.2	Configuración experimental sin interferómetro auxiliar .....	55
4.3	Configuración adicional para la fabricación de las cavidades del sensor.....	56
4.4	Preparación de las muestras para medir ir.....	57
4.5	Conclusión .....	60
5.	Resultados .....	61
5.1	Comparación de las componentes de frecuencia de la señal del sensor para cada método.....	61
5.2	Determinación de la precisión y resolución de las mediciones a partir de la dispersión de sus datos .....	64
5.3	Mediciones a muestras con cambios de ir mayores a $2 \times 10^{-3}$ .....	68
5.4	Mediciones a muestras con cambios de ir de hasta $2 \times 10^{-5}$ .....	72
5.5	Discusión de los resultados.....	75
6.	Discusión.....	77
7.	Conclusiones.....	81
8.	Recomendaciones .....	83
	Referencias bibliográficas .....	84

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1	Generación de la onda evanescente [24].....	12
Figura 2.2	<i>Método basado en campo evanescente. [25]</i> .....	13
Figura 2.3	<i>Proceso de fabricación de cavidades Fabry Perot en línea en fibra óptica.[31]</i> .....	14

<i>Figura 2.4 Reflexión de normal de Fresnel que ocurre en la punta de una fibra óptica sumergida en una muestra.....</i>	<i>15</i>
<i>Figura 2.5 a) Esquema de un interferómetro F-P intrínseco b) Esquema que muestra la interacción de la luz con los espejos que forman la cavidad F-P contemplando la constante de absorción del medio, la reflectividad y la transmitancia de los espejos internos. ....</i>	<i>17</i>
<i>Figura 2.6 a) Espectro de reflexión de un interferómetro F-P intrínseco en escala logarítmica b) Espectro de Fourier del I interferómetro F-P intrínseco.....</i>	<i>18</i>
<i>Figura 2.7 Clasificación de los métodos de la OFDR [16].....</i>	<i>19</i>
<i>Figura 2.8 Principios de operación de a) NA-OFDR, b) I-OFDR [16].....</i>	<i>20</i>
<i>Figura 2.9 Esquema del principio de funcionamiento de C-OFDR.[16].....</i>	<i>22</i>
<i>Figura 2.10 Configuración experimental de un C-OFDR simple [16].....</i>	<i>22</i>
<i>Figura 2.11 Representación esquemática de un cabezal sensor de refractómetro formado por tres reflectores. ....</i>	<i>26</i>
<i>Figura 2.12 (a) Espectro medido del interferómetro con presencia de la no linealidad de barrido (b) misma señal con la reducción de la no linealidad [20].....</i>	<i>31</i>
<i>Figura 2.13 La configuración de medición del sistema LIDIAR [16].....</i>	<i>33</i>
<i>Figura 2.14 Espectrogramas de la señal de latido del interferómetro de referencia con compensación de no linealidad no compensada (superior) frente a circuito cerrado (inferior).[17].....</i>	<i>34</i>
<i>Figura 2.15 Pasos del procesamiento de datos [20].....</i>	<i>34</i>
<i>Figura 2.16 Sistema C-OFDR con interferómetro auxiliar e interferómetro principal. (D: detector, C: acoplador, DAQ: tarjeta de adquisición de datos) [20].....</i>	<i>35</i>
<i>Figura 2.17 Espectro de la señal de batimiento medido del interferómetro principal teniendo: dos reflexiones en el brazo medido (a) sin (b) con la reducción de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser; y teniendo solo una reflexión en brazo medido (c) sin (d) con la reducción de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser [20].....</i>	<i>36</i>

<i>Figura 2.18 a) Esquema del circuito de detección de cruce por cero para la señal del interferómetro auxiliar; b) Análisis de series de tiempo para cada nodo del circuito [18]</i>	37
<i>Figura 2.19 Sistema de reflectometría óptica en el dominio de la frecuencia (OFDR) con reloj externo de disparo de adquisición de datos controlado por interferómetro auxiliar.[18]</i>	37
<i>Figura 2.20 Traza OFDR medida con un extremo de conector APC sumergido en un líquido de coincidencia de índice de refracción. El primer conector APC y el APC al final de la fibra se muestran en los recuadros. [17].</i>	38
Figura 3.1 Esquema del cabezal sensor.	41
Figura 3.2 Componentes de frecuencia de la señal simulada del sensor; la línea roja representa la señal del sensor con el efecto de no linealidad de barrido de longitud de onda y la línea negra es la señal sin este efecto.	41
Figura 3.3 Diagrama esquemático de flujo de los pasos en el procesamiento de la señal para la reducción de la no linealidad	42
Figura 3.4 (a) Representación de la señal de referencia, los cuadrados negros son de datos originales y los círculos rojos son del algoritmo curvas polinomiales de orden 3; (b) localización de máximos y mínimos después de que se implemente la interpolación....	43
Figura 3.5 (a) La señal del sensor re-muestreada en pasos uniformes de longitud de onda; y (b) espectro de frecuencia de la señal del sensor con y sin compensación de no linealidad	44
Figura 3.6 Suma de 3 señales periódicas para presentar un punto donde la señal se repite,	46
Figura 3.7 Identificación de un patrón en una señal periódica experimental, los puntos de color rojo son los máximos y mínimos de la señal y los puntos azules corresponden al inicio y fin del patrón cíclico. La sombra verde corresponde al patrón cíclico de la señal	47
Figura 3.8 Señal concatenada usando cinco ciclos.	48

Figura 3.9 Espectro de frecuencia, escala logarítmica, donde se comparan las componentes de la señal del sensor con efecto de no linealidad (N.L) obtenidas de mediante la simulación de éste; en línea negra, las componentes después de reducir el efecto de la no linealidad de barrido con el método 1 (M1) en línea azul y las componentes después de aplicar el método 2 (M2) en línea roja.....	48
Figura 3.10 Representación de la señal del sensor constituida por tres componentes de interferencia de dos ondas, mostrando como en el periodo de sintonización los valores al inicio del periodo se repiten al final en cada componente y señal resultante del sensor. ....	49
Figura 3.11 (a) Resultados de la simulación que muestran el comportamiento de la frecuencia de sintonización a medida que cambia la relación de cavidades, (b). Acercamiento alrededor de una razón de 1.6.....	51
Figura 3.12 (a) Señal original obtenida de la simulación de la señal del sensor diseñado a partir del tercer método (b)Señal después de normalizar para retirar la pendiente de la modulación del láser (c)Señal concatenada usando un séptimo de la señal original, (d) Espectro de frecuencia resultante .....	52
Figura 4.1 Configuración experimental del refractómetro de fibra utilizando un interferómetro auxiliar.....	54
Figura 4.2 Configuración del sistema óptico experimental utilizado en el tercer método .....	56
Figura 4.3 Sistema de control de micro-corte para la fabricación del sensor. ....	57
Figura 4.4 Índices de refracción de cinco mezclas acuosas. El panel superior muestra, de arriba a abajo, los índices de refracción de NaCl, sacarosa, DMSO*, glicerol y etilenglicol disueltos en la fracción de masa dada en agua. El panel inferior muestra los residuos de los respectivos ajustes polinomiales de tercer orden a los datos [41] .....	58
Figura 5.1 Espectro de potencia de las componentes de frecuencia de batimiento del sensor, en escala lineal, en (a) se muestra el cambio de la amplitud en las componentes tomando como referencia $ A_{12} $ ; y en (b) se muestra un acercamiento a las bases de las	

componentes para mostrar la reducción del ancho de las componentes tomando como referencia  A12 .....	62
<i>Figura 5.2 a) Componentes del sensor diseñado con el método 3, usando el 100% del ciclo de barrido del láser (negro), usando el 50% del ciclo de barrido (azul) y usando el 14% (rojo); esta última corresponde a la fracción del periodo al que fue diseñada la punta; b) se muestra un acercamiento a las bases de las componentes de frecuencia para visualizar el cambio de amplitud y ancho de las mismas. ....</i>	<i>63</i>
<i>Figura 5.3 Tres muestras con diferente IR, similar desviación estándar y mismo número de muestras; en color sombreado se aprecia su intervalo de confianza (I.C:). ....</i>	<i>66</i>
Figura 5.4 Histogramas de las mediciones de IR de a) la muestra con 20% de etilenglicol y b) la muestra con 40% de etilenglicol donde se compara la distribución normal esperada con respecto a la desviación estándar obtenida y la estimación del núcleo de densidad de los datos. ....	67
Figura 5.5 Espectros de potencia de las mediciones de las muestras con diferente IR con el sensor con autorreferencia a) empleando el primer método de reducción del efecto de no linealidad; b) empleado el segundo método de identificación y concatenación del patrón cíclico, ambos espectros se encuentran en escala logarítmica.....	68
<i>Figura 5.6 (a) Valores de IR calculados utilizando un sensor para medir agua destilada con diferentes concentraciones de etilenglicol usando el método 1; (b) Valores de IR calculados utilizando un sensor para medir agua destilada con diferentes concentraciones de etilenglicol usando el método 2. ....</i>	<i>70</i>
<i>Figura 5.7 Comportamiento de la mejora de la resolución con el aumento en el número de ciclos concatenados utilizando el método 2. ....</i>	<i>72</i>
<i>Figura 5.8 Medición del índice de refracción en muestras con cambios pequeños de concentración de etilenglicol (EG) disuelto en agua destilada. (a) medidas con el método 2; (b) medidas con el método 3. ....</i>	<i>73</i>
<i>Figura 5.9 Comportamiento de la mejora de la resolución con el aumento en el número de ciclos concatenados, implementando el método3. ....</i>	<i>75</i>

## ÍNDICE DE TABLAS

<i>Tabla 2.1 Campos de aplicación para refractómetros. requerimientos para su implementación y especificaciones mínimas sugeridas.[21].</i> .....	9
<i>Tabla 4.1 Valores de coeficientes para el cálculo del índice de refracción de las muestras [41]</i> .....	58
<i>Tabla 4.2 Valores de índice de refracción para concentraciones de etilenglicol y agua con cambios del 20% p/p</i> .....	59
<i>Tabla 4.3 Muestras con cambios de IR pequeños.</i> .....	60
Tabla 5.1 Valores de índice de refracción y resoluciones obtenidas de las muestras, sin la aplicación de ningún método, aplicando el primer método y aplicando el segundo método. ....	70
Tabla 5.2 Valores de precisión de las muestras sin la aplicación de ningún método, aplicando el primer método y aplicando el segundo método.....	71
Tabla 5.3 Valores de índice de refracción y resoluciones obtenidas de las muestras, sin la aplicación de ningún método, aplicando el segundo método y aplicando el tercer método .....	74
Tabla 5.4 Valores de precisión de las muestras sin la aplicación de ningún método, aplicando el segundo método y aplicando el tercer método.....	74

## ÍNDICE DE ANEXOS

ANEXO A. FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE ESPEJOS INTRÍNSECOS EN LA FIBRA ÓPTICA GENERADOS POR ATAQUE QUÍMICO

ANEXO B. ARTÍCULOS CIENTÍFICOS GENERADOS A PARTIR DE ESTE TRABAJO DE INVESTIGACIÓN

# 1. INTRODUCCIÓN

## 1.1 ANTECEDENTES

Un refractómetro es un instrumento empleado para medir el índice de refracción (IR) de algún material. Mediante la medición del IR es posible obtener de manera indirecta los valores de algunas propiedades intrínsecas de los materiales, tales como viscosidad, pureza, concentración o temperatura. Este instrumento es esencial en las industrias química, agrícola, de materiales, y de alimentos y bebidas; también para realizar estudios e investigaciones en campos como la medicina y el medio ambiente [1].

Actualmente el interés en refractómetros de fibra óptica ha aumentado debido a las ventajas que presentan en comparación a los refractómetros clásicos. Entre estas ventajas están: el tamaño reducido de los dispositivos de fibra óptica, la inmunidad a ruido electromagnético, la resistencia a la corrosión, la medición no invasiva en las muestras, una alta resolución y excelente precisión en sus mediciones. Además, algunos refractómetros permiten la medición de múltiples muestras en una sola operación, es decir una medición multipunto [2-8].

De estos refractómetros de fibra óptica, los que emplean sensores de fibra con autorreferencia se destacan por su potencial para ser escalados en aplicaciones comerciales e industriales. Esto debido a su simplicidad, robustez, posible portabilidad y bajo costo de manufactura en comparación a otros tipos de refractómetros de fibra o refractómetros clásicos. Un refractómetro de fibra con autorreferencia mide la potencia óptica reflejada en la punta de la fibra, la cual es dependiente del medio que rodea la punta de la fibra, e incluye dos reflectores semitransparentes internos antes de la punta de la fibra. Los reflectores internos y la punta de la fibra generan tres cavidades, las cuales generan una señal de batimiento por cavidad; siendo la cavidad formada por los reflectores internos la que queda aislada de la muestra, cavidad de referencia, permitiendo posteriormente usar su señal de batimiento como referencia contra perturbaciones de la fuente óptica o pérdidas debido a dobleces en la fibra. Dichos reflectores internos pueden ser generados con rejillas de Bragg [8], conectores de fibra

[9], empalmes con fibras de diferentes tipos [10-12] o generados mediante ataque químico [7,8,13,14].

Para interrogar este tipo de sensores se puede emplear la reflectometría coherente en el dominio de la frecuencia óptica (Coherent-Optical frequency domain reflectometry, C-OFDR). Este método consiste en analizar las amplitudes de las componentes de las frecuencias de batimiento de cada cavidad del sensor, generadas cuando el sensor se interroga con un láser sintonizable que barre su longitud de onda de manera periódica [14]. Este método permite tener un sistema robusto contra variaciones externas, tales como la temperatura ambiente, variación de la fuente óptica o la manipulación del equipo. También permite una resolución reportada de hasta  $10^{-4}$  [2-6,8-13], la cual es aceptable para la mayoría de las aplicaciones industriales.

Sin embargo, los sistemas basados en C-OFDR se ven afectados por el efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser. Este efecto no deseado ocasiona ensanchamiento y reducción de la amplitud de las componentes de las frecuencias de batimiento del sensor, tras aplicar la transformada rápida de Fourier (Fast Fourier Transform, FFT) a la señal obtenida del mismo. Este efecto de no linealidad limita la visibilidad y genera traslapes entre componentes, si éstas son cercanas entre sí. Para evitar estos efectos, la fuente óptica sintonizable debe contar con un barrido lineal de longitud de onda en el tiempo [16]. En el mercado existen fuentes ópticas sintonizables con una baja no linealidad de barrido de longitud de onda; sin embargo, éstas son de tamaños voluminosos, condicionadas a parámetros de operación de laboratorio y tienen un costo elevado, limitando así la manufactura y la implementación del refractómetro de fibra óptica.

Para contrarrestar este efecto, se han reportado diferentes métodos para compensar la no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser en sistemas de medición de temperatura, deformación, y tensión con sensores de fibra [17-21]. Estos métodos implementan un interferómetro auxiliar de fibra óptica. La diferencia entre estos métodos es la forma de utilizar la señal auxiliar obtenida del interferómetro auxiliar. Estos métodos se pueden clasificar en tres grupos principales: como retroalimentación en un sistema de control de lazo cerrado para el controlador del láser [17]; como disparador de la adquisición de la señal del sensor en pasos de longitud de onda equidistante [18,19]; y,

por último, como señal auxiliar empleada para corregir la señal adquirida del sensor durante su procesamiento [20,21].

En este trabajo proponemos la aplicación de tres métodos para reducir el efecto de la no linealidad de barrido en la longitud de onda en un refractómetro de fibra. Dicho refractómetro está conformado por un sensor de fibra con autorreferencia que es interrogado mediante C-OFDR, usando un láser semiconductor estándar de telecomunicaciones como fuente óptica sintonizable. Estos métodos se aplican en el procesamiento de los datos obtenidos del sensor. Los dos primeros, incorporan un interferómetro auxiliar de fibra óptica; mientras que en el último a través del diseño adecuado del sensor se logra reducir la influencia del efecto de la no linealidad sin requerir de un interferómetro auxiliar. Esta sería la primera ocasión en la que la reducción del efecto de la no linealidad de barrido es implementada para la medición del IR.

## **1.2 JUSTIFICACIÓN**

La implementación de métodos para la reducción del efecto de no linealidad en refractómetros de fibra óptica permite mejorar tres aspectos principales: desempeño, manufactura e innovación.

La mejora en desempeño se enfoca a la resolución de la medición de IR, llegando a mejorar la resolución de  $10^{-4}$  a  $10^{-6}$ . Estos valores permiten que el refractómetro de fibra pueda ser usado en la mayoría de las aplicaciones científicas e industriales donde se requiere medir el IR. También, la resolución obtenida es comparable con valores obtenidos con refractómetros especializados de laboratorio.

La mejora en manufactura está enmarcada en la simplicidad de su fabricación, dado que se constituye de componentes básicos de fibra óptica; un láser estándar de telecomunicaciones como fuente óptica sintonizable y fotodetectores PIN estándar; tanto el sensor como el sistema auxiliar están fabricados completamente con fibra estándar monomodo (Single mode fiber, SMF) y la unidad de procesamiento no requiere de una gran potencia de cómputo. Esto permite poder adaptar los métodos de procesamiento a tarjetas de desarrollo de gama media. Todo lo anterior en conjunto permite tener una

reducción de costo del equipo, en comparación con otros refractómetros de fibra o refractómetros clásicos comerciales con el mismo desempeño.

Y en cuanto a la innovación, tenemos primero, la posibilidad de generar un refractómetro de fibra portátil. Esto, por la implementación de sensores de fibra con autorreferencia, lo que le brindan robustez y compensación de perturbaciones debidas a cambios en intensidad de la fuente, o pérdidas de luz por curvatura de la fibra. Otra innovación es la capacidad de generar un sistema de medición multipunto con sensores de fibra con autorreferencia, lo cual es complicado de implementar en otros sistemas debido al ensanchamiento y traslape de las componentes de frecuencia de cada sensor ocasionado por el efecto no lineal de barrido. Además, esta sería la primera ocasión que se implementa la reducción de la no linealidad en sensores de fibra para medir IR, lo cual permite aportar un gran avance en esta área de aplicación y abre oportunidad a la investigación de diversas aplicaciones con este sistema. Generalmente para la medición del índice de refracción usando sensores de fibra óptica, la resolución de las mediciones se define por la resolución del equipo de adquisición de datos. Esto limita la portabilidad, aumenta el costo de aplicación y, en algunos casos, enmascara la resolución real de los sistemas. Para evitar lo último, en este trabajo se propone medir la resolución del sistema a partir de la variabilidad de los datos obtenidos. Esto mediante la aplicación de herramientas paramétricas estadísticas al conjunto de las mediciones, permitiendo así identificar un intervalo en torno al IR medido, con el cual se determina el cambio mínimo de unidades de IR capaz de registrar el sistema.

### **1.3 HIPÓTESIS**

La reducción del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda en las fuentes ópticas sintonizables de los refractómetros de fibra óptica mejora la resolución y la precisión de las mediciones del IR hasta en dos órdenes de magnitud.

## **1.4 OBJETIVOS DE INVESTIGACIÓN**

### **1.4.1 Objetivo general**

Proponer, desarrollar e implementar métodos para reducir los efectos generados por la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser, y así mejorar el rendimiento de refractómetros de fibra basados en sensores con autorreferencia.

### **1.4.2 Objetivos específicos**

- Modelar matemáticamente el refractómetro de fibra óptica basado en el sensor de fibra con autorreferencia.
- Simular la respuesta del modelo con un barrido no lineal de la longitud de onda de la fuente.
- Desarrollar los métodos de procesamiento de datos para la reducción de la no linealidad.
- Fabricar el sensor de fibra con autorreferencia, así como el sistema de interferencia auxiliar, con reflectores internos generados por ataque químico.
- Diseñar y fabricar el sensor de fibra con autorreferencia para reducir la no linealidad sin necesidad de un interferómetro auxiliar.
- Probar el funcionamiento del refractómetro de fibra midiendo sustancias con cambios grandes y cambios pequeños de IR.
- Implementar los métodos de procesamiento propuestos a los resultados obtenidos de los experimentos.
- Analizar los resultados obtenidos por cada método para obtener la resolución y precisión de las mediciones de IR.
- Comparar los resultados obtenidos del sistema con interferómetro auxiliar para reducir la no linealidad de barrido y el sistema propuesto que no utiliza el interferómetro auxiliar.

## **1.5 DESCRIPCIÓN DEL CONTENIDO**

### **CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN**

En este capítulo se realiza una contextualización del entorno general del trabajo; se explica de donde nace la necesidad de reducir los efectos generados por la no linealidad en refractómetros de fibra basados en sensores con autorreferencia e interrogados por C-OFDR.

### **CAPÍTULO 2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS**

En este capítulo se introducen los conceptos teóricos necesarios para comprender primero, los diferentes tipos de refractómetros clásicos y de fibra que existen actualmente. Después se estudia el funcionamiento del refractómetro de fibra óptica basado en sensores de fibra con autorreferencia e interrogados por el método de C-OFDR. Se explica lo que es el efecto de no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser y las repercusiones que tiene en la medición del IR. Y por último se exponen algunas de las técnicas reportadas para disminuir el efecto de no linealidad en las mediciones de sensores de fibra óptica.

### **CAPÍTULO 3: MÉTODOS PARA REDUCCIÓN DE LA NO LINEALIDAD DE BARRIDO DE LONGITUD DE ONDA**

En este capítulo se describe cada uno de los métodos propuestos para reducir el efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda de láser. Se inicia con el primer método el cual consiste en la implementación de un algoritmo para redistribuir la posición temporal de los datos a partir del análisis de la señal del interferómetro auxiliar; reduciendo con ello el efecto de la no linealidad. Después como complemento al primer método, se identifica el patrón repetitivo en la señal linealizada; este patrón es extraído y concatenado para la creación de una nueva señal de muestra que es más estable y de mayor longitud que la original, mejorando con ello la resolución y visibilidad en el espacio de Fourier. Por último, se explica el tercer método el cual está basado en el diseño previo del sensor. En este diseño se contempla el periodo de sintonía, en el cual las señales de batimiento del sensor coinciden, permitiendo con ello la extracción de este periodo para su posterior concatenación. Y es precisamente el empleo de una fracción reducida del periodo de modulación de la señal como periodo de sintonía que permite que este tenga poca influencia del efecto de la no linealidad de barrido en la longitud de onda.

## **CAPÍTULO 4: CONFIGURACIÓN EXPERIMENTAL**

En este capítulo se describe la configuración experimental implementada para cada uno de los métodos. Se describen los componentes y equipos empleados, así como la fabricación de las muestras líquidas usadas con diferente IR.

## **CAPÍTULO 5: RESULTADOS**

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos en cada experimento, implementando cada método de reducción del efecto de la no linealidad. Se compara el efecto que tiene cada método sobre las componentes de las frecuencias de batimiento del sensor. Después se define el cálculo de la resolución y la precisión de estas mediciones a partir de la variabilidad de sus datos. Al final, los resultados de las mediciones se dividen en dos grupos, siendo el primero las correspondientes a las muestras con un cambio de IR de  $2 \times 10^{-3}$  y efectuadas con el primero y segundo método; mientras el segundo grupo engloba los resultados con las muestras con un cambio muy pequeño de IR, cambios en pasos de  $2 \times 10^{-5}$ , medidas con el segundo y tercer método. En ambas partes se muestran las gráficas de las respuestas de cada método, así como los valores de resoluciones y precisión obtenidas.

## **CAPÍTULO 6: DISCUSIÓN**

En este capítulo se realiza la discusión de los resultados obtenidos con los diferentes métodos propuestos y como se comparan éstos con los resultados reportados en el estado del arte.

## **CAPÍTULO 7: CONCLUSIONES**

En este capítulo se presentan las conclusiones del trabajo. Presentando también el trabajo a futuro y los alcances de este.

## **CAPÍTULO 8: RECOMENDACIONES**

En este capítulo se muestran algunas de las oportunidades potenciales de aplicaciones de estos métodos a futuros trabajos de investigación a desarrollar.

## **ANEXOS**

En esta sección se incluyen partes de la investigación que no han sido detalladas en el texto principal, pero tienen importancia para la misma. En esta parte podemos encontrar detallada la fabricación y caracterización de los espejos a partir del ataque químico por ácido fluorhídrico. Aquí también incluimos los tres artículos publicados a partir de los resultados obtenidos en este trabajo de investigación.

## **2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS**

En este capítulo se introducen los conceptos necesarios para entender el principio de funcionamiento de un refractómetro de fibra óptica basado en un sensor que usa la reflexión de Fresnel en la punta de la fibra y una cavidad interna como autorreferencia para las variaciones de potencia de su fuente óptica. Iniciaremos explicando la importancia de la medición del índice de refracción (IR), las áreas que requieren de su medición, así como los requisitos mínimos que deben cumplir los dispositivos que la miden, refractómetros, de acuerdo con su aplicación en la industria. Se mostrarán los tres grupos de sensores de fibra óptica que permiten medir el IR, viendo sus ventajas y desventajas. De estos se destacarán aquellos que están basados en reflexión de Fresnel en la punta de la fibra. Después se explicará el interferómetro Fabry-Perot (F-P) de fibra óptica, en específico el interferómetro F-P intrínseco y cómo éste permite tener la configuración de un sensor de fibra con autorreferencia para compensar cambios en la potencia de la fuente óptica. Se detallará la técnica de C-OFDR para interrogación del sensor propuesto y la técnica empleada para la medición del IR. Se mencionará la problemática que existe con el efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda de la fuente óptica debido al uso del C-OFDR. Por último, se describen los métodos reportados en la literatura que permiten reducir los efectos de la no linealidad de barrido de longitud de onda.

### **2.1 ÍNDICE DE REFRACCIÓN Y SU IMPORTANCIA EN LA INDUSTRIA**

El índice de refracción es un valor único para cada material, el cual es dependiente de la temperatura, característica que lo hace indispensable a la hora de utilizarlo para caracterizar e identificar materiales. Se sabe que algunos de los factores que influyen en el valor del IR de un material son su composición química, su temperatura, su pureza, su viscosidad, su densidad, la longitud de onda de la fuente empleada, su absorbancia, su concentración (el caso de una disolución), etc. Es debido a esta cantidad de factores que se deduce la importancia de conocer esta propiedad óptica para aplicaciones médicas, físico- químicas, industriales y biológicas, etc [1].

Los instrumentos que miden el IR se les denomina *refractómetros*. En la industria se pueden identificar cuatro tipos principales de refractómetros clásicos: los refractómetros portátiles tradicionales, refractómetros portátiles digitales, los refractómetros de laboratorio o de Abbe (llamados así por el inventor del instrumento y basados en el diseño original de Ernst Abbe del 'ángulo crítico') y refractómetros de proceso en línea. También está el refractómetro de Rayleigh que se utiliza (normalmente) para medir los índices de refracción de los gases [1]. Se denominan clásicos debido a que la configuración en la cual están basados es mediante el uso de óptica clásica, es decir mediante prismas y reflexión total interna. Regularmente estos refractómetros presentan diferentes escalas dependiendo de su aplicación, aunque generalmente las unidades de índice de refracción (UIR), y los grados Brix, °B, son las más implementadas.

Estos refractómetros se utilizan en una variedad de aplicaciones: desde la determinación de la pureza y concentración de ingredientes de medicamentos hasta la medición del contenido de azúcar en alimentos y bebidas y el análisis de aceite de petróleo. La dilución del aceite de girasol con aceites baratos también se puede detectar con estos dispositivos. Además, los refractómetros son el método de elección para el control de calidad de los fluidos operativos para máquinas y motores, la solución de urea sintética para el tratamiento de las emisiones de los motores diésel [22]. En la Tabla 2.1 se puede encontrar algunas de las aplicaciones de los refractómetros en las diferentes áreas de la industria, así como los requisitos especiales que deben cumplir y las especificaciones mínimas sugeridas por normativas nacionales e internacionales.

*Tabla 2.1 Campos de aplicación para refractómetros. requerimientos para su implementación y especificaciones mínimas sugeridas.[22].*

<b>Aplicaciones típicas</b>	<b>Sustancias analizadas</b>	<b>Requisitos especiales</b>	<b>Especificaciones mínimas</b>
<b>Industria farmacéutica</b>			
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Pruebas de caracterización en investigación y desarrollo.</li> <li>• Prueba de identificación, control de pureza y medición de concentración en materias</li> </ul>	Productos farmacéuticos, soluciones de infusión, preparaciones de diálisis, sueros de sangre, etc.	Precisión, cumplimiento de las normas.	Rango: 1.320-1.700 UIR.  Resolución: 0.00001-0.0001 UIR.

primas, semiprocesadas y productos finales.	Precisión: 0.00002-0.0001 UIR.
---	-----------------------------------

### Industria química

<ul style="list-style-type: none"> <li>• Pruebas de caracterización en investigación y desarrollo</li> <li>• Prueba de identificación, control de pureza y medición de concentración en materias primas, semiprocesadas y productos finales.</li> <li>• Seguimiento de procesos químicos durante la producción.</li> </ul>	Disolventes orgánicos, hidrocarburos aromáticos, alcoholes, soluciones salinas, ácidos, bases, tintes, aceites, resinas, agentes extintores, siliconas, etc.	Control exacto de temperatura en un amplio rango, medición de rango amplio, variedad de escalas, variabilidad de métodos de medición, opción de mediciones por intervalos.	Rango: 1.320-1.700 UIR. Resolución: 0.00001-0.0001 UIR. Precisión: 0.00002-0.0001 UIR.
--	--	--	---

### Industria petroquímica, automotriz y aviación, tecnología de construcción y procesamiento de metales

<ul style="list-style-type: none"> <li>• Prueba de identificación y determinación de la concentración.</li> <li>• Inspección de calidad de producto de salida</li> <li>• Prueba de estabilidad.</li> </ul>	Aceites lubricantes, combustibles, ceras, lubricantes, refrigerantes lubricantes, agentes anticongelantes, ácido de batería, tensioactivos, limpiadores, etc.	Fácil manejo, disponibilidad de la escala Brix, opción de compensación de temperatura.	Rango: 1.320-1.700 UIR. Resolución: 0.00001-0.001 UIR. Precisión: 0.00002-0.001 UIR.
--	---	--	---

### Industria de alimentos

<ul style="list-style-type: none"> <li>• Control de calidad y pureza de materias primas materiales y productos finales.</li> <li>• Determinación del azúcar concentración.</li> </ul>	Azúcar, mermeladas, miel, almíbar, salsas, mostaza y mayonesa, productos lácteos, alimentos para bebé, productos de huevo, aceites, etc.	Medición rápida y sencilla manipulación, fácil limpieza, análisis de rutina con alta rendimiento de la muestra.	Rango: 1.300-1.700 UIR. Resolución: 0.00001-0.001 UIR. Precisión: 0.00002-0.001 UIR.
---	--	---	---

### Fabricantes de aromas, fragancias y aceites esenciales

<ul style="list-style-type: none"> <li>• Control de calidad de materias primas y materiales auxiliares</li> <li>• Seguimiento de la producción de productos semiacabados y finales productos.</li> </ul>	Aceites esenciales (como la lavanda o aceite de menta), ácido glicérico, Aromas y perfumes para la comida,	Volúmenes de muestra bajos con una alta agresividad, alta exactitud.	Rango: 1.320-1.700 UIR Resolución:
--	--	--	--

industria cosmética y tabacalera, etc.	0.00001-0.001 UIR
	Precisión: 0.00002-0.001 UIR

### Industria de las bebidas

<ul style="list-style-type: none"> <li>• Análisis de rutina con muestra alta rendimiento.</li> <li>• Control de calidad y pureza de materias primas y productos finales.</li> <li>• Determinación de la concentración de azúcar en jugos y bebidas sin alcohol.</li> <li>• Determinación del alcohol contenido en cerveza, vino o licores.</li> <li>• Control de calidad de productos lácteos.</li> <li>• Control de aguas residuales.</li> </ul>	<p>Jugo de frutas y vegetales, bebidas dietéticas, cerveza, especias, vino, licores, destilados, humores, concentraciones de azúcar, productos lácteos, aromatizantes y colorantes, etc.</p>	<p>Mediciones rápidas y de fácil manejo, fácil de limpiar, disponibilidad de la escala Brix.</p>	<p>Rango: 1.320-1.700 UIR.</p> <p>Resolución: 0.00001-0.001 UIR.</p> <p>Precisión: 0.00002-0.001 UIR.</p>
---	--	--	---

En años recientes los refractómetros basados en sensores de fibra óptica han llamado la atención puesto que cumplen con varios de los requisitos requeridos en múltiples aplicaciones, tales como compensación de temperatura, tamaño reducido, resistencia química, alta resolución y precisión. A continuación se detallará lo que es un sensor de fibra y su implementación para medir el IR.

## 2.2 SENSORES DE FIBRA ÓPTICA DE FIBRA ÓPTICA PARA IR

Un sensor de fibra óptica es un dispositivo que utiliza la fibra óptica como elemento transductor, haciendo uso de las propiedades intrínsecas de las fibras ópticas. Los sensores de fibra óptica ofrecen muchas ventajas, incluida la inmunidad a la interferencia electromagnética, la capacidad de multiplexación de varios sensores, tamaño reducido, capacidad de detección en tiempo real y resistencia a entornos hostiles, como altas temperaturas y grandes presiones [23]. Debido a este tipo de ventajas los sensores de fibra han recibido mucha atención en las últimas décadas, ya que además tienen la capacidad de medir simultáneamente múltiples parámetros incluyendo tensión, presión, temperatura y el que concierne a este trabajo de investigación, el IR.

### 2.2.1 Sensores de fibra óptica basados en campo evanescente

Para poder comprender el funcionamiento de estos tipos de sensores, primero se definirá de manera general lo que es una *onda evanescente*. Cuando una onda electromagnética incide sobre una interfaz entre dos medios con IR diferentes con un ángulo mayor al ángulo crítico (medido con respecto a la normal de la superficie) se produce el fenómeno de reflexión total interna. La parte de la energía que se acopla, después de la reflexión total interna, en una región cercana a la interfaz se conoce como onda evanescente y está viajando en la misma dirección que la onda de la señal por el medio guía [24], como se puede ver en la Figura 2.1.

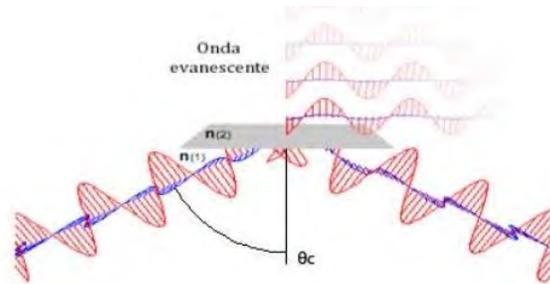


Figura 2.1 Generación de la onda evanescente [24]

En el caso de una fibra óptica, el IR del recubrimiento de la fibra es menor con respecto a su núcleo. Cuando la luz guiada experimenta reflexión total interna en la interfaz núcleo-revestimiento, parte de la energía penetra en el revestimiento hasta cierta profundidad, ya que la amplitud de esta señal decaerá de manera exponencial conforme penetra el revestimiento. La técnica para usar la medición de campo evanescente para la medición del IR consiste en modificar una fibra óptica, adelgazando el revestimiento de esta en una sección, aproximándose así al núcleo de la fibra. En esta sección modificada se coloca la muestra a medir de modo que interactúe con la región del campo evanescente. Cuando la luz viaja por la fibra y atraviesa el segmento modificado, el campo evanescente no se atenúa de la misma forma que lo haría en una fibra sin modificar. Esta atenuación está relacionada con la absorbancia del medio circundante de la sección modificada y de este modo, se pueden medir caídas relativas de potencia que permiten determinar el IR de la muestra. [25]. Estos cambios se aprovechan para hacer la medición del IR. Para poder acceder a la región del revestimiento cercano al campo evanescente y, por ende,

sensibilizar la fibra a los cambios de IR del entorno, se suele realizar un adelgazamiento del revestimiento por micro maquinado [26], ataque químico [27] o combinación de fibras de diferentes formas (como tipo D) [28]. Otro tipo de sensores de IR se basan en nano capas metálicas para alterar el campo evanescente. Dentro de este se encuentran los de resonancia de plasmón superficial, (Surface Plasmon Resonance, SPR) [29] y las resonancias de modos con pérdidas, (Lossy Mode Resonance, LMR) [30]. Este tipo de sensores son muy sensibles al IR por lo que son muy atractivos para diversas aplicaciones.

Un ejemplo de este tipo de sensores en fibra lo podemos ver en la Figura 2.2, éste tiene una fibra óptica con un tramo de sección cónica introducida en un polímero transparente (silicona); en la silicona se construye un canal para el líquido de tal manera que el canal quede casi en contacto con la sección cónica consiguiendo que la diferencia entre el IR del líquido y el polímero tenga relación directa con las pérdidas que se producen en la zona cónica [25].

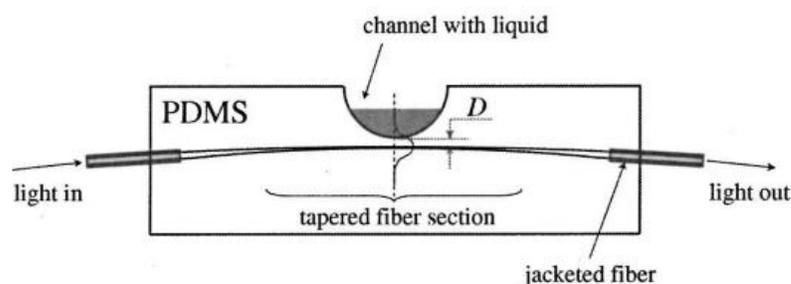


Figura 2.2 Método basado en campo evanescente. [25]

Los sensores basados en campo evanescente principalmente utilizan la medición del espectro de trasmisión y presentan resonancias espectrales muy amplias que hacen que la multiplexación sea una tarea muy difícil. Estos sensores normalmente utilizan como equipo de medición el analizador de espectro óptico, (Optical Spectrum Analyzer, OSA); el uso de este equipo permite tener resoluciones de IR reportadas de hasta  $10^{-6}$  [26-30]. Lo que los hace uno de los sensores de fibra óptica más sensibles a los cambios de IR.

Sin embargo, estos sistemas presentan inconvenientes en entornos donde el control de temperatura no sea muy estable, debido a que son muy sensibles también a cambios de temperatura como los -0.28% de cambio de la potencia de salida medida por cada grado

centígrado reportado en [27]. Sumado a lo anterior, el reducir considerablemente el tamaño del revestimiento limita mecánicamente al sensor, condicionándolos a su uso exclusivo en laboratorios.

### 2.2.2 Sensores de fibra óptica por micro canales

Los sensores de fibra óptica para medición de IR que entran en esta categoría son aquellos que presentan un conducto, regularmente perpendicular a la trayectoria de la guía de onda, donde se deposita o hace fluir la muestra en el interior de una fibra óptica.

Estos conductos son del diámetro de unas decenas de micras en donde se introduce de una muestra líquida ya sea por capilaridad o bombeo. Para su fabricación se suele hacer uso de maquinado por láser de femto-segundos [31,32], empalme de secciones de fibras sin núcleo, (Hollow-core fiber, HCF) [33], micro maquinado mecánico [34] o ataque químico [35,36]. En la Figura 2.3 se aprecia el proceso de fabricación de estas cavidades mediante el uso de un láser de femtosegundos, fs, reportado en [31]. El láser fs crea un micro agujero de  $\sim 1 \mu\text{m}$  de diámetro en el centro de la cara del extremo de la fibra, Figura 2.3a. La punta de la fibra con el micro agujero se empalma a otra punta de fibra SMF Figura 3b. Con el empalme se forma una cavidad F-P, Figura 2.3c. Después se fabrica el micro canal para cruzar verticalmente la micro cavidad, Figura 2.3d. La Figura 2.3e es una imagen de microscopio de la cavidad F-P de fibra sin el micro canal.

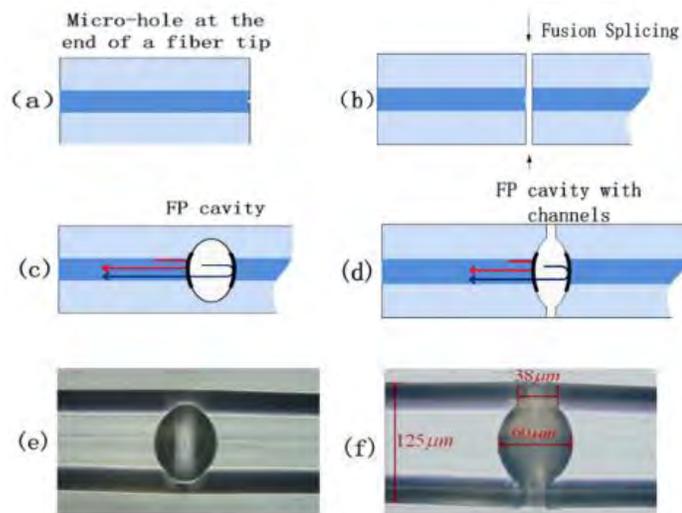


Figura 2.3 Proceso de fabricación de cavidades Fabry Perot en línea en fibra óptica.[31]

El principio de medición de estos sensores se basa principalmente en el monitoreo de los cambios del espectro de reflexión generado por el interferómetro F-P. Algunas ventajas de este tipo de sensores son: el uso de muestras reducidas, una alta sensibilidad y resolución en la medición del IR. Sin embargo, esto depende principalmente de la resolución y calidad de los equipos de medición, OSA, dificultando la portabilidad y costo del refractómetro. Otras desventajas presentes son la sensibilidad cruzada con la temperatura y presión, y la complejidad en la fabricación de los canales.

### 2.2.3 Sensores de fibra óptica por reflexión de Fresnel en la punta de la fibra

Otra técnica empleada para medir el IR con fibra óptica es utilizar la reflexión de Fresnel en la punta de la fibra. Cuando el extremo cortado de la fibra se sumerge en la muestra, la luz guiada desde la fuente óptica incide en la interfaz núcleo de la fibra-muestra, en donde se tienen distintos índices de refracción, y una parte de la luz se transmitirá y otra se reflejará como se ve en la Figura 2.4.

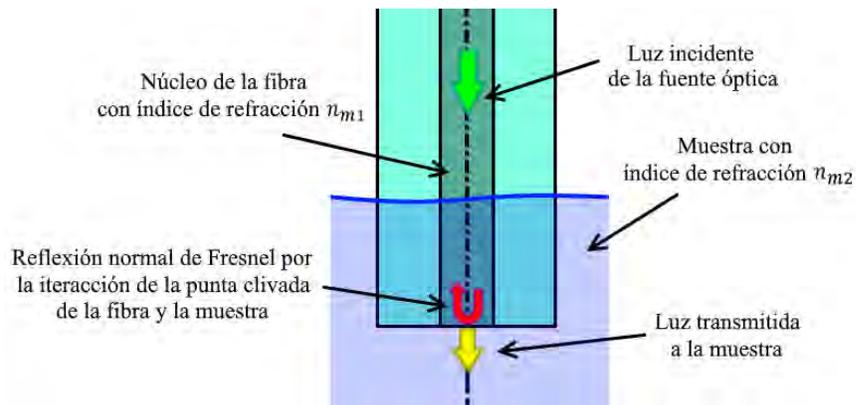


Figura 2.4 Reflexión de normal de Fresnel que ocurre en la punta de una fibra óptica sumergida en una muestra.

El porcentaje de luz reflejada se puede escribir como:

$$R = \left( \frac{n_{m1} - n_{m2}}{n_{m1} + n_{m2}} \right)^2. \quad (1)$$

donde  $R$  es el porcentaje de luz reflejada,  $n_{m1}$  es el IR del núcleo de la fibra y  $n_{m2}$  es el IR del medio que rodea la punta de la fibra. A partir de la variación de la intensidad de la señal reflejada medida se puede determinar el índice de refracción de la muestra. Sin embargo, la posible inestabilidad de la fuente óptica o pérdidas por dobleces a lo largo

de la fibra generan incertidumbre en la intensidad medida, incrementando el error en las mediciones de IR. Para lograr una mejor precisión con este método, se debe implementar una referencia dinámica de la intensidad de la luz que llega a la punta de la fibra.

Esta referencia dinámica se puede realizar por dos métodos: El primero consiste en utilizar dos fibras diferentes, una fibra es para interrogar una muestra y la otra se utiliza como referencia de intensidad [37]; en el segundo método, la referencia de intensidad proviene de la amplitud de la señal de interferencia generada por una cavidad interna de referencia colocada cerca a la punta de la fibra [4]. Esta señal de referencia se genera utilizando normalmente la señal de interferencia de una cavidad F-P en la fibra óptica; de los cuales se hablará a continuación.

### **2.3 INTERFERÓMETRO FABRY-PEROT DE FIBRA ÓPTICA**

El interferómetro de fibra óptica en configuración Fabry-Perot (F-P) es uno de los más simples de construir y de analizar, como componente clásico de fibra óptica. Este ha sido empleado en diversas aplicaciones para medir presión, deformación, temperatura, etc. Este interferómetro básicamente consiste en dos superficies plano-paralelas parcialmente reflectoras separadas por una distancia determinada. Los interferómetros de fibra F-P se clasifican típicamente en dos grupos: interferómetro F-P extrínseco e interferómetro F-P intrínseco [38]. El interferómetro F-P extrínseco permite que la luz salga de la fibra y se propague en una cavidad externa, mientras que, en el interferómetro F-P intrínseco, la luz está restringida en la fibra. En este trabajo se utilizará un interferómetro F-P intrínseco como cavidad de referencia para el sensor con autorreferencia.

La estructura fundamental de un interferómetro F-P intrínseco de fibra óptica se muestra en la Figura 2.5a; en donde  $R_1$  y  $R_2$  corresponden a los porcentajes de luz reflejada por los espejos internos  $m_1$  y  $m_2$ , respectivamente. Estos espejos internos forman la cavidad de longitud  $L_{F-P}$  con índice de refracción  $n_{eff}$ .  $\alpha$  es el coeficiente de absorción del núcleo de la fibra.  $t_1$  y  $t_2$  son los coeficientes de pérdidas en la transmisión de la luz en el espejo  $m_1$  y  $m_2$ , respectivamente.

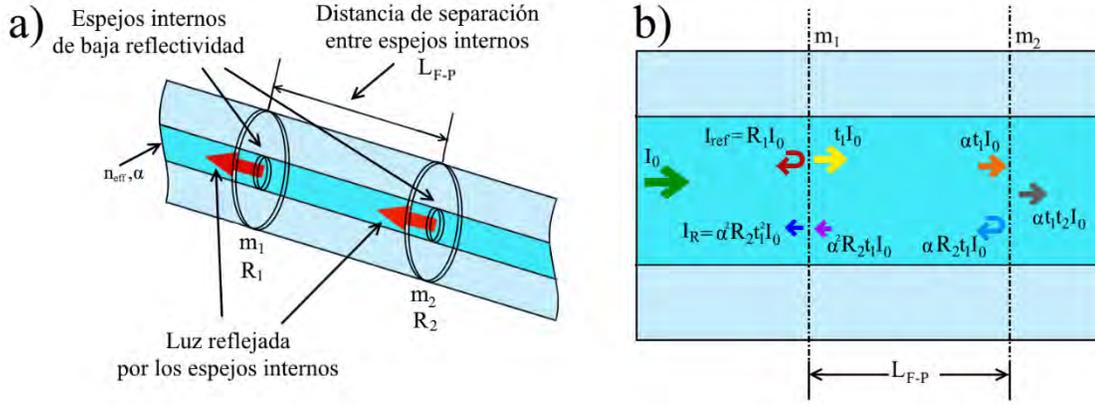


Figura 2.5 a) Esquema de un interferómetro F-P intrínseco b) Esquema que muestra la interacción de la luz con los espejos que forman la cavidad F-P contemplando la constante de absorción del medio, la reflectividad y la transmitancia de los espejos internos.

En el primer espejo dentro de la fibra,  $m_1$ , un porcentaje  $R_1$  de la luz es reflejado, generando la intensidad  $I_{ref}$  como se ve en la Figura 2.5b. El resto de la luz que atraviesa  $m_1$  se propaga a través de la cavidad hasta llegar al segundo espejo  $m_2$ . La luz que llega a  $m_2$  es atenuada debido a la absorción del núcleo de la fibra, que es el medio de la cavidad. Parte de la luz se refleja un porcentaje  $R_2$  en  $m_2$ , y se propaga a través de la cavidad llegando nuevamente a  $m_1$ . Solamente una porción de esta luz se transmitirá a través de  $m_1$ , generando la intensidad  $I_R$  vista en la Figura 5b. Finalmente, los haces con  $I_{ref}$  y  $I_R$  interfieren en el núcleo de la fibra óptica y da por resultado un patrón modulado en longitud de onda, el cual se puede describir por la Ecuación 2:

$$\begin{aligned}
 I_t(t) &= I_{ref} + I_R + 2\sqrt{I_{ref}I_R} \cos\left(\frac{4\pi n_{eff} L_{F-P}}{\lambda} + \varphi\right) \\
 &= I_0 \left( R_1 + \alpha^2 t_1^2 R_2 + 2\alpha t_1 \sqrt{R_1 R_2} \cos\left(\frac{4\pi n_{eff} L_{F-P}}{\lambda} + \varphi\right) \right).
 \end{aligned} \tag{2}$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente,  $n_{eff}$  es el IR efectivo del núcleo de la fibra donde se forma la cavidad,  $L_{F-P}$  es la longitud de la cavidad y  $\varphi$  es la fase inicial. En la Figura 2.6a podemos apreciar un ejemplo del espectro de reflexión obtenido de un interferómetro F-P intrínseco, y su espectro de potencia Figura 2.6b. La amplitud de la componente en el espacio de Fourier corresponde al módulo al cuadrado de la amplitud de la componente cosenoidal de la modulación de la intensidad [16]. Y éste a su vez se encuentra relacionado a la reflectividad de los reflectores de la cavidad F-P. Por lo que,

si estos mantienen una reflectividad constante, se puede usar para normalizar con respecto a la intensidad de la fuente óptica  $I_0$  y con ello servir como auto referenciación.

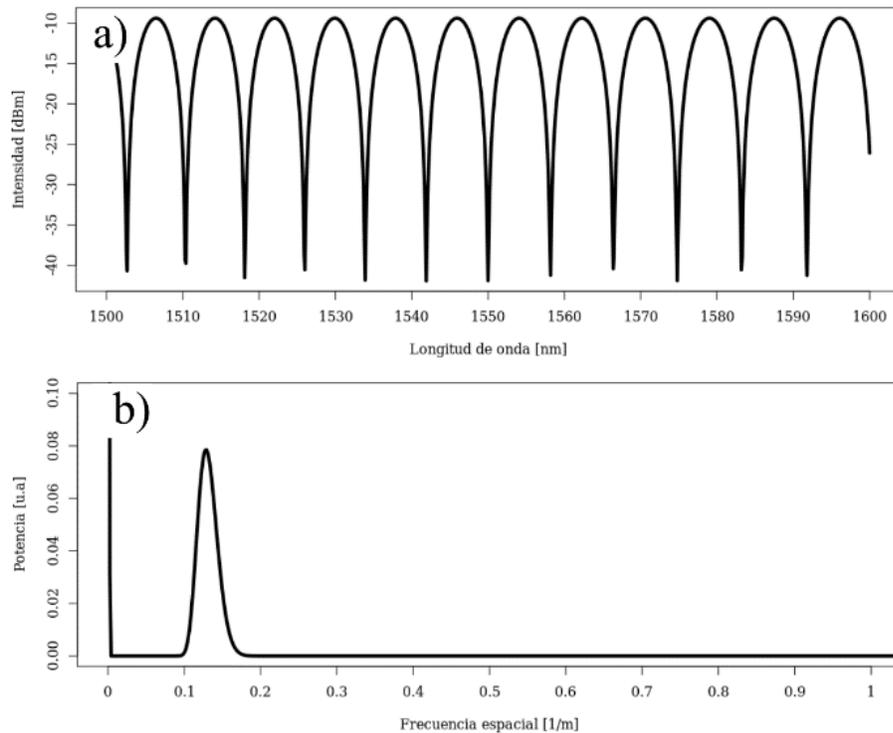


Figura 2.6 a) Espectro de reflexión de un interferómetro F-P intrínseco en escala logarítmica b) Espectro de Fourier del I interferómetro F-P intrínseco

Cabe mencionar que los espejos en la fibra pueden ser rejillas de Bragg [8], micro cavidades de aire fabricadas por micro maquinado [34] o ataque químico [6,7,35,36]; espejos generados por la conexión de conectores de contacto físico angulado (Angle Physical Contact, APC) y un conector de contacto físico plano (Physical Contact, PC) [10]; y la combinación en el empalme entre SMF y fibras de cristal fotónico, así como empalmes con desacople usando fibra multimodo [10-13]. En este trabajo se plantea el uso de espejos internos basados en ataque químico con ácido fluorhídrico (HFA); la construcción de estos espejos se detalla en el **Anexo A**.

En este trabajo, como se mencionó anteriormente, se utilizará una configuración de sensor con auto referenciación. Con la inclusión de los espejos internos y la reflexión de Fresnel de la punta se generan tres cavidades F-P. Esta configuración también es conocida como configuración de dos cavidades en cascada (Two-Cascaded Cavities,

TCC). Para poder interrogar este tipo de sensores se utiliza la C-OFDR. A continuación, se abordará la definición de esta técnica de medición.

## 2.4 REFLECTOMETRÍA EN EL DOMINIO DE LA FRECUENCIA ÓPTICA

La reflectometría en el dominio de la frecuencia óptica (Optical Frequency Domain Reflectometry, OFDR) es una herramienta de reflectometría de alta resolución que se puede utilizar para la metrología de componentes de fibra óptica y la localización de fallas en redes ópticas. Este método no solo se limita a medir reflejos únicos o discretos, sino que también se puede utilizar para medir la luz retroesparcida distribuida en fibras ópticas y, por lo tanto, también medir la distribución espacial de parámetros ópticos en la fibra, tales como: la birrefringencia, el retardo diferencial de grupo y otras propiedades no lineales [16]. En comparación con la reflectometría óptica en el dominio del tiempo (Optical Time Domain Reflectometry, OTDR), el método OFDR evita el problema de la zona muerta que es inherente al OTDR (la distancia limitada entre dos puntos de detección) y proporciona resoluciones de hasta  $1.7 \times 10^{-4}$  UIR reportadas en [3] o de como los 38.71 dB/UIR reportados en [37]. Los métodos OFDR se dividen generalmente en dos categorías principales: OFDR incoherente (I-OFDR) y OFDR coherente (C-OFDR). En la Figura 2.7 se muestra la clasificación de la técnica OFDR que se ha publicado en la literatura científica.

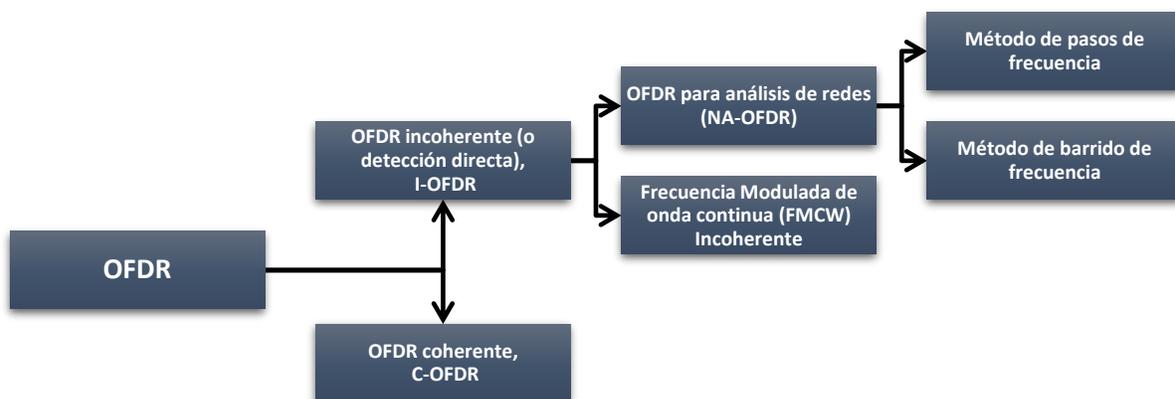


Figura 2.7 Clasificación de los métodos de la OFDR [16]

### 2.4.1 Reflectometría incoherente en el dominio de la frecuencia óptica.

En este método, una señal de onda continua (Continuous Wave, CW) de una fuente óptica se modula en intensidad por una señal de referencia de amplitud constante cuya frecuencia cambia periódicamente en un cierto rango de frecuencia, ya sea por pasos (método de frecuencia por pasos) o continuamente (método de frecuencia de barrido) [16]. Esta señal de prueba se utiliza para interrogar al dispositivo bajo prueba. Las señales ópticas retroesparcidas y retroreflejadas se detectan en función de la frecuencia de modulación y se procesan en un analizador de señales vectoriales para obtener la respuesta de frecuencia de la fibra. Esta es la razón por la que el grupo que incluye los métodos de frecuencia de paso y frecuencia de barrido se denomina globalmente como análisis de red OFDR (NA-OFDR). La FFT de la respuesta de frecuencia da entonces la respuesta de impulso en el dominio del tiempo siempre que el rango de frecuencia escaneado sea suficientemente grande. Los principios de funcionamiento del grupo NA-OFDR se representan en la Figura 6a. En un subgrupo alternativo llamado Onda Continua Modulada en Frecuencia Incoherente (Incoherent Frequency-Modulated Continuous Wave, I-FMCW), la señal de referencia modulada se barre en frecuencia y la señal de prueba detectada se mezcla con la señal de referencia modulada en el dominio eléctrico. La salida resultante que contiene productos de mezcla se observa luego por medio de un analizador de espectro eléctrico. El eje de frecuencia representa los tiempos de retardo experimentados por la señal de prueba. Conociendo la velocidad de la luz dentro de la fibra, el eje del tiempo se convierte en distancia. Los principios de funcionamiento de I-FMCW se representan en la Figura 2.8.

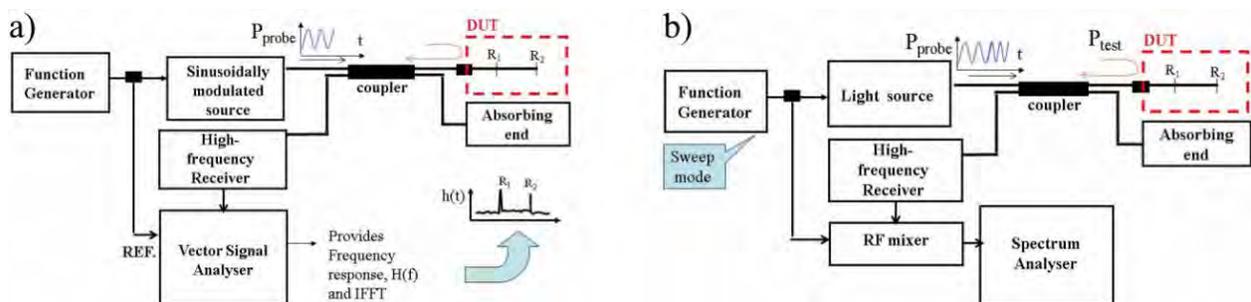


Figura 2.8 Principios de operación de a) NA-OFDR, b) I-OFDR [16]

## 2.4.2 Reflectometría coherente en el dominio de la frecuencia óptica.

En la categoría C-OFDR, la frecuencia de la portadora óptica de la fuente láser sintonizable (Tunable Laser Source, TLS) se barre linealmente en el tiempo sin saltos de modo. Luego, la señal óptica modulada en frecuencia (señal de prueba) se divide en dos caminos, en uno de los cuales viaja al dispositivo bajo prueba (Device Under Test, DUT) mientras que el otro se usa como señal de referencia u oscilador local. La señal de referencia que regresa del espejo de referencia y la señal de prueba que regresa de los sitios de reflexión en el brazo de prueba interfieren coherentemente en el acoplador. Esta señal de interferencia contiene las frecuencias de batimiento<sup>1</sup> que aparecen como picos en la pantalla del analizador de red después de la FFT de la fotocorriente muestreada en el tiempo.

Usando un barrido lineal de longitud de onda del láser, las frecuencias de batimiento medidas se pueden mapear en una escala de distancia (el factor de proporcionalidad entre la frecuencia de batimiento y la distancia correspondiente se determina por razón de cambio de la longitud de onda), mientras que la amplitud de la señal en cada frecuencia de batimiento revela la reflectividad de cada sitio de reflexión [4]. El principio de funcionamiento de C-OFDR se representa en la Figura 2.9. C-OFDR tiene algunas ventajas inherentes al esquema de detección coherente [39]. En primer lugar, la fotocorriente medida no es proporcional a la potencia óptica reflejada sino a su raíz cuadrada, lo que permite al sistema medir señales con grandes diferencias de amplitud.

En segundo lugar, el ancho de banda del receptor es menor en comparación con las técnicas OTDR reduciendo el nivel de ruido y aumentando el rango dinámico.

Además, los sistemas C-OFDR tienen la capacidad de medir dispositivos activos (por ejemplo, amplificadores ópticos) sin saturación, ya que solo se utilizan señales CW de baja potencia. Finalmente, no se observa ninguna zona muerta en C-OFDR ya que el receptor no se satura como en los métodos OTDR pulsados. Sin embargo, C-OFDR tiene

---

<sup>1</sup> El batimiento es un fenómeno que se genera al superponerse dos ondas sinusoidales con frecuencias distintas.

un problema al tratar con largas distancias de medición. La distancia de medición está limitada por la longitud de coherencia de la fuente de luz sintonizable.

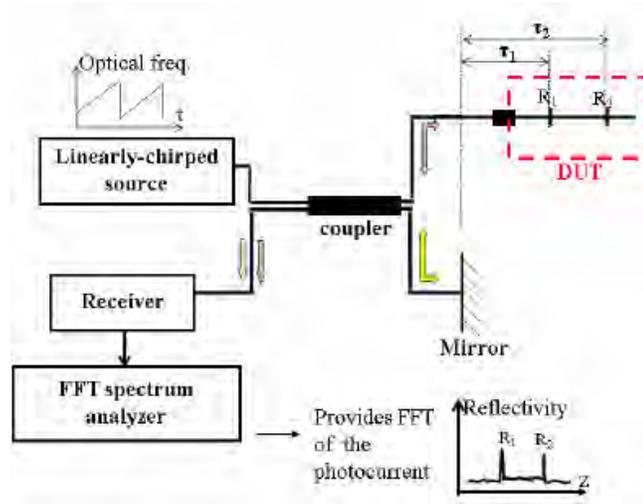


Figura 2.9 Esquema del principio de funcionamiento de C-OFDR.[16]

### 2.4.3 Principio de interrogación del C-OFDR

Ahora se describirá los principios matemáticos que definen la técnica C-OFDR. En principio la señal de frecuencia modulada de la fuente viaja por dos caminos, la luz se propaga por el camino de referencia y por el brazo sensor al mismo tiempo. Tomando en cuenta el esquema mostrado en la Figura 2.10, el tiempo que le toma a la señal de referencia viajar desde la fuente al punto de reflexión de referencia (oscilador local) y después al detector se le denomina  $\tau_{ref}$ .

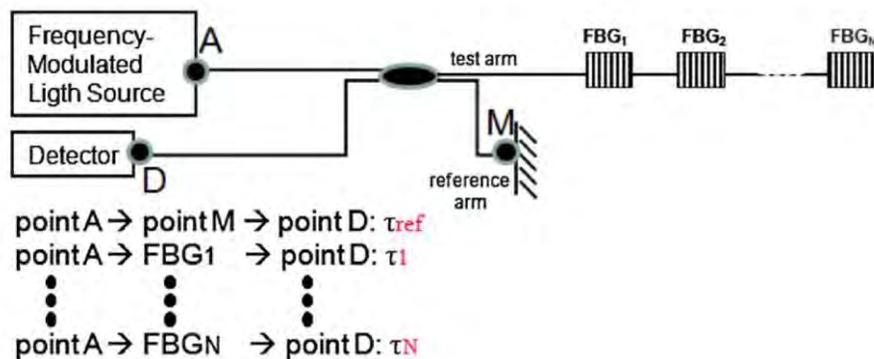


Figura 2.10 Configuración experimental de un C-OFDR simple [16]

De manera similar, el tiempo que le toma a la señal de prueba viajar desde la fuente del sistema hasta el punto de reflexión discreto en el brazo sensor y de regreso al detector es  $\tau_{s1}$ . El número en el subíndice se puede sustituir por el número del sensor discreto que se está interrogando en el brazo sensor.

Cuando se utiliza una configuración como la que se muestra en la Figura 2.10, y lo reportado en [16], el campo eléctrico  $E(t)$  que ingresa al brazo sensor es:

$$E(t) = E_0 \exp[i\varphi(t)]. \quad (3)$$

donde  $E_0$  es la amplitud del campo eléctrico,  $i$  es un número complejo y  $\varphi(t)$  es la componente de fase. La frecuencia angular  $\omega(t)$  es la primera derivada de la fase con respecto al tiempo, y se puede escribir como:

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad (4)$$

Entonces, tomando la integral de la frecuencia angular podemos obtener la fase, además de la componente de fase inicial:

$$\varphi(t) = \int_0^t \omega(u) du + \varphi_0. \quad (5)$$

Cuando se toma una forma de onda de diente de sierra sin saltos de modo y la longitud de onda se barre linealmente, la frecuencia angular se puede expresar como:

$$\omega(t) = 2\pi\gamma_f t + \omega_0. \quad (6)$$

donde  $\gamma_f$  es la razón de modulación de frecuencia óptica del láser, generada con la onda de diente de sierra,  $t$  es el tiempo transcurrido en el sistema y  $\omega_0$  es la frecuencia angular inicial. Por lo tanto, la señal de fase en la salida de la fuente láser sintonizable se puede expresar como:

$$\varphi(t) = \pi\gamma_f t^2 + \omega_0 t + \varphi_0. \quad (7)$$

Cuando sustituimos la Ecuación 7 en la Ecuación 3, el campo eléctrico de la fuente láser sintonizable es:

$$E(t) = E_0 \exp[i(\pi\gamma_f t^2 + \omega_0 t + \varphi_0)] . \quad (8)$$

Los campos eléctricos de los sensores y el brazo de referencia son necesarios para adquirir el valor de la interferencia de estos campos. Comenzando con el campo eléctrico producido por un reflector sensor,  $j$ , en la posición  $j$ -ésima,  $E_{Rj}(t)$ :

$$E_{Rj}(t) = \eta_{IL} E(t - \tau_j) r_j [\omega(t - \tau_j)] (1 - r_j) \exp\left(-\frac{\alpha l_j}{2}\right) . \quad (9)$$

donde  $\eta_{IL}$  es el coeficiente de pérdidas por inserción del acoplador óptico en uso,  $\tau_j$  es el tiempo total de viaje redondo desde la fuente de láser sintonizable hasta el  $j$ -ésimo reflector y al detector.  $r_j(\omega(t))$  es el factor de reflexión complejo del  $j$ -ésimo reflector,  $\alpha$  es el coeficiente de atenuación y  $l_j$  es la longitud del camino óptico al  $j$ -ésimo reflector. El campo eléctrico para el brazo de referencia,  $E_{ref}$ , se puede expresar como:

$$E_{ref}(t) = \eta_{IL} E(t - \tau_{ref}) \exp\left(\frac{-\alpha l_{ref}}{2}\right) . \quad (10)$$

donde  $\tau_{ref}$  es el tiempo total de ida y vuelta desde la fuente láser sintonizable, a través del brazo de referencia al detector y  $l_{ref}$  es la longitud del camino óptico del brazo de referencia. Por simplicidad, la reflexión del reflector de referencia se toma como una reflexión al 100 %. La señal de interferencia,  $u(t)$ , generada entre las señales reflejadas a lo largo de la fibra y la señal de referencia está dada por:

$$u(t) = \sigma \left[ \sum_{j=1}^N E_{Rj}(t) + E_{ref}(t) \right]^2 . \quad (11)$$

donde  $\sigma$  es la constante de sensibilidad del fotodetector y  $N$  es el número total de reflectores usados en el brazo sensor del interferómetro. Si tomamos en cuenta que la irradiancia es proporcional al promedio temporal del cuadrado del campo eléctrico, se puede aproximar la Ecuación 11 en términos de la irradiancia, obteniendo:

$$u(t) \approx \sigma \eta_{IL} \left[ \sum_{j=1}^N (I_{Rj} + I_{ref} + 2\sqrt{I_{Rj}I_{ref}} \cos(2\pi f_{bj}t + \phi_j)) \right]. \quad (12)$$

donde  $I_{Rj}$  y  $I_{ref}$  corresponden a la intensidad reflejada en el j-ésimo reflector y la intensidad reflejada en el brazo de referencia respectivamente,  $f_{bj}$  y  $\phi_j$  es la frecuencia de la señal de batimiento generada por el j-enésimo reflector y la fase inicial de ésta, respectivamente. La frecuencia de batimiento,  $f_{bj}$ , para el j-ésimo reflector sensor, reportado en [7] viene dada por

$$f_{bj} = \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{Rj}}{\lambda^2}. \quad (13)$$

donde  $v_m$  es la frecuencia de modulación de la longitud de onda,  $\Delta\lambda$  es el rango de barrido de la longitud de onda,  $\lambda$  es la longitud de onda central de la fuente óptica,  $L_{Rj}$  es la diferencia de camino óptico entre el j-enésimo reflector y reflector del brazo de referencia, y  $n_{eff}$  es el IR efectivo del núcleo de la fibra óptica. Este término sobrevive al promedio temporal debido a que varía lentamente en comparación con  $\omega_0$ . Esto es posible debido a que la respuesta del fotodetector, la cual está en el orden de GHz, es más rápida que la modulación inducida por el generador de señales, la cual no excede de unos cuantos KHz.

Con las frecuencias de batimiento se identifica las componentes de cada punto de reflexión en el brazo sensor generado por la FFT de la señal del detector. Y es al analizar propiedades tales como la amplitud, la fase, el corrimiento del valor máximo o el valor de frecuencia espacial de estas componentes que se pueden medir parámetros como la temperatura, la presión, la vibración, la reflexión y la distancia de cada reflector, etc.

Para obtener un valor de la perturbación en el sistema o en el caso del refractómetro, el IR a identificar en la solución, se usa la variación de amplitud de la componente de batimiento. Esto tiene que ver con el coeficiente del término de interferencia que como se ve en la Ecuación 9 depende de la reflectividad del sensor. A continuación, se detallará la manera de emplear esta reflectividad obtenida para la estimación del IR con un sensor que emplea una cavidad con auto referenciación.

## 2.5 MEDICIÓN DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN UTILIZANDO C-OFDR Y AUTO REFERENCIACIÓN.

Para poder explicar cómo se realiza la medición del IR con el sensor con auto referenciación mediante la interrogación con C-OFDR, primero se explicará la configuración del sensor TCC el cual se muestra en la Figura 2.11. El sensor TCC está formado por tres reflexiones principales. Dos de estas provienen de espejos internos en la fibra,  $m_1$  y  $m_2$ , con valores de reflectividad conocidos; y la última corresponde a la punta de la fibra,  $m_3$ , cuya reflectividad está definida por la reflexión de Fresnel entre la punta y la muestra donde la fibra está sumergida, vista en la Ecuación 1. Estas reflexiones generan a su vez tres cavidades F-P. La cavidad formada entre los espejos  $m_1$  y  $m_2$ , es la cavidad de referencia,  $C_{12}$ . Esto porque las reflectividades de estos espejos no son dependientes del IR de la muestra por lo que permanecerán con un valor de reflectividad constante independientemente de la muestra a medir. Permitiendo con ello, compensar cualquier variación de la potencia de la fuente óptica, a causa de fluctuaciones no deseadas en esta o por dobleces en la fibra que integra al sistema. La cavidad  $C_{13}$  está formada por el espejo  $m_1$ , el cual recibe primero la luz incidente de la fuente,  $I_0$ , y la punta de la fibra,  $m_3$ . Por último, la cavidad  $C_{23}$  está formada por el espejo  $m_2$ , y la punta de la fibra,  $m_3$ . Cabe destacar que las componentes de batimiento de cualquiera de estas dos últimas cavidades pueden ser empleadas para la medición del IR debido a que contienen la reflectividad de  $m_3$ , la cual es dependiente del IR de la muestra.

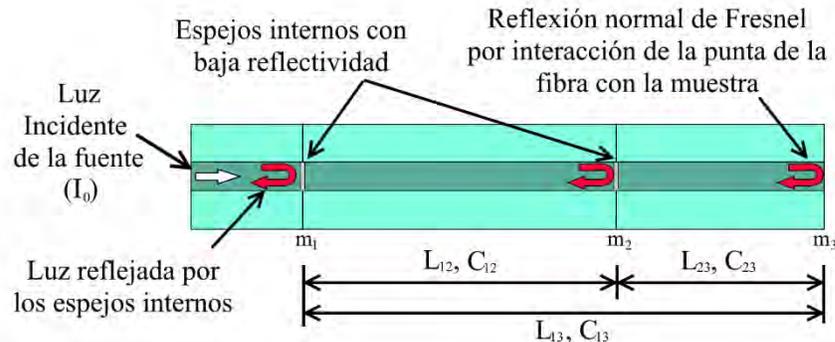


Figura 2.11 Representación esquemática de un cabezal sensor de refractómetro formado por tres reflectores.

La respuesta de este sensor TCC está formada por la suma de las señales de batimiento de cada una de sus cavidades F-P como se describe en la Ecuación 14, la cual es el desarrollo de la Ecuación 12 considerando tres reflectores:

$$\begin{aligned}
 I_t(t) = & I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2\pi f_{b_{12}} t + \phi_{12}) \\
 & + 2\sqrt{I_2 I_3} \cos(2\pi f_{b_{23}} t + \phi_{23}) \\
 & + 2\sqrt{I_1 I_3} \cos(2\pi f_{b_{13}} t + \phi_{13}) .
 \end{aligned} \tag{14}$$

donde  $I_1$ ,  $I_2$  e  $I_3$  son las intensidades de las señales reflejadas en los espejos  $m_1$ ,  $m_2$  y  $m_3$  respectivamente, como se muestra en la Figura 2.11;  $f_{b_{12}}$ ,  $f_{b_{13}}$  y  $f_{b_{23}}$  son las frecuencias de las señales de batimiento generadas en el sensor y  $\phi_{12}$ ,  $\phi_{13}$  y  $\phi_{23}$  son las diferencias de fase de cada cavidad del sensor.

Tomando la Ecuación 13, las frecuencias de batimiento de cada componente se definen de la siguiente forma:

$$f_{b_{12}} = \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{c_{12}}}{\lambda_0^2} . \tag{15}$$

$$f_{b_{23}} = \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{c_{23}}}{\lambda_0^2} . \tag{16}$$

$$f_{b_{13}} = \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{c_{13}}}{\lambda_0^2} . \tag{17}$$

donde  $L_{c_{12}}$ ,  $L_{c_{13}}$  y  $L_{c_{23}}$  corresponden a las longitudes de las cavidades del sensor como se muestra en la figura 2.11. Las intensidades de las componentes reflejadas por cada uno de los reflectores se definen como:

$$I_1 = R_1 I_0 . \tag{18}$$

$$I_2 = \alpha_{1a} \alpha_{1b} \beta_{c_{12}}^2 R_2 I_0 . \tag{19}$$

$$I_3 = \alpha_{1a} \alpha_{1b} \alpha_{2a} \alpha_{2b} \beta_{c_{12}}^2 \beta_{c_{23}}^2 R_3 I_0 . \tag{20}$$

donde  $I_0$  es la intensidad de la luz incidente,  $\alpha_{1a}$ ,  $\alpha_{1b}$  y  $\alpha_{2a}$ ,  $\alpha_{2b}$  corresponden a los coeficientes de transmisión de cada cara de los reflectores  $m_1$  y  $m_2$ , respectivamente;  $\beta_{c_{12}}$

y  $\beta_{c_{23}}$  corresponde a los coeficientes de pérdida de las cavidades  $c_{12}$  y  $c_{23}$ , respectivamente;  $R_1$  y  $R_2$  corresponden al porcentaje de luz reflejada de los espejos  $m_1$  y  $m_2$ , respectivamente. Estos valores dependerán, junto con los coeficientes de transmisión, del tipo de espejos internos implementados en el sensor TCC. Estos espejos pueden ser generados con rejillas de Bragg [8], conectores de fibra [9], empalmes con fibras de diferentes tipos [10-12] o generados mediante ataque químico [6,7,13,14]. En este trabajo se emplearán este último tipo de espejos y en el **Anexo A** se mostrarán la fabricación y caracterización de éstos; la reflexión en la punta de la fibra  $R_3$  se puede calcular con la Ecuación 1, obteniendo la siguiente expresión:

$$R_3 = \left( \frac{n_{eff} - n_x}{n_{eff} + n_x} \right)^2, \quad (21)$$

donde  $n_x$  es el índice de refracción de la muestra y  $n_{eff}$  es el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica, el cual fue medido en nuestros experimentos con un valor de 1.468186.

Las amplitudes de las componentes de frecuencia se definen a partir de las siguientes ecuaciones:

$$|A_{12}| = 2\sqrt{I_1 I_2} = 2\sqrt{\alpha_{1a} \alpha_{1b} \beta_{c_{12}}^2 R_1 R_2 I_0^2} = 2\sqrt{\alpha_{1a} \alpha_{1b} R_1 R_2} \beta_{c_{12}} I_0. \quad (22)$$

$$\begin{aligned} |A_{23}| &= 2\sqrt{I_2 I_3} = 2\sqrt{\alpha_{1a}^2 \alpha_{1b}^2 \alpha_{2a} \alpha_{2b} \beta_{c_{12}}^4 \beta_{c_{23}}^2 R_2 R_3 I_0^2} \\ &= 2\sqrt{\alpha_{2a} \alpha_{2b} R_2 R_3} \alpha_{1a} \alpha_{1b} \beta_{c_{12}}^2 \beta_{c_{23}} I_0. \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} |A_{13}| &= 2\sqrt{I_1 I_3} = 2\sqrt{\alpha_{1a} \alpha_{1b} \alpha_{2a} \alpha_{2b} \beta_{c_{12}}^2 \beta_{c_{23}}^2 R_1 R_3 I_0^2} \\ &= 2\sqrt{\alpha_{1a} \alpha_{1b} \alpha_{2a} \alpha_{2b} R_1 R_3} \beta_{c_{12}} \beta_{c_{23}} I_0. \end{aligned} \quad (24)$$

Las componentes  $|A_{12}|$  y  $|A_{23}|$ , se pueden usar para el cálculo del IR. Para esto se toma la relación entre amplitudes:

$$\frac{|A_{23}|}{|A_{12}|} = \frac{2\sqrt{\alpha_{2a}\alpha_{2b}R_2R_3} \alpha_{1a}\alpha_{1b}\beta_{c_{12}}^2\beta_{c_{23}}I_0}{2\sqrt{\alpha_{1a}\alpha_{1b}\alpha_{2a}\alpha_{2b}R_1R_3}\beta_{c_{12}}\beta_{c_{23}}I_0} = \frac{\sqrt{\alpha_{1a}\alpha_{1b}\alpha_{2a}\alpha_{2b}}\beta_{c_{12}}\beta_{c_{23}}}{\sqrt{R_1}} \sqrt{R_3}. \quad (25)$$

Siendo que los coeficientes de transmisión  $\alpha$  y porcentajes de reflexión  $R$  de los espejos  $m_1$  y  $m_2$ , al igual que los coeficientes de pérdida  $\beta_{c_{12}}$  y  $\beta_{c_{23}}$ , son constantes, se puede definir una constante de compensación del sistema  $K$ , la cual se expresa como:

$$K = \frac{\sqrt{\alpha_{1a}\alpha_{1b}\alpha_{2a}\alpha_{2b}}\beta_{c_{12}}\beta_{c_{23}}}{\sqrt{R_1}}. \quad (26)$$

Sustituyendo la Ecuación 21 y la ecuación 26 en la Ecuación 25 se obtiene:

$$D = \frac{|A_{23}|}{|A_{12}|} = K\sqrt{R_3} = K \left| \frac{n_{eff} - n_x}{n_{eff} + n_x} \right|. \quad (27)$$

Despejando el  $n_x$  de la Ecuación 27:

$$n_x = n_f \left| \frac{K - D}{K + D} \right|. \quad (28)$$

Obteniendo así el valor del IR de la muestra.

Debido a las complicaciones que conlleva la determinación correcta de las pérdidas en el sistema o incluso los valores de las constantes de reflexión y transmisión de los espejos, el sistema se calibra previamente a la realización de una medición. Esta calibración consiste en obtener el valor de la constante de compensación  $K$  mediante el uso de una muestra con un IR bien conocido  $n_{mc}$ . Despejando de la Ecuación 27 la constante  $K$  y utilizando la razón de las amplitudes de las componentes cuando se está midiendo la muestra con el IR bien conocido  $D_{mc}$  se obtiene la siguiente expresión:

$$K = D_{mc} \left| \frac{n_{eff} + n_{mc}}{n_{eff} - n_{mc}} \right|. \quad (29)$$

Con este procedimiento de calibración, se obtiene un valor único de  $K$  correspondiente al arreglo, al sensor y a la posición de éste, cada vez que se tome la medición. El procedimiento descrito permite robustecer el sistema ante cualquier variación de la intensidad de la fuente, pérdidas por dobleces en la fibra y coeficientes de acoplamiento

por los dispositivos de fibra óptica utilizados en el sistema. Regularmente para la calibración se utiliza como medio conocido el aire ( $n_{mc} = 1.0003$ ), aunque es recomendado usar algunas otras sustancias como los aceites de Cargille, que manejan un IR específico manteniendo un ambiente controlado en temperatura entre 20 a 25 grados centígrados.

## **2.6 EL EFECTO DE LA NO LINEALIDAD DE BARRIDO DE LONGITUD DE ONDA DEL LÁSER Y EL IMPACTO EN LA MEDICIÓN DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN.**

Uno de los principales inconvenientes detectados en la utilización de sistemas de medición con C-OFDR es la no linealidad de barrido de frecuencia óptica. Pero dado a que el barrido de longitud de onda de los láseres estándar empleados en telecomunicaciones, y propuestos usar en este trabajo, son barridos angostos de apenas 200 pm aproximadamente, por lo cual se puede aproximar el efecto no linealidad de barrido de frecuencia óptica con el barrido de longitud de onda [40]. Esto es debido a que los láseres disponibles exhiben en la práctica fluctuaciones no deseadas al modular su longitud de onda. Debido a estas características de efecto no lineal, el muestreo de la señal de interferencia con un espaciado constante en el tiempo da lugar a un muestreo no uniforme en longitud de onda que, a su vez, degrada tanto la resolución espacial de la medición OFDR como la visibilidad de las componentes del sensor, como se puede apreciar en la Figura 2.12a. Debido a que la medición del IR usando un sensor con autorreferencia se basa en la medición de la amplitud de sus componentes de frecuencias de batimiento, esta degradación limita considerablemente la resolución y la precisión de sus mediciones. Al igual que dificulta una posible medición multipunto con sensores con esta configuración. Por ello se plantea el uso de diferentes metodologías para poder reducir el efecto de la no linealidad de barrido para obtener señales como la de la Figura 2.12b.

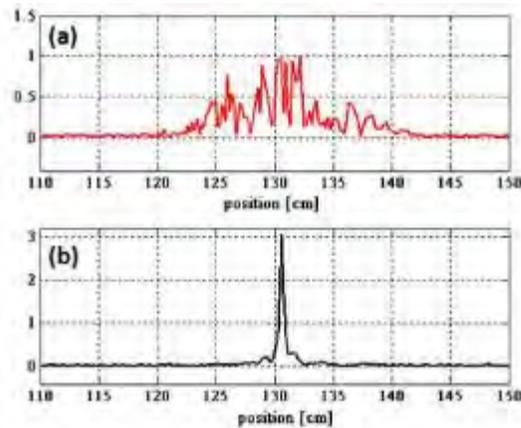


Figura 2.12 (a) Espectro medido del interferómetro con presencia de la no linealidad de barrido (b) misma señal con la reducción de la no linealidad [20]

A continuación, se explicarán algunos métodos reportados en la literatura utilizados para reducir el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda.

### 2.6.1 Métodos reportados para reducir el efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda.

Es bien sabido que el efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda puede evitarse muestreando la señal de interferencia en puntos equidistantes de longitud de onda en lugar de intervalos de tiempo igualmente espaciados [41]. Hay tres enfoques para poder reducir este efecto de la no linealidad. El primero implica la medición de la longitud de onda instantánea mediante el uso de un interferómetro auxiliar y corrige el efecto no lineal en la fuente láser con algunos mecanismos de retroalimentación de un sistema de control de lazo cerrado (por ejemplo, adaptando la forma de onda moduladora de acuerdo con la longitud de onda instantánea medida) [17]. El segundo método consiste en realizar la supresión de barrido de frecuencia no lineal después de la adquisición de datos, utilizando técnicas de procesamiento de señales [6,7,20,21,44]. Como en el caso anterior, la longitud de onda instantánea se mide con un interferómetro auxiliar, pero a diferencia del primer método, esta información se utiliza para volver a muestrear la señal de interferencia con una cuadrícula de longitud de onda equidistante precisa después de la adquisición de datos. Sin embargo, en este método, la necesidad de desenvolver la fase utilizada para obtener la fase de la luz detectada requiere algoritmos numéricos complejos. El último enfoque es el más comúnmente implementado y se conoce como

muestreo de frecuencia. Como en los dos enfoques anteriores, la longitud de onda variable en el tiempo se monitorea simultáneamente por medio de un interferómetro auxiliar. Los puntos de cruce por cero de la señal en la salida del detector del interferómetro auxiliar se utilizan para generar pulsos de activación que luego se utilizan como un reloj de muestreo externo en el interferómetro de prueba [18,19]. Sin embargo, este enfoque tiene un inconveniente importante: la longitud máxima del dispositivo bajo prueba está limitada por la diferencia de camino óptico del interferómetro auxiliar para satisfacer el teorema de Nyquist [42].

A continuación, se mostrarán un ejemplo por cada uno de los enfoques para la corrección de los efectos no lineales de barrido de longitud de onda iniciando por el enfoque de retroalimentación de lazo cerrado, después el procesamiento de los datos posterior a su adquisición y por último el enfoque de emplear el interferómetro auxiliar como disparador de muestras equidistantes en longitud de onda.

### **2.6.2 Sensor de rango láser de frecuencia modulada con control de bucle cerrado**

En [16] se reporta un sistema de Medición y Detección mediante Láser (Light Detection and Ranging, LIDAR). El sistema consta de un diodo láser de retroalimentación distribuida (Distributed Feedback, DFB) que emite a 1308 nm, el cual se sintoniza en longitud de onda a través de la corriente de inyección mediante un controlador láser modulado por una FPGA<sup>2</sup>. El haz del láser sintonizado es dividido en dos ramas. La primera consiste en un interferómetro de Michelson, en el cual uno de sus brazos está en espacio libre con lente colimadora al final de la fibra y objetivo reactivo con el cual se hace la medición de distancia; el otro brazo del interferómetro contiene un reflector de referencia. Mientras que la segunda rama corresponde a un interferómetro auxiliar formado por un interferómetro Mach-Zehnder asimétrico con un retardo fijo en uno de sus brazos, como se ve en la configuración en Figura 2.13.

---

<sup>2</sup> Una matriz de puertas lógicas programable en campo o FPGA (del inglés field-programmable gate array), es un dispositivo programable que contiene bloques de lógica cuya interconexión y funcionalidad puede ser configurada en el momento, mediante un lenguaje de descripción especializado.

La señal de batimiento obtenida de este interferómetro auxiliar es detectada por el fotodetector y enviada a la misma FPGA. En ésta se implementa un lazo de seguimiento de fase, (Phase-Locked Loop, PLL), entre la señal de batimiento y un oscilador local. Del PLL se obtiene una señal cuadrada, la cual es integrada para obtener una señal diente de sierra la cual es implementada para modular el controlador del láser, cerrando con ello el lazo de control.

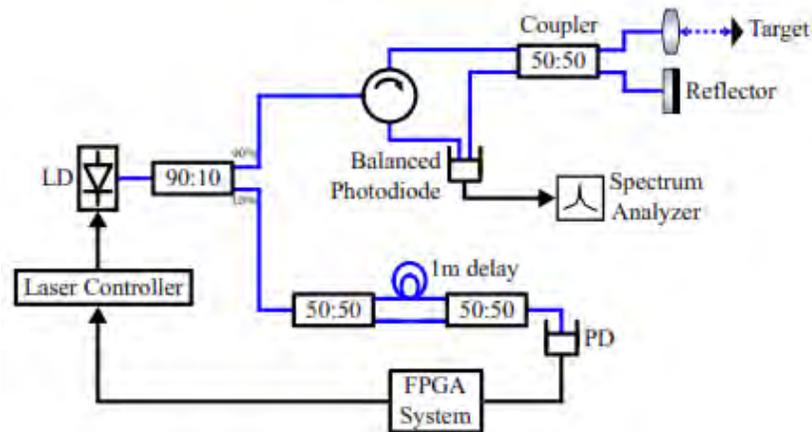


Figura 2.13 La configuración de medición del sistema LIDIAR [16]

Dado que la respuesta al barrido de longitud de onda del láser no es lineal, genera cambios en los periodos de los ciclos de la señal de batimiento del interferómetro auxiliar como se puede ver en el espectrograma superior de la Figura 2.14. Dichos cambios son detectados con el sistema PLL de la FPGA, lo que ocasiona un ajuste inmediato de la señal de modulación al controlador del láser, mejorando la linealidad de sintonización como se ve en el espectrograma de la parte inferior de la Figura 2.14.

Con la implementación de este sistema de lazo cerrado por PLL en el controlador del láser se logra una resolución de 2 mm para una distancia de 560 mm. Los resultados para diferentes distancias de los objetivos muestran una alta consistencia y una relación lineal con la frecuencia de batimiento medida.

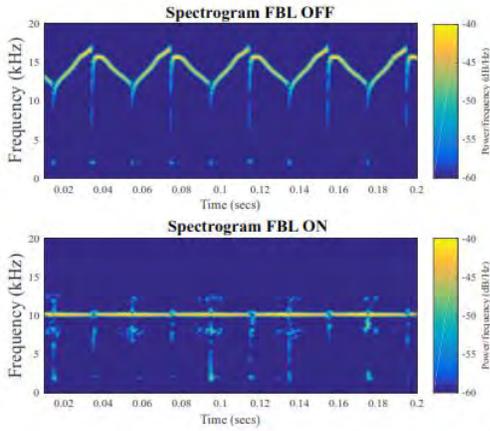


Figura 2.14 Espectrogramas de la señal de latido del interferómetro de referencia con compensación de no linealidad no compensada (superior) frente a circuito cerrado (inferior).[17]

### 2.6.3 Análisis y supresión de la modulación de frecuencia no lineal en un reflectómetro óptico en el dominio de la frecuencia.

En [20] se presenta un método para monitorear el barrido no lineal de longitud de onda de la fuente óptica. El sistema utiliza un interferómetro Mach-Zehnder como interferómetro auxiliar; y su señal es procesada después de ser adquirida. Para ellos se realizan los siguientes pasos:

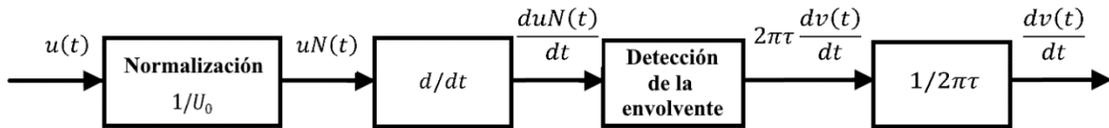


Figura 2.15 Pasos del procesamiento de datos [20]

En un primer paso, la señal detectada,  $u(t)$ , es normalizada a través de dividir la señal por su amplitud máxima  $U_0$ , obteniendo una señal normalizada  $uN(t)$ , Ecuación 30. Para después obtener su derivada, Ecuación 31.

$$uN(t) = \frac{u(t)}{U_0} = \frac{U_0 \cos(2\pi\tau v(t))}{U_0} = \cos(2\pi\tau v(t)), \quad (30)$$

$$\frac{duN(t)}{dt} = -2\pi\tau \frac{dv(t)}{dt} \text{sen}(2\pi\tau v(t)) = A(t) \text{sen}(2\pi\tau v(t)). \quad (31)$$

Con ello se logra generar una envolvente que contiene la variación con el tiempo de la frecuencia óptica del láser  $A(t)$ . Como último paso se realiza una simple división para obtener la tasa de sintonización temporal de la frecuencia óptica  $\gamma(t)$ :

$$\gamma(t) = \frac{dv(t)}{dt} = -\frac{A(t)}{2\pi\tau}. \quad (32)$$

Finalmente, se determina la variación de la frecuencia óptica del láser en el tiempo  $\Delta v(t)$  mediante la integración de la  $(\gamma(t))$ :

$$\Delta v(t) = \int_0^t \gamma(u) du . \quad (33)$$

Con esta información, es posible reducir el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda en la señal del sensor. En la Figura 2.16 se muestra la configuración donde se implementa el método propuesto.

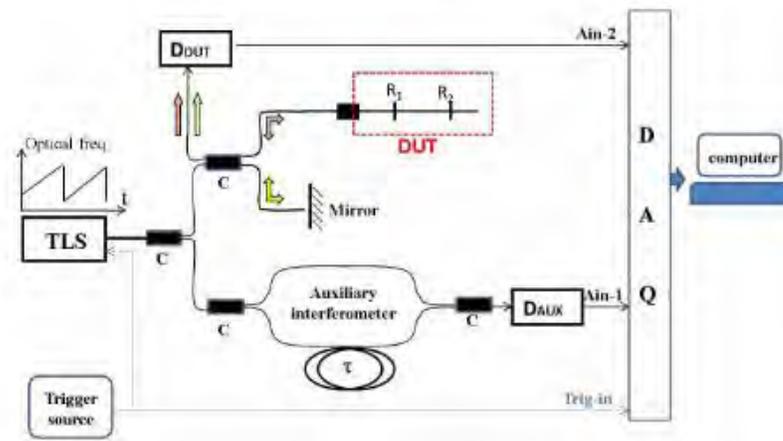


Figura 2.16 Sistema C-OFDR con interferómetro auxiliar e interferómetro principal. (D: detector, C: acoplador, DAQ: tarjeta de adquisición de datos) [20]

Mediante la implementación de bloques de procesamiento de datos preestablecidos, el método permite la implementación de diferentes tipos de fuentes láser sintonizables sin ninguna limitación en la longitud del interferómetro auxiliar. Este método reporta una mejora de 30 veces la resolución espacial del sistema con solo reducir el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda de la fuente óptica. En la Figura 2.17 se pueden observar los espectros obtenidos del interferómetro principal cuando se tienen una o dos reflexiones en el brazo bajo prueba. Cabe destacar como la visibilidad y la definición de las componentes es imperceptible cuando el sistema está bajo el efecto de la no

linealidad de barrido de longitud de onda del láser, en comparación con el espectro de la misma señal, pero con la reducción de este efecto.

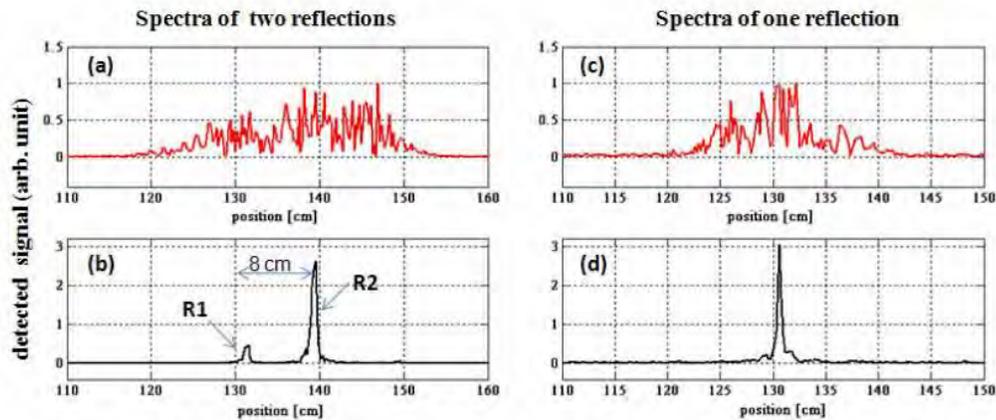


Figura 2.17 Espectro de la señal de batimiento medido del interferómetro principal teniendo: dos reflexiones en el brazo medido (a) sin (b) con la reducción de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser; y teniendo solo una reflexión en brazo medido (c) sin (d) con la reducción de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser [20]

#### 2.6.4 Corrección de la no linealidad en sistemas OFDR usando un reloj basado en cruce por cero.

En [18] se reporta un método para la reducción de la no linealidad, que está basado en el muestreo de frecuencia mediante el uso de los cruces por cero de una señal de batimiento de un interferómetro auxiliar. La tarea principal del método consiste en diseñar un circuito que pueda detectar todos los puntos de cruce por cero de la señal del interferómetro auxiliar de manera fiable. Esto porque el incremento de longitud de onda del láser es igual para cada cruce por cero de la señal de batimiento del interferómetro auxiliar. Otro punto importante que se considera en este diseño es el tiempo de retardo total del circuito. Este tiempo de retardo debe ser inferior a la mitad de un período de la señal del interferómetro auxiliar, esto para satisfacer la ley de Nyquist. Sin embargo, debido al efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser, se tiene una señal de batimiento con periodos cambiantes a lo largo del periodo de modulación del láser. Con esto, el circuito de disparo debe ser capaz de rastrear y reflejar estos cambios de la señal del interferómetro auxiliar con éxito.

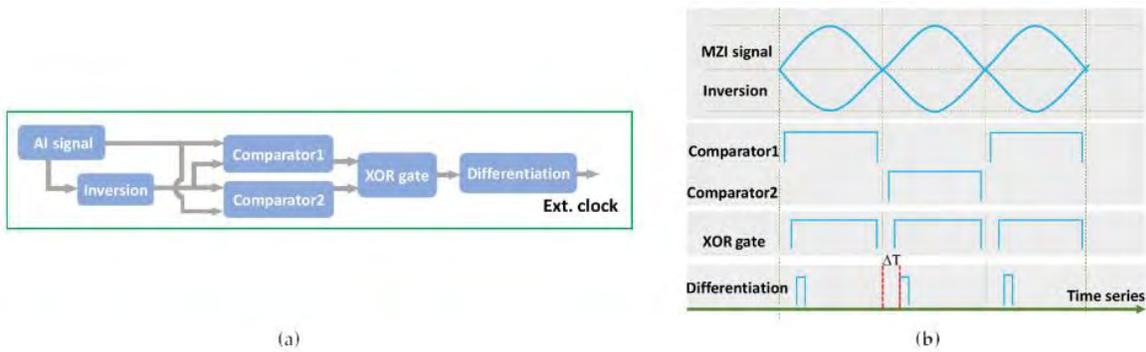


Figura 2.18 a) Esquema del circuito de detección de cruce por cero para la señal del interferómetro auxiliar; b) Análisis de series de tiempo para cada nodo del circuito [18]

En la Figura 2.18a, se muestra el esquema del reloj externo propuesto en este trabajo para ser implementado como disparador de la tarjeta de adquisición de datos. En la Figura 2.18b, se puede ver las series de tiempo de cada nodo del circuito del reloj. Como primer paso se tiene que la señal del interferómetro auxiliar es invertida. Luego, la señal original y su señal invertida se envían a dos comparadores de señales. Con esto, la salida de los dos comparadores pasa por un nivel alto cada medio período de la señal del interferómetro auxiliar. Posteriormente, la salida de los comparadores se envía a una compuerta lógica XOR, generándose así una onda cuadrada en cada medio período de la señal del interferómetro auxiliar. La etapa de diferenciación o derivación se utiliza para convertir la onda cuadrada en un pulso estrecho. El pulso estrecho sirve como la señal de activación. El flanco ascendente de la señal de disparo aparece después del cruce por cero de la señal del interferómetro auxiliar. El tiempo de retardo  $\Delta T$  es dependiente de la suma de los tiempos de retardo de cada componente en el circuito.

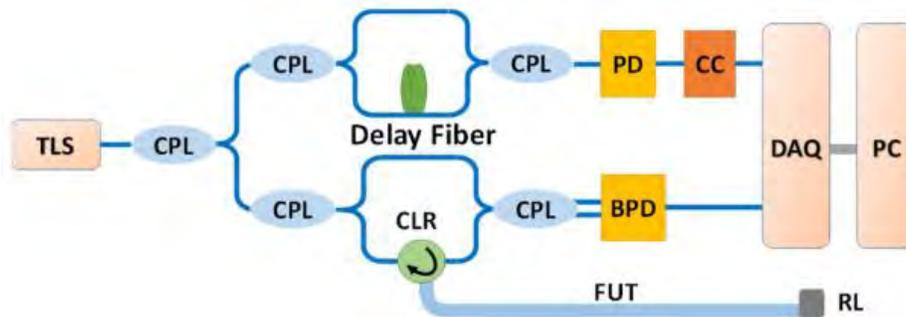


Figura 2.19 Sistema de reflectometría óptica en el dominio de la frecuencia (OFDR) con reloj externo de disparo de adquisición de datos controlado por interferómetro auxiliar.[18]

En la Figura 2.19 se muestra un sistema OFDR convencional. La luz del láser (LUNA, Phoenix 1400 con un ancho de línea de 3 MHz) se divide en dos trayectos mediante un acoplador óptico 10:90, con un 10% de luz enviada a un interferómetro auxiliar (un interferómetro Mach-Zehnder desbalanceado) con una fibra de retardo de 250 m. La fibra medida tiene una longitud de 122 m; por tanto, su recorrido de ida y vuelta es de unos 244 m. El extremo de la fibra es un conector APC sumergido en un líquido de coincidencia de índice de refracción para reducir la reflectancia. El láser barre de 1540 nm a 1560 nm; por lo tanto, la resolución espacial de dos puntos  $\Delta z$  del sistema es 40  $\mu\text{m}$  calculada por  $\Delta z = c/2n_{eff}\Delta\nu$ , donde  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo de la fibra bajo prueba (FUT) y  $\Delta\nu$  es el rango de sintonización de la frecuencia óptica de la fuente laser sintonizable (TLS). El circuito de reloj diseñado se agrega después del PD. El modo de muestreo de la tarjeta de adquisición de datos (Data acquisition, DAQ) está configurado para usar el flanco ascendente del reloj externo como fuente de activación. Para evaluar la linealidad del sistema cuantitativamente, se usó el ancho completo a la mitad del máximo (Full Width at Half Maximum, FWHM) del pico de reflectancia de un conector de fibra. El FWHM del conector (Angle Polished Connector, APC) era de 40 m, que era la resolución espacial limitada por la FFT. Al final de la fibra, el FWHM del conector APC disminuyó a aproximadamente 3.48 mm. La traza en la Figura 2.20 muestra un buen resultado de corrección de no linealidad. El pico ensanchado del conector APC final se debe principalmente al ruido de fase del láser y al efecto del líquido de coincidencia del índice de refracción.

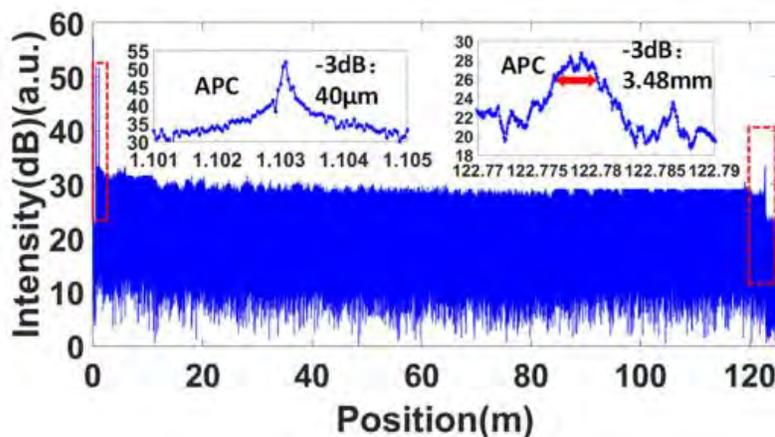


Figura 2.20 Traza OFDR medida con un extremo de conector APC sumergido en un líquido de coincidencia de índice de refracción. El primer conector APC y el APC al final de la fibra se muestran en los recuadros. [17]

## 2.7 CONCLUSIÓN

En este capítulo se ha descrito qué es el IR y como se mide a través del uso de los refractómetros; la importancia que éstos tienen en la industria, así como identificar las aplicaciones y requerimientos para implementar un refractómetro en diferentes industrias. También se expusieron los diferentes tipos de sensores de fibra óptica dedicados a la medición de IR. De estos se destacó y profundizó en los sensores basados en la reflexión de Fresnel de la punta cortada de la fibra. De este tipo de sensores se mostró como con la implementación de un interferómetro F-P intrínseco se obtiene una autorreferencia que permite compensar cualquier variación de la intensidad de la fuente óptica, que es el principal problema de este tipo de sensores basados en reflexión de Fresnel. Se detalló la técnica empleada para hacer la interrogación de estos sensores, la OFDR; mencionando sus diferentes tipos modalidades, la I-OFDR y la C-OFDR. También se mostró cómo se realiza la medición del IR con el sensor con autorreferencia, mediante el cálculo de la razón entre la amplitud de una componente de las cavidades que está en contacto con la muestra y la componente de la cavidad de referencia. Sin embargo, la aplicación del C-OFDR como técnica de interrogación de este sensor conlleva un efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser sintonizado. Dicho efecto es debido a la naturaleza propia del láser y genera un ensanchamiento de las componentes de frecuencia. Como consecuencia, se pierde visibilidad de las componentes, limitando el rango, resolución y precisión de la medición del IR. Se han discutido también las tres maneras reportadas para reducir el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda. Las cuales son la utilización de un interferómetro auxiliar como retroalimentación para un sistema de control de lazo cerrado en la sintonización del láser; la utilización de la señal de un interferómetro auxiliar para corregir la señal posterior a su adquisición; y por último la utilización de un interferómetro auxiliar como generador de disparos de adquisición de datos para muestreo equidistante en longitud de onda del láser. De cada uno de los diferentes métodos se describió un trabajo referente. Cabe destacar que en mediciones de IR con sensores de fibra óptica no se tiene registro de trabajos donde se aplique la reducción de la no linealidad de barrido de longitud de onda. En el siguiente capítulo, se explicará los métodos propuestos por nosotros para la reducción del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser sintonizable.

### **3. MÉTODOS PARA REDUCCIÓN DE LA NO LINEALIDAD DE BARRIDO DE LONGITUD DE ONDA**

En este capítulo se describe cada uno de los métodos propuestos para la reducción de los efectos generados por la no linealidad de barrido de la longitud de onda de la fuente óptica utilizada. En el primer método se muestra el algoritmo utilizado para reducir la no linealidad; en este algoritmo primero se definen las correcciones necesarias para reducir la no linealidad en la señal generada por el interferómetro auxiliar, y después se aplican estas correcciones a la señal del sensor.

El segundo método consiste en dos pasos principales, primero se realiza la linealización de la señal y después se identifica un patrón cíclico en la señal linealizada; éste se recorta y concatena para generar la nueva señal del sensor. Esta nueva señal del sensor tendrá una mejor estabilidad y contraste, mejorando con ello la precisión y resolución del sistema.

El tercer método consiste en el diseño de las cavidades del sensor para generar unas frecuencias de batimiento que permiten tener una señal de sensor cuyo patrón cíclico puede ser tan pequeño que los efectos no lineales de barrido de longitud de onda sean bajos. Este método permite la reducción de la no linealidad sin el uso de un interferómetro auxiliar.

#### **3.1 MÉTODO1.- ALGORITMO DE REMUESTREO EQUIDISTANTE EN FRECUENCIA ÓPTICA POST-ADQUISICIÓN DE LA SEÑAL.**

En los últimos años, el cabezal sensor formado por tres reflectores ha sido muy popular para medir IR utilizando la punta de la fibra; siendo uno de los reflectores la punta de la fibra y los otros dos reflectores internos que forman una cavidad de referencia, como se presenta esquemáticamente en la Figura 3.1; esta cavidad de referencia se utiliza para compensar cualquier cambio de intensidad debido a las curvaturas en la fibra o cualquier cambio en la potencia óptica de la fuente de luz.

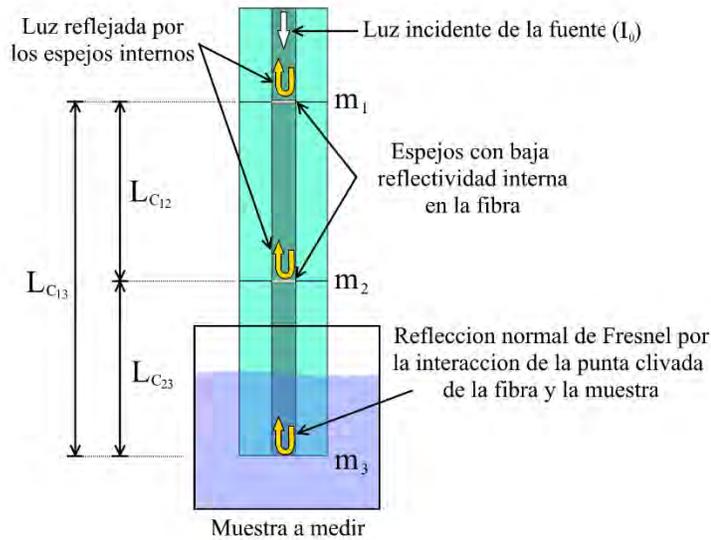


Figura 3.1 Esquema del cabezal sensor.

Simulando un modelo de la señal del sensor TCC basándose en las ecuaciones 14-17 vistas en el capítulo 2, y tras aplicarle una FFT, las componentes de las frecuencias de batimiento del sensor serían ideales, puesto que no se verían afectadas por el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser, como se muestra en color negro en la Figura 3.2.

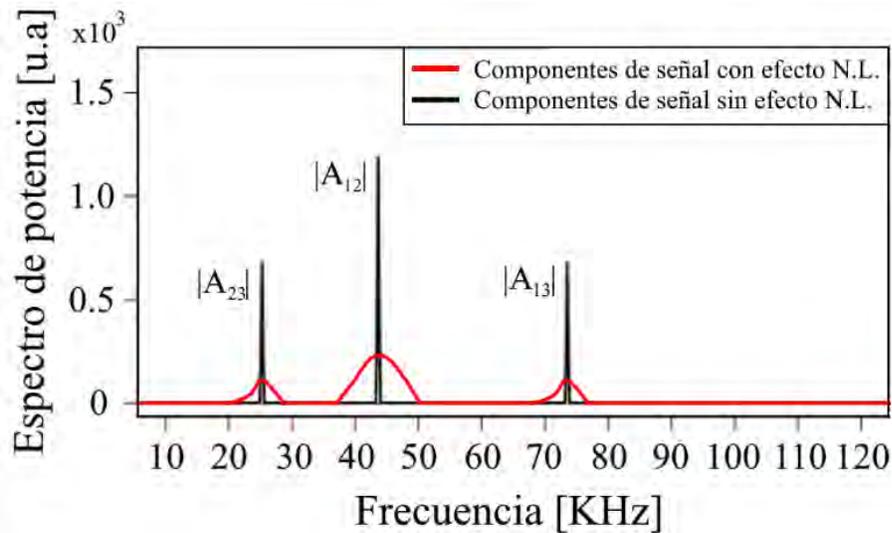


Figura 3.2 Componentes de frecuencia de la señal simulada del sensor; la línea roja representa la señal del sensor con el efecto de no linealidad de barrido de longitud de onda y la línea negra es la señal sin este efecto.

Sin embargo, en la práctica y debido al efecto de la no linealidad de barrido, la potencia de estas componentes presenta una reducción en su amplitud y un ensanchamiento en cada componente. Al agregar al modelo simulado el efecto de la no linealidad de barrido

de longitud de onda, tenemos componentes como las mostradas en la Figura 3.2 en color rojo. Para compensar el efecto de la no linealidad se propuso el algoritmo mostrado esquemáticamente en la Figura 3.3. Este algoritmo es una variante simplificada del reportado en [43], el cual se propuso para reducir la no linealidad de barrido y seguimiento de fase en un sensor de temperatura.

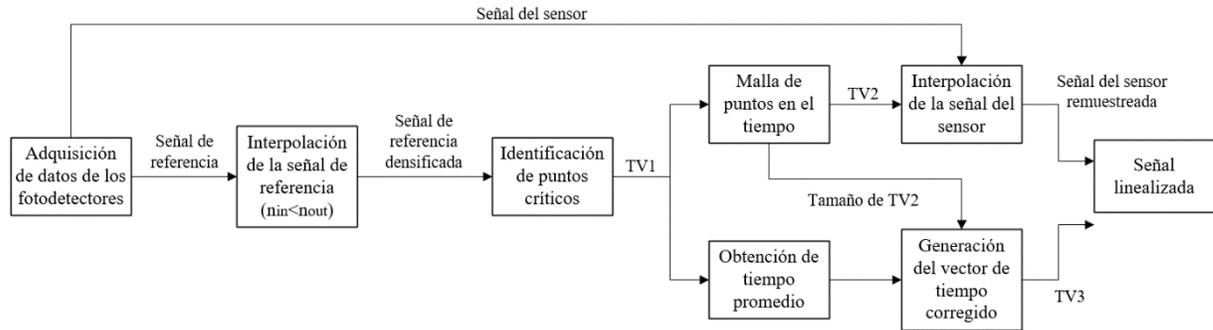


Figura 3.3 Diagrama esquemático de flujo de los pasos en el procesamiento de la señal para la reducción de la no linealidad

Este algoritmo utiliza la señal de dos fotodetectores, las cuales son muestreadas simultáneamente de manera uniforme en el tiempo. Estas señales corresponden a las obtenidas del sensor y del interferómetro auxiliar. Como primer paso, se considera la señal de referencia del interferómetro auxiliar. De esta señal se obtiene un incremento de su número de muestras, mediante la interpolación por curvas polinomiales de orden 3. Esto con el fin de obtener una mejor identificación de su máximo y mínimo, como se ve en la Figura 3.4a. Es importante la identificación de estos puntos críticos (máximo y mínimo), ya que estos valores están relacionados a un valor específico de longitud de onda. En otras palabras, los máximos y mínimos de la señal de interferencia son puntos equidistantes de longitud de onda independientemente del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda de la fuente óptica. Después de identificar los máximos y mínimos, Figura 3.4b, se genera un vector de tiempo (TV1) usando la posición en el tiempo de estos puntos. A partir de esta cuadrícula de puntos en el tiempo, se crea un nuevo vector de tiempo (TV2) para tener el mismo número de muestras entre los puntos TV1. Luego, TV2 se interpola en la señal del sensor, generando una señal de sensor remuestreada de pasos uniformes de longitud de onda, Figura 3.5a.

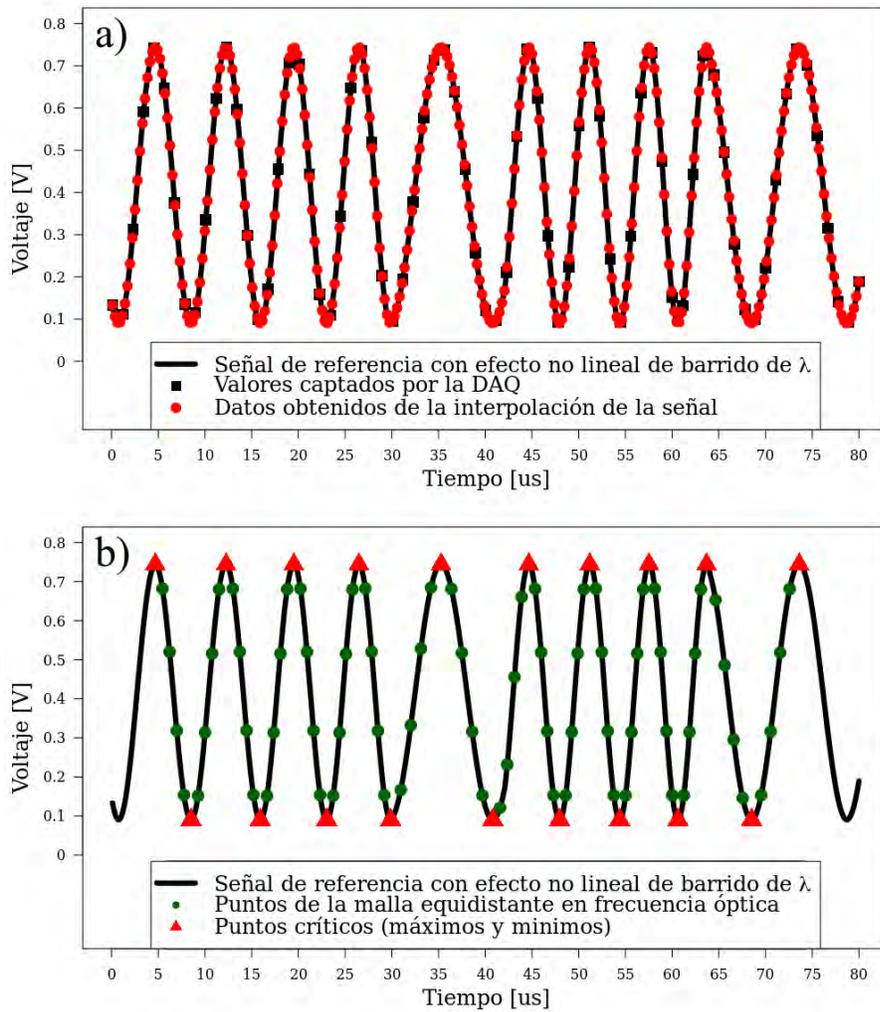


Figura 3.4 (a) Representación de la señal de referencia, los cuadrados negros son de datos originales y los círculos rojos son del algoritmo curvas polinomiales de orden 3; (b) localización de máximos y mínimos después de que se implemente la interpolación

Al mismo tiempo, utilizando los valores de tiempo de los máximos de la señal de referencia,  $t_{max}$ , se calcula el período medio,  $t_{medio}$ , utilizando la siguiente expresión:

$$t_{medio} = \frac{\sum_{i=1}^{n-1} (t_{max_{i+1}} - t_{max_i})}{n}. \quad (34)$$

Donde  $t_{max_i}$  y  $t_{max_{i+1}}$  son los valores de tiempo del máximo  $i$ -enésimo y el consecutivo a éste respectivamente; y  $n$  es el número total de puntos máximos de la señal. Este valor promedio es el tiempo de muestreo corregido.

Finalmente, se genera un nuevo vector TV3 con el mismo número de datos que TV2 pero los cambios en el tiempo estarán dados por el tiempo de muestreo corregido. Cuando

TV3 está vinculado a la señal del sensor muestreado, tenemos la señal de los sensores linealizada, Figura 3.5b. Analizando la señal linealizada en el dominio de la frecuencia mediante una FFT, podemos identificar que sus componentes son más definidas en cuanto a amplitud y ancho del espectro. Esto ocurre debido a que la repartición de la potencia en componentes de frecuencias aledañas se ve drásticamente reducido, como se puede ver en la Figura 3.5b.

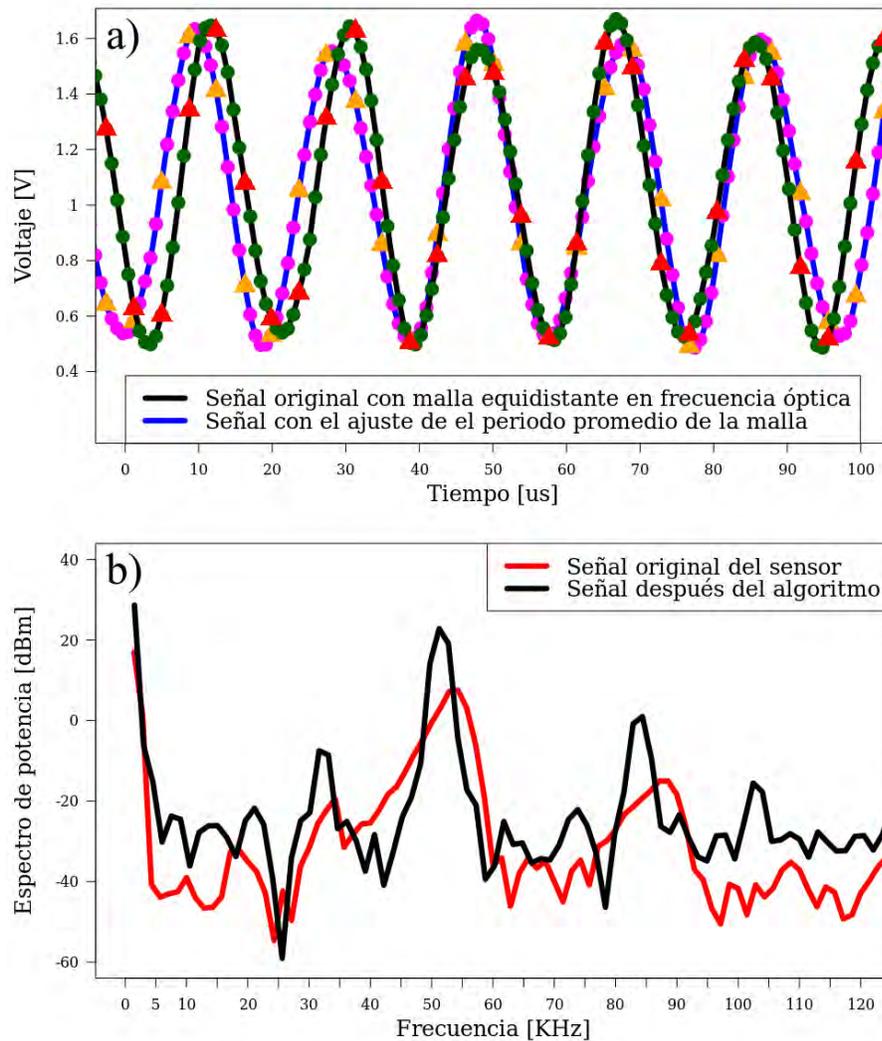


Figura 3.5 (a) La señal del sensor re-muestreada en pasos uniformes de longitud de onda; y (b) espectro de frecuencia de la señal del sensor con y sin compensación de no linealidad

### **3.2 MÉTODO2.- IDENTIFICACIÓN Y CONCATENACIÓN DEL PATRÓN CÍCLICO**

El segundo método al igual que el método anterior corresponde a un proceso posterior a la adquisición de datos. Este segundo método consta de dos pasos, el primero es la reducción del efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda y como segundo paso, la identificación de un patrón cíclico de la señal linealizada. Para el primer paso se utilizó el método propuesto en la sección anterior para reducir el efecto de no linealidad; aunque en realidad cualquier método que la reduzca puede emplearse, como los presentados en el capítulo 2.

En el segundo paso se identifica, se extrae y concatena un patrón cíclico presente en la señal linealizada. La señal linealizada está constituida por la interferencia generada en cada una de las tres cavidades del cabezal sensor, como se ve en la Figura 3.6. Si se considera un valor de fase de cada una de estas señales de batimiento en un punto determinado en el tiempo, después de avanzado el tiempo estos valores se repiten nuevamente para sincronizar exactamente en cada señal de batimiento. Entonces, el patrón en la señal de sensor comienza a repetirse nuevamente, es decir aparece de manera “cíclica”, lo cual es natural por el comportamiento periódico de las señales que lo forman. Cabe mencionar que esto ocurre independientemente de la fase inicial de las cavidades. Estas fases son determinadas durante la fabricación de las cavidades del sensor y cuyos valores son dependientes de parámetros como la longitud de las cavidades, IR del núcleo de la fibra, el tipo de reflector interno empleado o la temperatura del entorno. Estas fases tienen la característica de ser constantes en el tiempo, no alteran la periodicidad con la que las señales de batimiento se sincronizan. A continuación, se describirá la manera en la que se identifica el patrón cíclico en la señal del sensor.

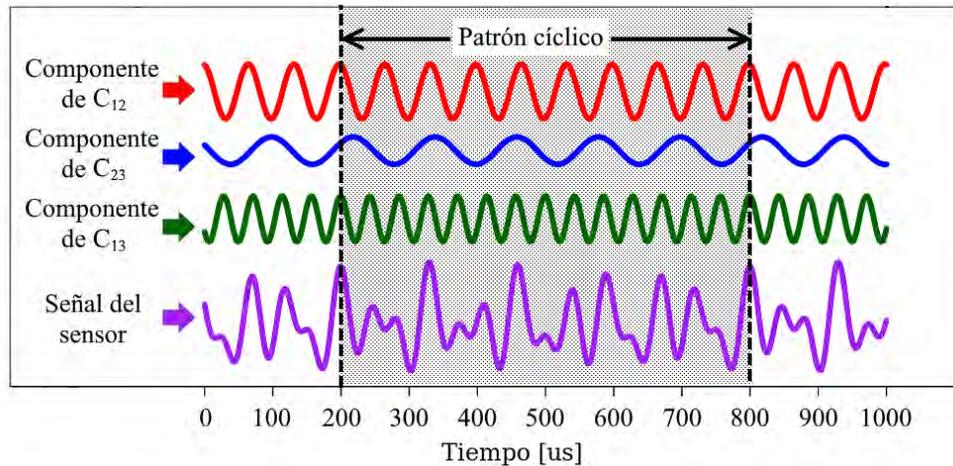


Figura 3.6 Suma de 3 señales periódicas para presentar un punto donde la señal se repite,

### 3.2.1 Identificación del patrón cíclico

La identificación del patrón cíclico de la señal se logra a través del uso de indicadores, como máximos y mínimos en la señal. La amplitud y el lapso de los indicadores se comparan entre sí para encontrar el patrón cíclico de la señal. Esta comparación la podemos efectuar con base en dos criterios. El primer criterio es: *“El valor de la amplitud de los indicadores de inicio y fin del patrón seleccionados debe ser el mismo”*. Es decir, que se selecciona un valor de inicio, ya sea mínimo o máximo, y sólo los puntos que tienen un valor cercano o igual al seleccionado se utiliza en la búsqueda del indicador final. Con este criterio se puede reducir el número de indicadores a utilizar, agilizando el procesamiento para el segundo criterio, el cual dice que: *“Las distancias de los vecinos del indicador de inicio y el indicador de fin del patrón deben ser iguales en ambos lados de los indicadores”*. Es decir, que las distancias euclidianas del vecino de ambos lados del punto de inicio deben ser igual a las distancias del vecino de ambos lados del punto final. La distancia euclidiana que tiene el indicador seleccionado con respecto a sus vecinos se obtiene con la siguiente formula:

$$d_{ev} = \sqrt{(V_v - V_{ind})^2 + (t_v - t_{ind})^2}, \quad (35)$$

donde  $d_{ev}$  es la distancia euclidiana al indicador vecino,  $V_v$  es el voltaje de indicador vecino,  $V_{ind}$  es el voltaje del indicador seleccionado,  $t_v$  es el tiempo de indicador vecino y  $t_{ind}$  es el tiempo del indicador seleccionado. Una vez identificada esta distancia

euclidiana, se realiza una iteración donde se recorren todos los indicadores que cumplieron el primer criterio y se obtienen las distancias euclidianas con sus indicadores vecinos. Al cumplir con ambos criterios tenemos identificado el patrón cíclico de la señal, Figura 3.7. Es precisamente debido a este criterio que este método requiere de la reducción previa de la no linealidad de la señal; ya que, al tener variaciones de tiempo en la señal impide obtener distancias euclidianas iguales a lo largo de la señal, imposibilitando la detección del patrón cíclico.

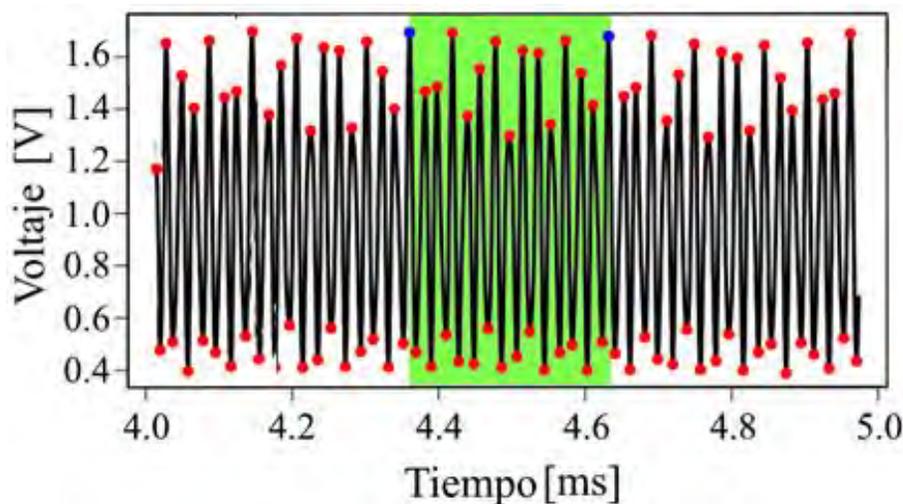


Figura 3.7 Identificación de un patrón en una señal periódica experimental, los puntos de color rojo son los máximos y mínimos de la señal y los puntos azules corresponden al inicio y fin del patrón cíclico. La sombra verde corresponde al patrón cíclico de la señal

### 3.2.2 Concatenación del patrón cíclico

A partir de identificar el inicio y fin del patrón cíclico, se procede a extraer los datos dentro de esos indicadores. Después se construye una nueva señal mediante la concatenación del patrón en repetidas ocasiones como se muestra en la Figura 3.8. Esta señal cuenta con una mayor cantidad de datos,  $n$  veces el número de datos del patrón, pero mantiene la frecuencia de muestreo de la señal original; lo que impacta en la resolución de la FFT, como se puede ver en la Figura 3.9, y mejora la amplitud de las componentes de las frecuencias de batimiento. Estas componentes en frecuencia son considerablemente más angostas que las obtenidas con el método anterior. La concatenación del patrón identificado no modifica el valor del IR calculado, porque se mantiene la relación de amplitud de las componentes de frecuencia. Sin embargo, lo que realmente sucede es que la amplitud de todas las componentes de frecuencia aumenta haciendo que la señal

sea más estable; impactando directamente en la mejora de la precisión y resolución del sistema.

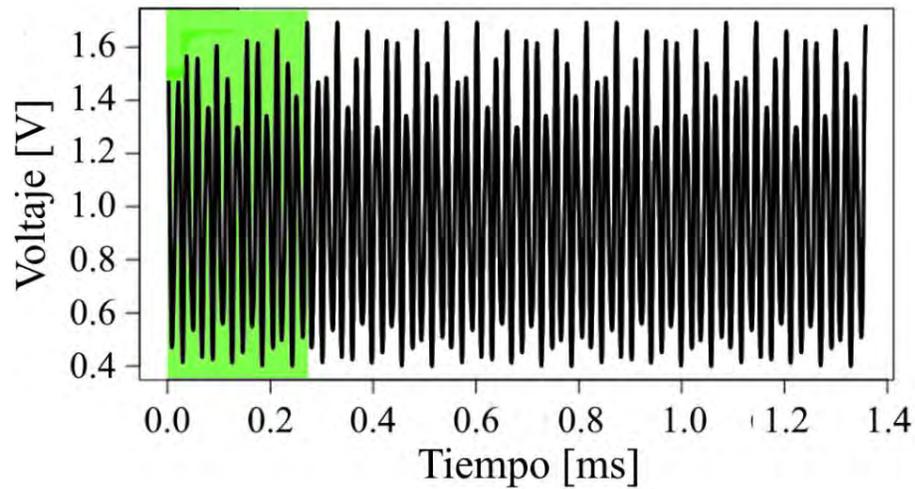


Figura 3.8 Señal concatenada usando cinco ciclos

Otro beneficio de este proceso es que las componentes de frecuencia se vuelven más angostas, ver Figura 3.9, lo que hace posible la detección multipunto, ya que las señales se pueden separar fácilmente. Estos efectos provienen del hecho de que se procesa un número entero de ciclos de cada cavidad de interferencia.

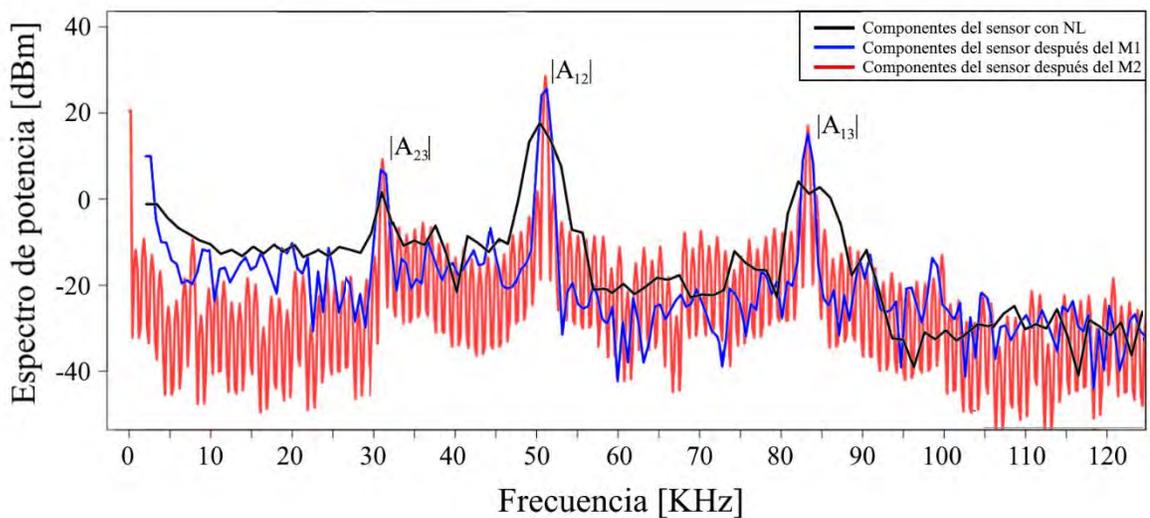


Figura 3.9 Espectro de frecuencia, escala logarítmica, donde se comparan las componentes de la señal del sensor con efecto de no linealidad (N.L) obtenidas de mediante la simulación de éste; en línea negra, las componentes después de reducir el efecto de la no linealidad de barrido con el método 1 (M1) en línea azul y las componentes después de aplicar el método 2 (M2) en línea roja.

### 3.3 MÉTODO3.- DISEÑO DEL CABEZAL DEL SENSOR PARA REDUCIR EL EFECTO DE NO LINEALIDAD DE BARRIDO DE LA LONGITUD DE ONDA

El tercer método se basa en el diseño eficaz de la cabeza sensora. Lo cual lleva a la reducción de la no linealidad sin necesidad de un interferómetro auxiliar. Dada la naturaleza cosenoidal de las señales de batimiento, ver Ecuación 14, de cada cavidad que conforman el sensor, el resultado de la suma de éstas es una señal periódica con un periodo mayor a los de las señales que la conforman, pero menor al periodo de modulación del barrido de longitud de onda del láser, Figura 3.10.

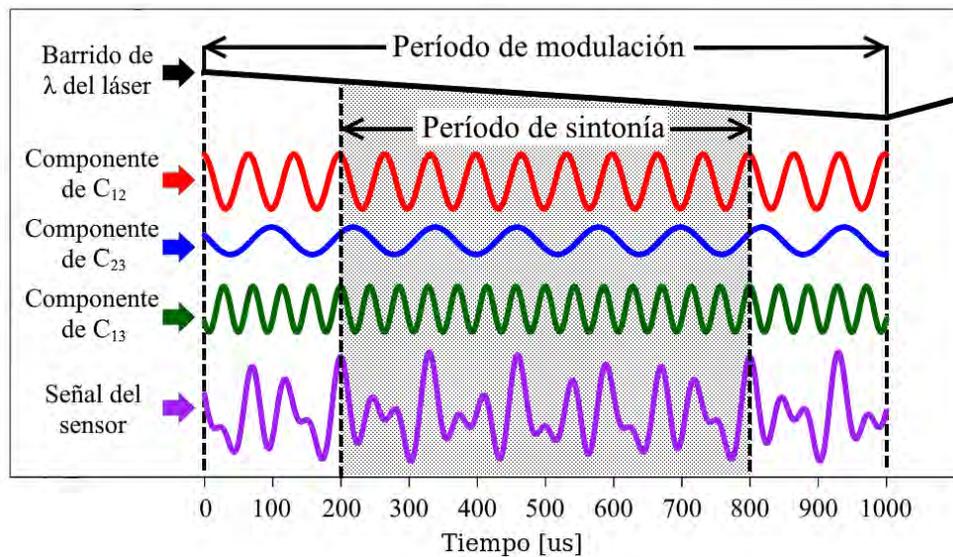


Figura 3.10 Representación de la señal del sensor constituida por tres componentes de interferencia de dos ondas, mostrando como en el periodo de sintonización los valores al inicio del periodo se repiten al final en cada componente y señal resultante del sensor.

Este periodo lo llamamos periodo de sincronía, y está definido como el periodo en el que se encuentran ciclos de onda completos para cada señal de batimiento del sensor. Analizando desde el contexto de frecuencia, las frecuencias de batimiento del sensor son múltiplos enteros de la frecuencia de sintonía. Para calcular la frecuencia de sintonía, a partir de las frecuencias de batimiento, se hace uso del máximo común divisor, MCD, entre las frecuencias de batimiento del sensor.

#### 3.3.1 Cálculo del máximo común divisor a partir del algoritmo de Euclides

El cálculo del MCD requiere de números enteros. Esta condición puede limitar la implementación de este método para calcular la frecuencia de sintonía; debido a que las

frecuencias tienen valores fraccionarios. Por lo que se requieren de algoritmos que permitan el cálculo del MCD con valores fraccionarios. Uno de los métodos que permiten el cálculo del MCD es el algoritmo de Euclides [44]. En general, éste consiste en tomar dos números “a” y “b”; entonces se realiza la comparación de la Ecuación 36, y de ser verdadera el algoritmo termina:

$$\text{si } b \approx 0 \therefore MCD(a, b) = a. \quad (36)$$

En caso contrario, se procede a obtener la razón entre  $a$  y  $b$ ,  $r = \frac{a}{b}$ ; después el valor de  $b$  en esta iteración toma el valor de  $a$  y se realiza la comparación de la Ecuación 36, siendo ahora el MCD entre  $b$  y  $r$ ,  $MCD(b, r)$ . Estos pasos se repiten de manera indeterminada hasta lograr que el valor de  $b$  cumpla con la aproximación a cero.

Ahora tomando en cuenta que la frecuencia corresponde al número de ciclos de la señal en un segundo; al obtener el MCD entre dos frecuencias, el resultado sería correspondiente a los ciclos transcurridos en un segundo en los cuales cada una de las señales evaluadas cuentan con ciclos completos. Dado que la tercera componente de frecuencia de batimiento corresponde a la suma de las primeras dos frecuencias de batimiento, por propiedades del MCD, esta frecuencia tiene el mismo MCD obtenido del uso de las primeras dos frecuencias de batimiento. La frecuencia obtenida por este método nos permite aproximarnos al valor ideal de la frecuencia de sintonización.

### **3.3.2 Determinación de la razón entre cavidades y su implementación en el diseño de la cabeza sensora**

Para analizar las posibles frecuencias de sintonía, en el diseño del sensor proponemos utilizar la razón entre las frecuencias de batimiento,  $\Delta r$ . Esto permite estandarizar la obtención de la frecuencia de sintonía. Para obtener la razón de frecuencias, primero se considera la frecuencia de batimiento de la cavidad interna como fija  $C_{12}$ . Esto porque la variación de la longitud de esta cavidad no puede ser manipulada tan fácilmente como la de la cavidad  $C_{23}$ ; esta última se puede cambiar recortando la punta de la fibra óptica con la cortadora. La razón entre las frecuencias de batimiento se puede escribir como en la

Ecuación 37, donde se observa que esta razón es igual a la razón entre las longitudes de las cavidades.

$$\Delta r = \frac{f_{b12}}{f_{b23}} = \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{c12}}{\lambda_0^2} / \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{c23}}{\lambda_0^2} = \frac{L_{c12}}{L_{c23}}, \quad (37)$$

Como siguiente paso, a través de simulación, se obtiene una razón variante de 1 hasta 2; con ello generamos la gráfica de la Figura 3.11a, donde se pueden ver las frecuencias de sintonía que corresponden a la variación de la razón. Podemos identificar que las variaciones de razón impactan de manera directa en la frecuencia de sintonía, por lo tanto, al momento de fabricar las cavidades de la cabeza sensora se debe tener buena precisión en los cortes de la punta de la fibra para obtener la razón deseada entre frecuencias de batimiento.

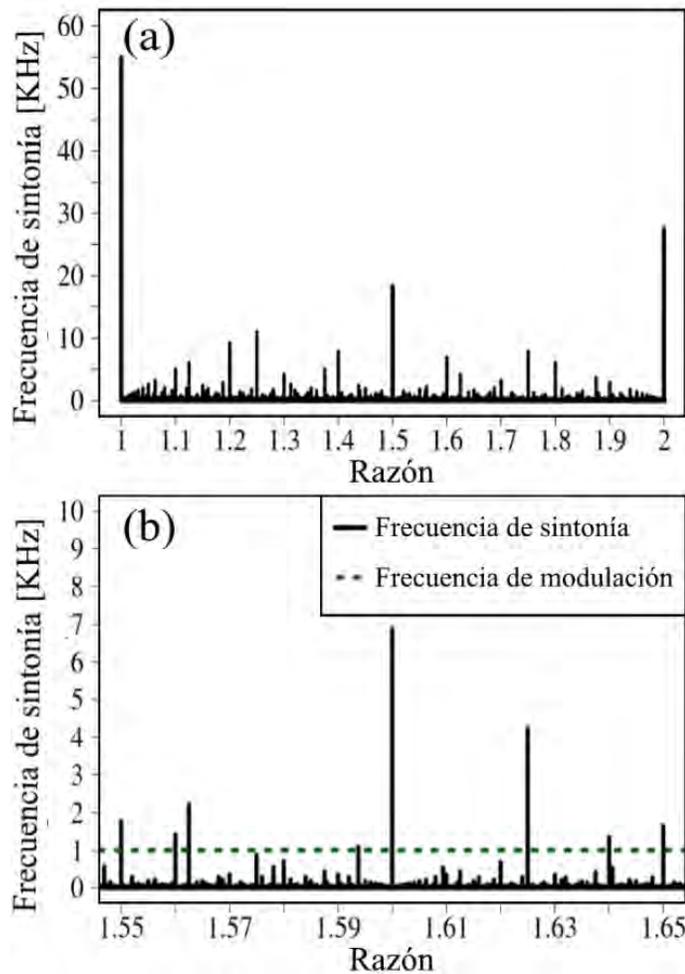


Figura 3.11 (a) Resultados de la simulación que muestran el comportamiento de la frecuencia de sintonización a medida que cambia la relación de cavidades, (b). Acercamiento alrededor de una razón de 1.6.

Otra consideración en el diseño del sensor es que el valor de la frecuencia de sintonía resultante debe ser mayor a la frecuencia de modulación, por ejemplo, la razón de 1.6 en la Figura 3.11b, cuando la frecuencia de modulación del láser es de 1 kHz; con esto se evita tener ciclos incompletos en algunas de las componentes de las señales de batimiento, evitando pérdidas por fuga espectral y permitiendo el uso del método de masificación de ciclos.

Como primer paso, la señal proveniente del sensor se normaliza; esto porque debido a la modulación del láser utilizado, la señal obtenida del sensor cambia su amplitud en forma de pendiente, Figura 3.12a. En este sentido, se normaliza la señal para reducir el efecto de fuga espectral debido a saltos de amplitud cuando se realiza la FFT. Esta normalización se puede realizar midiendo previamente la señal modulada del láser, y utilizando ese valor para dividir la señal obtenida del sensor, Figura 3.12b.

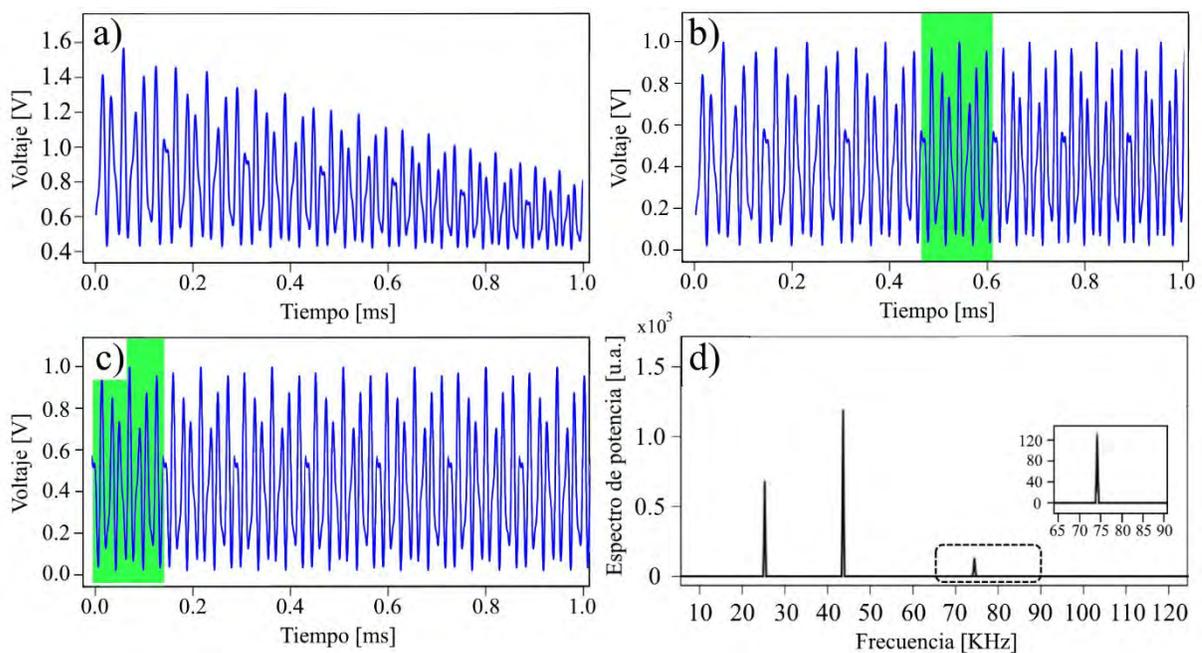


Figura 3.12 (a) Señal original obtenida de la simulación de la señal del sensor diseñado a partir del tercer método (b) Señal después de normalizar para retirar la pendiente de la modulación del láser (c) Señal concatenada usando un séptimo de la señal original, (d) Espectro de frecuencia resultante

Sí utilizamos la razón de 1.6, el periodo de sintonía es aproximadamente siete veces menor que el ciclo de barrido de la longitud de onda, Figura 3.12b; esto permite que el periodo seleccionado de la señal sea poco afectado por la no linealidad de barrido de longitud de onda, Figura 3.12c. Con ello se reduce el efecto de la no linealidad sin necesidad de un interferómetro auxiliar, simplificando el sistema del sensor.

La concatenación de este lapso de la señal no modifica el IR calculado, porque se mantiene la relación de amplitud de las componentes al igual que en el método anterior. Se presenta una ligera presencia de ensanchamiento, pero ésta depende de la región que se seleccione ya que a lo largo de la señal pueden existir zonas con diferente no linealidad de barrido de longitud de onda. Por ejemplo, en la Figura 3.13b podemos ver que las regiones de los extremos muestran una variación más pronunciada del efecto de la no linealidad; por tanto, si se tomaran datos de esas zonas, las componentes mostrarían un ensanchamiento y pérdida de amplitud. Por ello, en este método se debe tener en cuenta la localización de las zonas con mayor estabilidad de barrido de la longitud de onda.

### **3.4 CONCLUSIÓN**

En este capítulo se han descrito los principios de cada método propuesto para la reducción de la no linealidad de barrido de la longitud de onda. En el primer método se utiliza un algoritmo de remuestreo equidistante en frecuencia óptica post-adquisición para linealizar la señal del sensor; esta linealización permite la posibilidad de generar un sistema sensor multipunto. El segundo método aprovecha la señal linealizada del sensor para posteriormente identificar un patrón cíclico en ésta. Este patrón cíclico se extrae y concatena para generar una señal estable que mejora el desempeño del sensor. El segundo método también permite el desarrollo de sistemas multipunto. En el tercer método se propone diseñar la cabeza del sensor para generar un periodo de sintonización que permita utilizar sólo una pequeña sección de la señal del sensor por ciclo de barrido. Esta pequeña sección de la señal utilizada es menos influenciada por el efecto de la no linealidad que la señal del ciclo completo de barrido. En el tercer método se reduce el efecto de la no linealidad sin hacer uso del interferómetro auxiliar. En el siguiente capítulo, se detallarán las configuraciones experimentales que se utilizaron para implementar cada uno de estos métodos.

## 4. CONFIGURACIÓN EXPERIMENTAL

En este capítulo se describen las dos configuraciones experimentales para la comprobación de los tres métodos propuestos en este trabajo. La primera configuración cuenta con un interferómetro auxiliar y se utiliza con el primer y segundo método. Mientras la segunda configuración se simplifica al retirar el interferómetro auxiliar y es empleado únicamente con el tercer método. También se describe, paso a paso, el proceso de preparación de las muestras utilizadas para la medición de IR a partir de la disolución de etilenglicol en agua destilada. Se muestran los dos grupos de muestras preparados en función a los cambios de concentración, uno con cambios de 20 % y otro con cambios de 0.02 %.

### 4.1 CONFIGURACIÓN EXPERIMENTAL CON INTERFERÓMETRO AUXILIAR

Para demostrar el primer y segundo método propuesto, en la configuración experimental se utilizan un láser que se sintoniza en longitud de onda, un cabezal sensor que contiene una cavidad de referencia, y también un interferómetro auxiliar. El esquema de este refractómetro se presenta en la Figura 4.1.

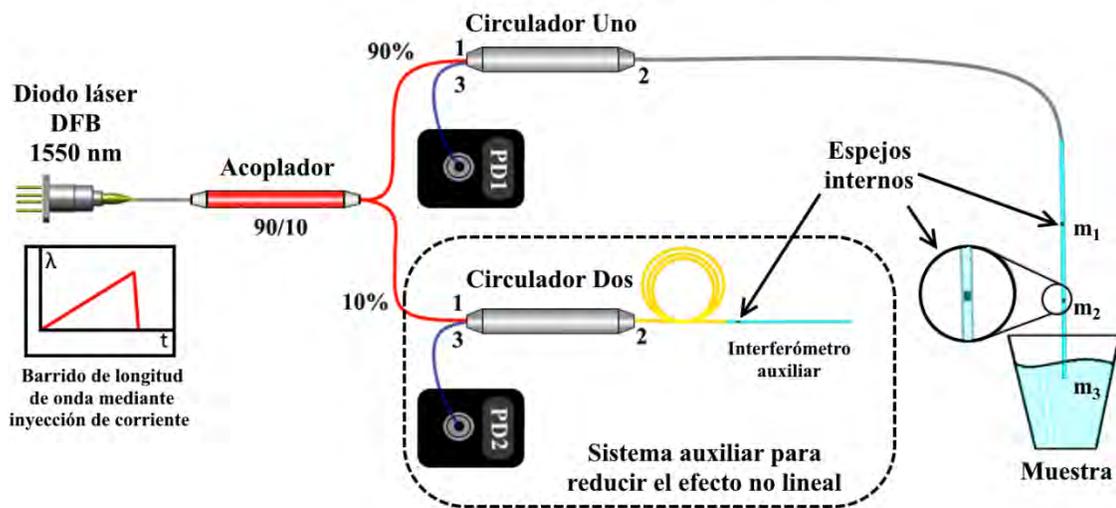


Figura 4.1 Configuración experimental del refractómetro de fibra utilizando un interferómetro auxiliar.

Se utiliza un diodo láser DFB coaxial de cuatro patas como fuente óptica; con este láser se obtiene un rango de barrido de longitud de onda de 180 pm, modulando la inyección de corriente y una potencia acoplada a la fibra de 2 mW. Esta modulación se genera con

una señal en forma de onda triangular de 200 Hz al 80% de rampa de subida. Con esta señal de modulación y utilizando la rampa de bajada, la señal de modulación efectiva del sistema es de 1 KHz.

La luz de la fuente óptica es enviada a un acoplador con una relación de acoplamiento de 90/10; dirigiendo el 10 por ciento de la luz al interferómetro auxiliar formado por una cavidad F-P de 99 cm de longitud en el puerto 2 del circulador dos. La señal del interferómetro auxiliar es guiada al puerto 3 del circulador dos para ser detectada por el fotodetector dos (PD2). El 90 por ciento de la luz restante es guiada al circulador uno donde el cabezal sensor está conectado a su puerto 2. La señal reflejada desde el cabezal sensor pasa a través del puerto 2 del circulador uno para llegar al fotodetector uno (PD1). Las señales obtenidas en PD1 y PD2 se registran simultáneamente utilizando un osciloscopio digital de dos canales, donde los datos de las señales se guardan para su posterior procesamiento.

La cabeza sensora para el primer y segundo método está formada por una cavidad de referencia de 41 cm, y una cavidad del espejo interno a la punta de la fibra de 26 cm. Estas dimensiones fueron determinadas mediante simulación de la cabeza del sensor, y se estimaron para que el patrón cíclico de éste fuera de 680  $\mu$ s [6,7]. Los espejos internos son fabricados mediante ataque químico por ácido fluorhídrico cuyos detalles de fabricación y caracterización se abordan en el **Anexo A**. Los valores promedio de reflectancia de los espejos utilizados para estos experimentos son de 1% para la cara plana y de 0.3% para la cara curva, mientras que las pérdidas por acoplamiento son menores al 2 dBm.

El IR efectivo del núcleo de la fibra empleado para todos los experimentos es de 1.468186; este valor se obtuvo de manera experimental tras calibrar el sistema con muestras con un IR bien conocido [6].

## **4.2 CONFIGURACIÓN EXPERIMENTAL SIN INTERFERÓMETRO AUXILIAR**

Para implementar el tercer método se utiliza una simplificación de la configuración previa debido a que en este método ya no se requiere el interferómetro auxiliar, como se ve en la Figura 4.2. El sistema óptico implementado utiliza un láser DFB coaxial estándar de

cuatro patas como fuente óptica; la longitud de onda del láser se sintoniza mediante la variación de su corriente por una señal triangular con una frecuencia de modulación efectiva de 1KHz. El rango de barrido de longitud de onda alcanzado es de 180 pm.

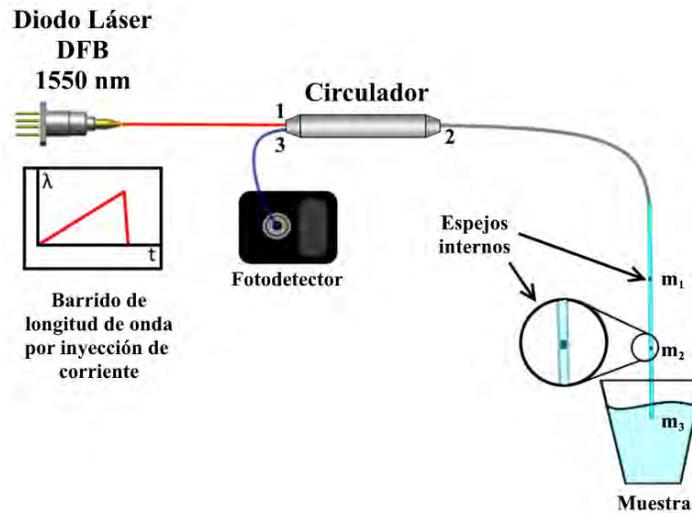


Figura 4.2 Configuración del sistema óptico experimental utilizado en el tercer método

La luz de la fuente óptica es inyectada al puerto uno del circulador, donde el sensor está conectado al puerto dos. La señal reflejada desde el sensor pasa del puerto dos del circulador a su puerto tres para llegar al fotodetector.

### 4.3 CONFIGURACIÓN ADICIONAL PARA LA FABRICACIÓN DE LAS CAVIDADES DEL SENSOR

Para demostrar la mejora por diseño del sensor propuesto en el tercer método, se construyó la estructura del sensor cuidando las distancias entre reflectores. Para realizar esta tarea se utilizó la configuración mostrada en la Figura 4.3. La distancia de la segunda cavidad, reflector interno y punta de la fibra se controló mediante el uso de un micrómetro con pasos de 0.01mm. El corte se efectuó con una cortadora para fibra óptica, y para alinear la fibra en ésta se utilizó un microscopio con aumento de 20 veces. Para monitorear las componentes de frecuencia de batimiento del sensor obtenidas en cada corte, se utilizó el sistema óptico mostrado a detalle en la Figura 4.2 y un osciloscopio. Es en el osciloscopio donde se realiza la FFT de la señal del fotodetector del sistema óptico y se identifican las frecuencias de batimiento de la cavidad fija y la cavidad variable en tiempo real. Con estos valores se calcula la razón y se compara con una razón

previamente establecida por el análisis del periodo de sintonía deseado. Este proceso se repite hasta obtener el valor de la razón más cercano al propuesto inicialmente.

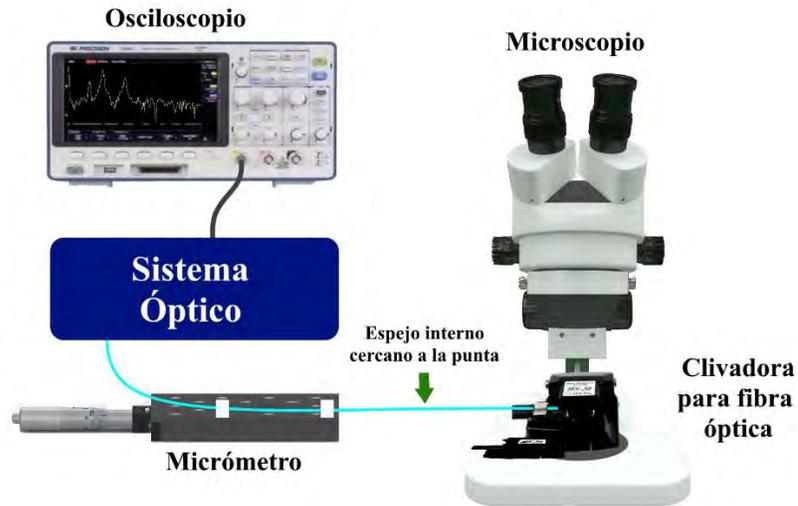


Figura 4.3 Sistema de control de micro-corte para la fabricación del sensor.

Para los experimentos de este método se empleó una punta sensora con una cavidad de referencia de 41 cm, con una razón de 1.6 con respecto a la cavidad de la punta de la fibra y el espejo interno más cercano, es decir una cavidad de 25.625 cm.

#### 4.4 PREPARACIÓN DE LAS MUESTRAS PARA MEDIR IR

Algo fundamental durante la experimentación son las muestras que se emplearan para medir el IR. Estas deben garantizar que entre ellas se tenga una diferencia de IR tal que permita corroborar las mediciones; y que además permita verificar la precisión y resolución del refractómetro propuesto.

Para ello, se investigó cual sería la mejor disolución que nos permitiera tener un amplio rango de variación dependiendo de la concentración de su soluto y disolvente. Para ello nos basamos en el estudio publicado en [42], en el que se comparan varios tipos de disoluciones donde la concentración en tanto por ciento se expresa por relación peso/peso (p/p). En ese estudio se utiliza la siguiente expresión:

$$n = Aw^3 + Bw^2 + Cw + D, \quad (38)$$

donde  $n$  es el índice de refracción,  $A, B, C, D$  son los coeficientes obtenidos durante el estudio con los cuales el polinomio se ajusta a la curva obtenida por la variación del índice

con respecto a la concentración de la muestra; y  $w$  corresponde al porcentaje de concentración p/p del soluto y el disolvente. En las siguientes gráficas podemos ver los resultados para las disoluciones de NaCl, sacarosa, dimetilsulfóxido (DMSO), glicerol y etilenglicol. Como se puede ver en las gráficas de la Figura 4.4, la disolución de etilenglicol y agua destilada presentan los cambios más lineales entre las mezclas examinadas, y el error del ajuste polinomial es bajo. Esto nos indica que para las muestras fabricadas con esta mezcla se puede determinar su IR de manera muy precisa controlando adecuadamente la concentración de ésta. En la Tabla 4.1 se muestran los valores de las constantes necesarias para implementar la Ecuación 38, para una mezcla de etilenglicol y agua destilada.

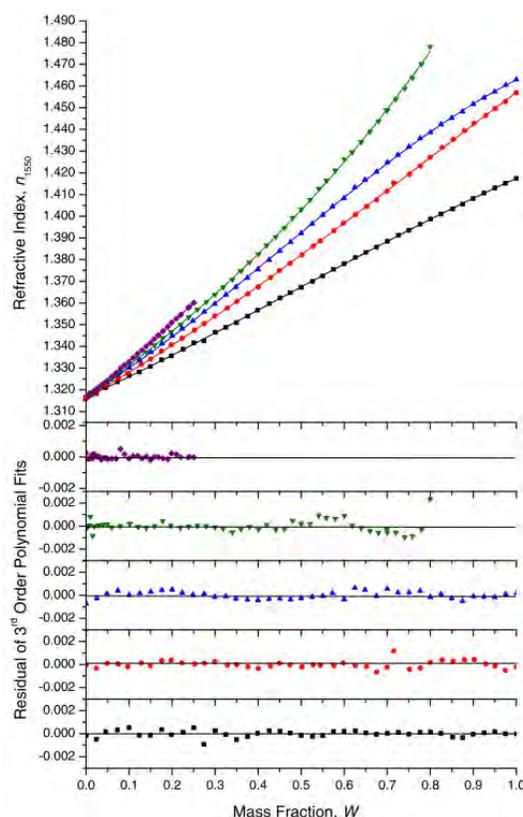


Figura 4.4 Índices de refracción de cinco mezclas acuosas. El panel superior muestra, de arriba a abajo, los índices de refracción de NaCl, sacarosa, DMSO\*, glicerol y etilenglicol disueltos en la fracción de masa dada en agua. El panel inferior muestra los residuos de los respectivos ajustes polinomiales de tercer orden a los datos [41]

Tabla 4.1 Valores de coeficientes para el cálculo del índice de refracción de las muestras [41]

A	B	C	D
-0.0223	0.0321	0.0910	1.3166

Con lo anterior se calcularon los IR de 6 muestras, las cuales darían cambios de 20% en su concentración p/p, generando los resultados obtenidos en la Tabla 4.2:

Tabla 4.2 Valores de índice de refracción para concentraciones de etilenglicol y agua con cambios del 20% p/p

Concentración	Índice refracción esperado
0% (Agua destilada)	1.3166
20%	1.33591
40%	1.35671
60%	1.37794
80%	1.39853
100% (Etilenglicol puro)	1.41740

Los cambios aproximados entre muestra son de aproximadamente  $2 \times 10^{-2}$ , lo suficientemente espaciados para diferenciarlos entre sí y poder verificar la precisión del sistema posteriormente.

Para poder usar la concentración p/p, se hizo uso de las pipetas con una resolución de 5µl, y para pesar tanto el soluto como el disolvente se empleó una balanza de precisión con una resolución de 0.0001 gramos, esto para garantizar que la muestra tuviera la relación p/p correcta.

El procedimiento de generación de las muestras fue el siguiente:

- Se calibra la balanza con el vial a usar.
- Se llena el vial de agua y se registra el peso
- Se calcula el peso correspondiente al porcentaje solicitado de soluto (etilenglicol)
- Se vacía el vial y con ayuda de la pipeta se vierte agua destilada en el vial dentro de la balanza, esto para monitorear el peso del agua vertida y que llegue al valor complementario calculado anteriormente.
- Llegado al valor de peso del disolvente, se procede a calibrar la balanza y ahora verter en el vial con una la pipeta el soluto (etilenglicol) hasta llegar al valor de peso calculado previamente.

Este proceso se repite para cada muestra que se quiera implementar. Para el uso de la pipeta se tiene que asegurar el uso de diferentes puntas desechables entre soluto y disolvente para evitar contaminar las muestras.

Para un experimento adicional se generaron 3 muestras más; estas muestras tienen un cambio de concentración entre ellas de apenas 0.02%, las cuales tienen los IR mostrados en la Tabla 4.3:

*Tabla 4.3 Muestras con cambios de IR pequeños.*

<b>Concentración p/p</b>	<b>Índice de refracción esperado</b>
49.98%	1.36732
50.00%	1.36734
50.02%	1.36736

Estos valores de IR corresponden a cambios de  $2 \times 10^{-5}$ ; estas muestras se emplean para comprobar que el sistema desarrollado tiene la capacidad de discernir entre cambios pequeños de IR.

#### **4.5 CONCLUSIÓN**

En este capítulo se describieron las configuraciones experimentales utilizadas en cada uno de los métodos propuestos. Se puede ver que ambos sistemas están conformados por componentes ópticos estándar lo que enfatiza la simpleza del mismo sistema y la capacidad de poder replicarlo con un bajo costo y en cualquier laboratorio de optoelectrónica. También se explicó a detalle el proceso de generación de las muestras que serán empleadas en los experimentos. La selección de la disolución de etilenglicol y agua destilada se basa en el hecho que en estudios previos se demostró ser una disolución donde su IR es tan lineal que permite una predicción precisa del IR mediante la concentración p/p. Para complementar este capítulo, en el siguiente se presentan los resultados obtenidos implementando las diferentes configuraciones experimentales.

## 5. RESULTADOS

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos de la experimentación desarrollada para cada método propuesto para reducir el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser en un refractómetro de fibra óptica. Aquí se mostrarán los cambios en las componentes de frecuencia de batimiento de la señal del sensor, utilizando cada uno de los métodos propuestos. También se explicará la manera en la que se determina la resolución y la precisión de las mediciones basándonos en la dispersión de los datos obtenidos. Posteriormente, se agruparán los resultados experimentales en dos grupos. El primer grupo comprende los resultados obtenidos de las muestras con cambios de IR de  $2 \times 10^{-3}$  UIR. Estos resultados fueron obtenidos con el primero y el segundo de los métodos propuestos. Mientras el segundo grupo son los resultados de las mediciones de las muestras con cambios de IR de  $2 \times 10^{-5}$  UIR y que fueron obtenidos con el segundo y el tercero de los métodos propuestos.

### 5.1 COMPARACIÓN DE LAS COMPONENTES DE FRECUENCIA DE LA SEÑAL DEL SENSOR PARA CADA MÉTODO.

En esta sección vamos a comparar los cambios generados en la señal del sensor, específicamente en las componentes de frecuencia de la señal, cuando se implementa cada uno de los métodos propuestos. En la Figura 5.1 se puede apreciar las componentes de las frecuencias de batimiento del sensor antes de reducir el efecto no lineal de barrido, línea negra; después de aplicar el primer método, línea azul; y después de aplicar el segundo método, línea roja. Como se puede ver en la Figura 5.1a, y tomando como referencia la componente  $|A_{12}|$ , la implementación del primer método genera un cambio de amplitud  $\Delta A_{M1}$  de hasta 6 veces el valor de la amplitud de la componente sin reducir el efecto de la no linealidad de barrido del láser. Cabe aclarar que este aumento es diferente entre componentes de batimiento del mismo sensor, como se puede observar en la Figura 5.1b en la componente  $|A_{23}|$  donde el cambio de amplitud aparente es de 5 veces el valor inicial. Sin embargo, esto no afecta en las mediciones del IR debido a la calibración previa del sistema con obtención de la constante de calibración K, Ecuación 29, la cual permite considerar estos cambios en la amplitud en el cálculo del IR. Además

de que estas proporciones de la amplitud se mantienen constantes e independientemente del IR de la muestra. El otro parámetro mejorado de las componentes de las frecuencias de batimiento del sensor es su ancho de base. Como se puede ver en la Figura 5.1b, y tomando nuevamente la componente  $|A_{12}|$  como referencia, al aplicar el primer método tenemos un ancho de base,  $W_{M1}$ , el cual es aproximadamente el 45 % del ancho de base de la componente sin reducción del efecto de la no linealidad de barrido,  $W_i$ . Cuando se aplica el segundo método, se puede apreciar un cambio de la amplitud  $\Delta A_{M2}$  de la componente  $|A_{12}|$  de hasta 12 veces con respecto a la amplitud sin aplicar ninguno de los métodos propuestos. Y en cuanto a la reducción en el ancho de la base de la componente  $W_{M2}$  es de hasta un 65 % de  $W_i$ .

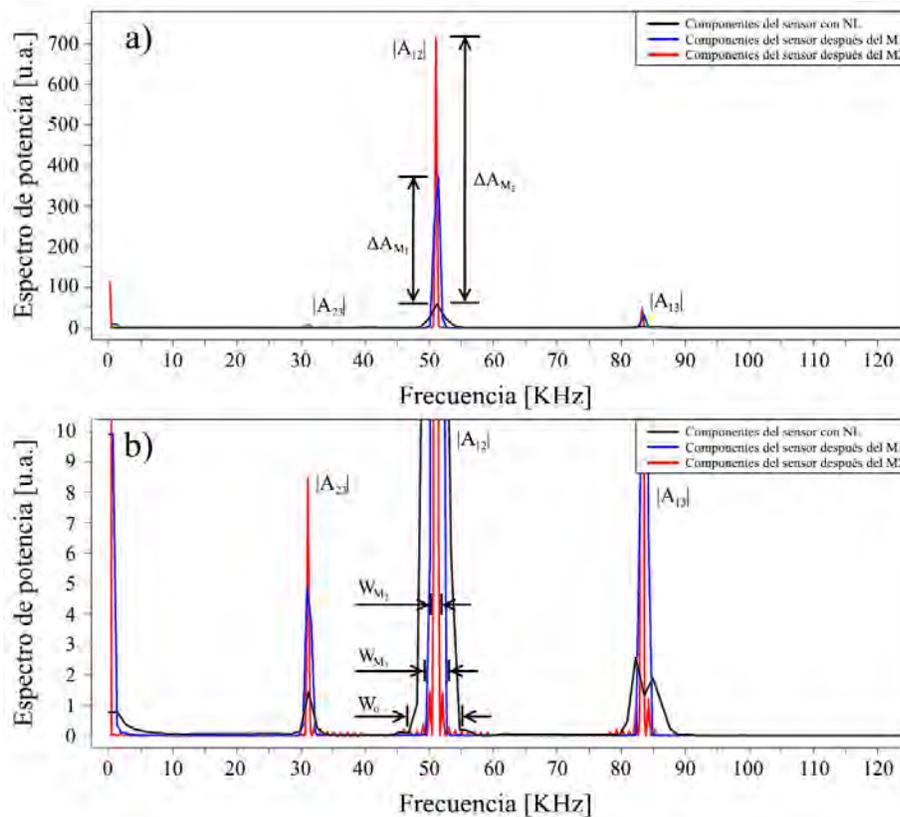


Figura 5.1 Espectro de potencia de las componentes de frecuencia de batimiento del sensor, en escala lineal, en (a) se muestra el cambio de la amplitud en las componentes tomando como referencia  $|A_{12}|$ ; y en (b) se muestra un acercamiento a las bases de las componentes para mostrar la reducción del ancho de las componentes tomando como referencia  $|A_{12}|$ .

Analizando el área debajo de cada una de las curvas, se puede comparar la energía en la densidad espectral de potencia obtenida para cada método. Para el caso del primer método, se tiene un 96% de la densidad espectral de energía con respecto a las del

espectro del sensor con efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda. Mientras que, en el caso del segundo método, utilizando un número de ciclos que iguale el período de la señal original, presenta un 89% de la densidad espectral de energía. Aunque en el caso de los métodos que emplean concatenación este valor puede ser compensado con la extensión del número de ciclos.

Para el caso del tercer método, y debido a que no es la misma punta sensora que la implementada en los métodos anteriores, se analiza y compara las componentes de frecuencia de batimiento obtenidas de diferentes secciones del ciclo de barrido del láser. Con estos resultados se muestra la posibilidad de reducir el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser sin el uso de un interferómetro auxiliar.

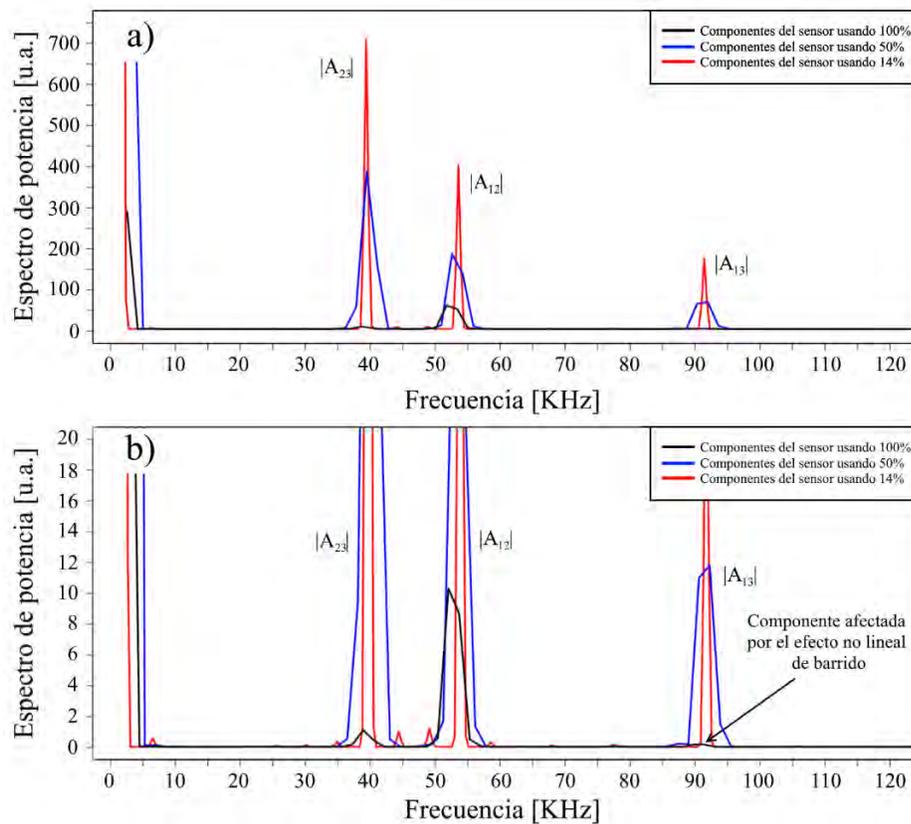


Figura 5.2 a) Componentes del sensor diseñado con el método 3, usando el 100% del ciclo de barrido del láser (negro), usando el 50% del ciclo de barrido (azul) y usando el 14% (rojo); esta última corresponde a la fracción del período al que fue diseñada la punta; b) se muestra un acercamiento a las bases de las componentes de frecuencia para visualizar el cambio de amplitud y ancho de las mismas.

En la Figura 5.2a se puede ver las componentes de las frecuencias de batimiento del sensor cuando se usa el 100 % del ciclo de barrido, línea negra; el 50 % del ciclo de barrido, línea azul; y el 14 % del ciclo de barrido, línea roja. Este último porcentaje corresponde aproximadamente a la séptima parte de la señal del sensor, es decir de 142

$\mu$ s, que es el periodo de sintonía establecido previamente a la fabricación del sensor. En estos resultados se utiliza la misma longitud de señal, es decir, para el 50 % la señal se concatena dos veces, y para el 14 % se concatena 7 veces. Como se puede anticipar al usar el 100 % de la señal, el efecto de la no linealidad de barrido es tan alto que prácticamente algunas componentes de la señal son imperceptibles, como se puede apreciar en la componente  $|A_{13}|$  en la Figura 5.2b.

Tras reducir la fracción de la señal utilizada a un 50%, se aprecia una mejora en su amplitud, sin embargo, sigue manteniendo un ancho de base amplio en sus componentes de frecuencia de batimiento, como se ve en la Figura 5.2a. Es cuando se selecciona el 14% del ciclo de barrido se puede apreciar un cambio drástico tanto en la amplitud como en el ancho de la base de las componentes de frecuencia del sensor.

## 5.2 DETERMINACIÓN DE LA PRECISIÓN Y RESOLUCIÓN DE LAS MEDICIONES A PARTIR DE LA DISPERSIÓN DE SUS DATOS

Para un instrumento de medición, tal como lo es el refractómetro, la resolución y precisión son esenciales. La precisión indica qué tan cerca entre sí están los valores de los resultados. Un instrumento de medición preciso dará casi el mismo resultado cada vez que se utilice. En el caso de conjuntos de datos de cualquier tamaño, la desviación estándar es una estadística confiable para expresar la precisión [46]. En nuestro caso al utilizar sólo 30 repeticiones de las mediciones por muestra se considera el cálculo de la desviación estándar por el uso de una media muestral definida de la siguiente forma:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum(x-\mu)^2}{n-1}}, \quad (39)$$

donde  $\sigma$  es la desviación estándar,  $x$  son los datos,  $\mu$  es la media del conjunto de datos, en este caso el promedio de los IR medidos por cada repetición, y  $n$  es el número de datos, el cual corresponde al número de repeticiones de la medición realizadas en una muestra.

En el caso de la resolución, la mayoría de los refractómetros de fibra óptica la determinan usando la resolución del sistema de adquisición de datos que se utiliza. Con ello se generan dos situaciones. La primera es la limitación de la resolución del refractómetro, es decir, en caso de requerir una mayor resolución se tendría que sustituir el equipo de adquisición de datos por uno con mayor resolución. Esto genera el incremento del costo de operación al igual que reduce la portabilidad del sistema, debido a que los equipos

con alta resolución regularmente reportados en configuraciones similares a los propuestos en este trabajo son de grandes dimensiones o requieren de condiciones específicas del entorno para funcionar correctamente. Y la segunda situación generada es que en muchas ocasiones esta resolución obtenida no representa la resolución real que se puede medir con el sistema. Por dar un ejemplo, cuando en el procesamiento de la señal del sensor, se realiza una interpolación de estos datos para generar una nueva señal de muestreo con un mayor número de datos, ocurre una modificación tanto del valor mínimo de detección de tiempo, la frecuencia de muestreo, y del potencial mínimo medido con respecto al equipo de adquisición de datos. Por lo que la resolución del sistema ya no estaría definida por el equipo de adquisición, sino que estaría vinculada a los nuevos datos que se generaron. Con ello se puede decir que la resolución del sistema puede aproximarse a su valor real posible evaluando la variabilidad de los datos medidos, más que limitando a solo usar la resolución del equipo de adquisición de datos. Por lo mencionado anteriormente, en este trabajo se propone hacer el uso de la longitud del intervalo de confianza como una manera de establecer la resolución del sistema.

Primero, partiendo de la definición de resolución tenemos que ésta corresponde a la mínima variación de la magnitud medida que da lugar a una variación perceptible. Dicho de otra forma, la resolución nos indica el valor mínimo a partir del cual notaremos una variación o salto en la medida de aquello que estemos midiendo. Mientras que el intervalo de confianza de un conjunto de datos está definido como una técnica de estimación utilizada en inferencia estadística, que permite acotar un par de valores, dentro de los cuales se encontrará un punto en concreto de la muestra para estimar el valor del parámetro deseado (con una determinada probabilidad) en la medición [46].

Tomando estos dos conceptos para poder definir una resolución basada en la variabilidad de sus datos se puede considerar que la mínima variación evidente de las mediciones que se puede diferenciar, en un conjunto de varias mediciones de una muestra, es cuando la media de dicho conjunto rebasa los límites de su intervalo de confianza. Un ejemplo de esto lo podemos ver en la Figura 5.3 donde se puede apreciar la medición de 3 soluciones con diferente IR entre ellos, misma precisión (desviación estándar) y mismo número de muestras. Se puede notar que, si el cambio de IR se aproxima al intervalo de confianza de una medición contigua, por ejemplo, el caso de la muestra 1 y 3, las medias

de los conjuntos de mediciones, es decir el IR medido, pueden superponerse entre los intervalos de confianza de ambos conjuntos. Esto puede generar que, al evaluar, mediante pruebas estadísticas paramétricas como ANOVA o t-Student, la diferencia significativa entre medias de los conjuntos no sea relevante. Esto se interpretaría como que ambas mediciones del IR pueden representar el mismo valor real del IR de la muestra medida. Por lo que el cambio mínimo de IR detectado a partir de la variabilidad de las mediciones sería la longitud del intervalo de confianza de los conjuntos contiguos. También podemos ver en la Figura 5.3, que medias de las dos muestras que están separadas varias veces su longitud del intervalo de confianza, como por ejemplo la muestra 1 y 2, no se verán comprometidas entre sí y al analizarse mediante las pruebas estadísticas paramétricas nos indicaran que efectivamente sus diferencias son relevantes, por lo que los conjuntos representan dos mediciones de muestras con diferentes IR.

Cabe destacar que, para calcular la longitud del intervalo de confianza, primero se obtiene el valor del intervalo de confianza al 95% con la siguiente expresión:

$$IC_{95\%} = \mu \pm 1.96 \frac{\sigma}{\sqrt{n}}. \quad (40)$$

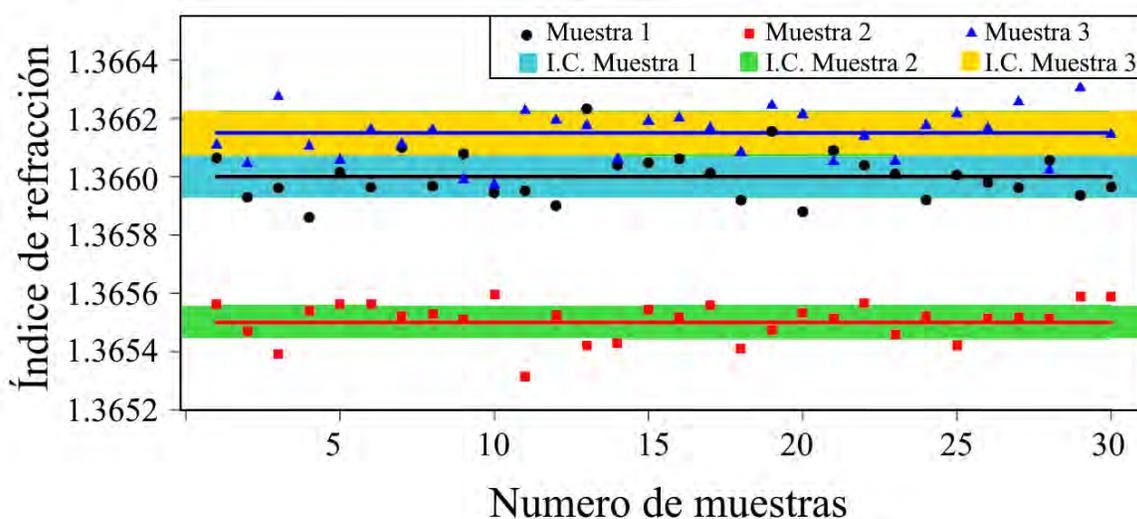


Figura 5.3 Tres muestras con diferente IR, similar desviación estándar y mismo número de muestras; en color sombreado se aprecia su intervalo de confianza (I.C.).

Siendo el valor de 1.96 el valor crítico de la distribución t correspondiente a un intervalo de confianza del 95%. Posteriormente para calcular la longitud de este intervalo tenemos:

$$L_{IC_{95\%}} = \left( \mu + 1.96 \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \right) - \left( \mu - 1.96 \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \right) = 2 \left( 1.96 \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \right). \quad (41)$$

Algo importante a considerar es que utilizar la longitud del intervalo como resolución sólo es posible siempre y cuando el conjunto de datos presente una distribución normal y una homocedasticidad<sup>3</sup> entre los conjuntos [47]. Por ello, previamente se tiene que realizar una prueba Shapiro-Wilk para conocer la normalidad de las muestras y una prueba t-Student para determinar la homocedasticidad de las muestras. En la Figura 5.4 se puede ver esta normalidad en las mediciones mediante la comparación de la estimación de los núcleos de la densidad de los datos con respecto a la distribución normal esperada con la desviación estándar y el número de repeticiones realizadas por medición. Dichas pruebas se aplicaron mediante la implementación de *R-Studio*® que es un software estadístico que nos permite realizar varias operaciones estadísticas paramétricas a conjuntos grandes de datos. Para el caso de nuestras mediciones se encontró que cumplen con las condiciones antes mencionadas. También esta resolución es dependiente del tamaño de la muestra. Ya que a un mayor número de datos empleados se obtiene una longitud del intervalo de confianza reducida y una desviación estándar definida [47].

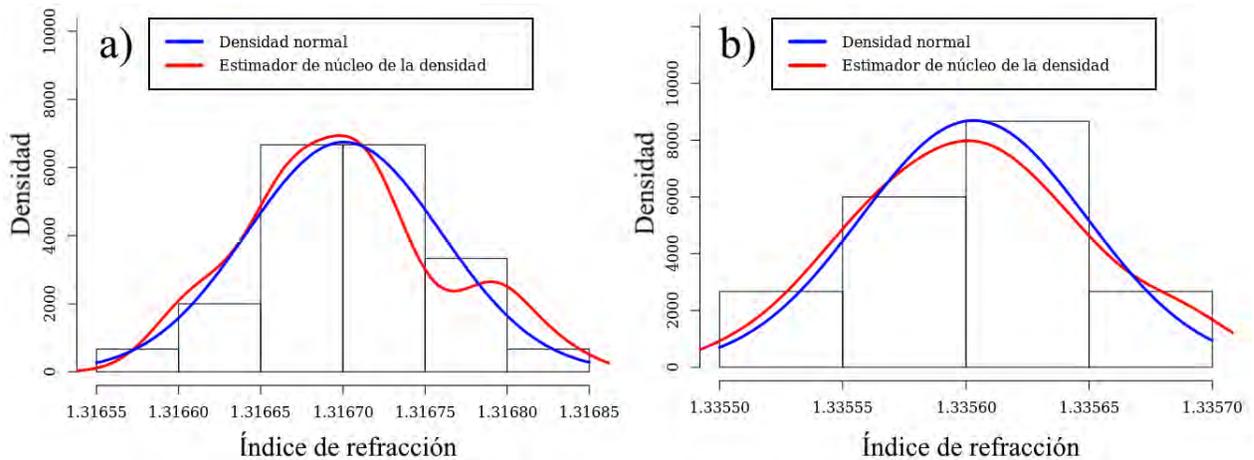


Figura 5.4 Histogramas de las mediciones de IR de a) la muestra con 20% de etilenglicol y b) la muestra con 40% de etilenglicol donde se compara la distribución normal esperada con respecto a la desviación estándar obtenida y la estimación del núcleo de densidad de los datos.

<sup>3</sup> Que todos los grupos presenten una varianza similar.

### 5.3 MEDICIONES A MUESTRAS CON CAMBIOS DE IR MAYORES A $2 \times 10^{-3}$

Para estos experimentos se realizó la inmersión y la lectura del sensor formado por una cavidad de referencia de 41 cm y una cavidad contigua de 20 cm. Para cada muestra utilizaron 30 ms de adquisición de señal, esto debido a que se tomaron 30 repeticiones de 1 ms por cada muestra. La temperatura del laboratorio se fijó en 21 °C y las muestras fueron colocadas en una caja aislada donde se dejaron reposar por 30 minutos para evitar inestabilidades de temperatura o vibraciones.

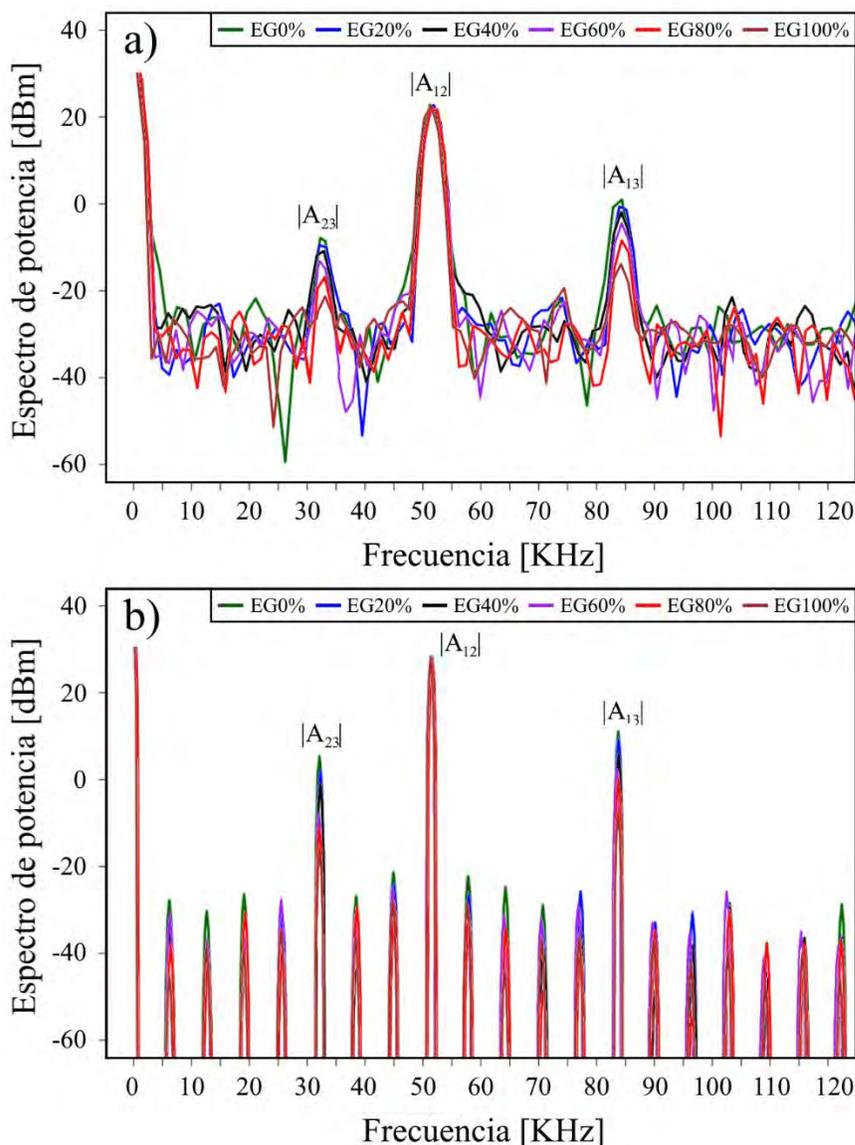


Figura 5.5 Espectros de potencia de las mediciones de las muestras con diferente IR con el sensor con autorreferencia a) empleando el primer método de reducción del efecto de no linealidad; b) empleado el segundo método de identificación y concatenación del patrón cíclico, ambos espectros se encuentran en escala logarítmica.

En Figura 5.5a se puede ver los espectros obtenidos para cada muestra medida aplicando el primer método de reducción de la no linealidad, en la Figura 5.5b se encuentran las componentes del sensor después de usar el segundo método en las mismas mediciones. Nótese que en las amplitudes de las componentes  $|A_{13}|$  y  $|A_{23}|$  cambian dependiendo de la muestra medida mientras la componente  $|A_{12}|$  en ambos casos permanece igual independientemente la muestra medida y el método empleado.

Primero se obtuvieron los valores de resolución y precisión de las mediciones de las muestras sin implementar ninguno de los métodos propuestos. Como resultado se obtuvo una resolución de  $2 \times 10^{-4}$  hasta  $5 \times 10^{-4}$  UIR como se presenta en Tabla 5.1 y valores de precisión que van desde los  $3 \times 10^{-4}$  hasta  $7 \times 10^{-4}$  UIR como se presenta en la Tabla 5.2. Posteriormente, a las señales obtenidas se les aplicó el algoritmo de compensación propuesto en el primer método, alcanzando valores de resolución de  $4 \times 10^{-5}$  hasta  $6 \times 10^{-5}$  UIR y una precisión de  $5 \times 10^{-5}$  hasta  $9 \times 10^{-5}$  UIR. Por último, a las señales con reducción del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser se procedió a complementar con el segundo método propuesto. Para este método se realizó la concatenación de 15 veces el patrón identificado en cada señal, para la construcción de la nueva señal de muestreo. Con ello se alcanzaron valores de resolución de  $2 \times 10^{-6}$  hasta  $4 \times 10^{-6}$  UIR con una precisión que va desde los  $3 \times 10^{-6}$  hasta  $5 \times 10^{-6}$  UIR. Las gráficas de las mediciones con el primer método se pueden ver en la Figura 5.6a y las mediciones empleando el segundo método se pueden ver en la Figura 5.6b.

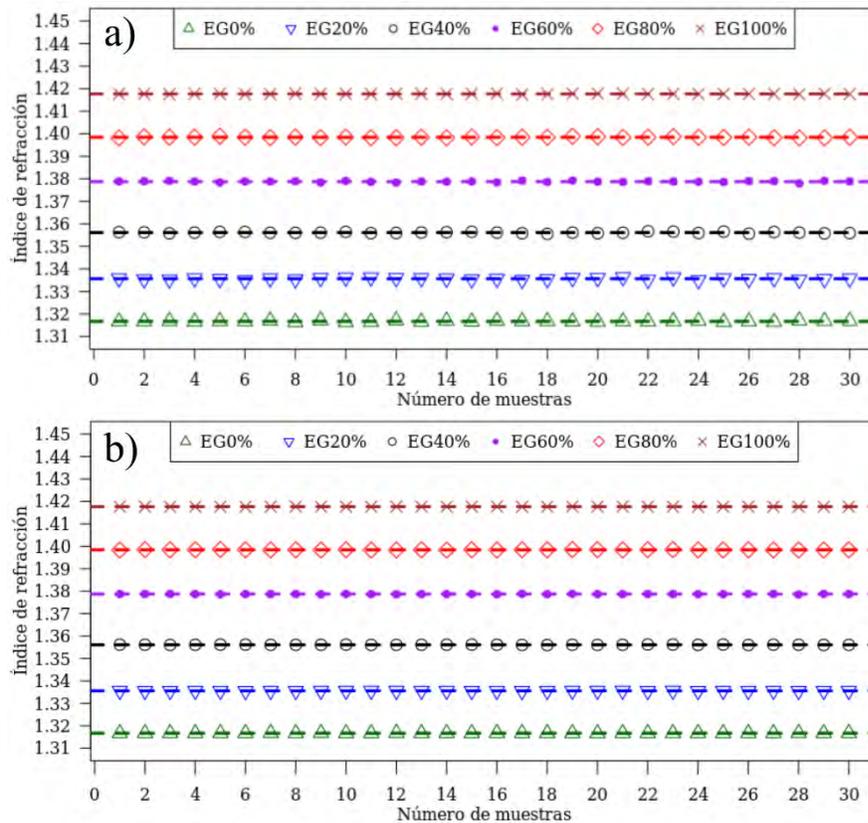


Figura 5.6 (a) Valores de IR calculados utilizando un sensor para medir agua destilada con diferentes concentraciones de etilenglicol usando el método 1; (b) Valores de IR calculados utilizando un sensor para medir agua destilada con diferentes concentraciones de etilenglicol usando el método 2.

Tabla 5.1 Valores de índice de refracción y resoluciones obtenidas de las muestras, sin la aplicación de ningún método, aplicando el primer método y aplicando el segundo método.

% de Etilenglicol en agua destilada	Medición del IR	Resolución sin implementar ningún método	Resolución al implementar método 1	Resolución al implementar del método 2
0	1.3166	0.0002	0.00006	0.000004
20	1.3354	0.0004	0.00006	0.000003
40	1.3563	0.0005	0.00006	0.000003
60	1.3785	0.0003	0.00006	0.000003
80	1.3982	0.0003	0.00004	0.000002
100	1.4177	0.0002	0.00004	0.000002

Tabla 5.2 Valores de precisión de las muestras sin la aplicación de ningún método, aplicando el primer método y aplicando el segundo método.

<b>% de Etilenglicol en agua destilada</b>	<b>Precisión sin implementar ningún método</b>	<b>Precisión al implementar método 1</b>	<b>Precisión al implementar del método 2</b>
0	0.0003	0.00009	0.000005
20	0.0005	0.00009	0.000004
40	0.0007	0.00008	0.000004
60	0.0004	0.00008	0.000004
80	0.0004	0.00006	0.000003
100	0.0003	0.00005	0.000003

Para obtener estos resultados, se implementaron las ecuaciones 27-29 para calcular la constante de calibración  $K$  del sensor después de implementar cada método y poder considerar en el cálculo del IR los cambios de amplitud entre cada componente de frecuencia de batimiento del sensor. Como medio con IR conocido para la calibración de cada medición se empleó el IR del aire.

Cabe mencionar que como se muestra en la Tabla 5.2, al mantener el efecto de la no linealidad, la resolución máxima alcanzada está en el orden de  $10^{-4}$  UIR; lo cual coincide con valores reportados en trabajos que emplean esta configuración de sensor con auto referenciación mencionados anteriormente. Pero es hasta que se implementa el primer método de reducción del efecto de la no linealidad de barrido del láser que se puede llegar a valores dentro del rango de  $10^{-5}$  UIR, reduciéndose un orden de magnitud en la resolución. Cuando se implementa el segundo método, se puede obtener una mejora significativa en el desempeño del sistema, ya que la resolución y precisión de las mediciones del IR llegan a valores en el rango de  $10^{-6}$  UIR. Lo que significa una reducción de hasta 2 órdenes de magnitud.

También se exploró el alcance en la mejora de la resolución en el segundo método, debido al incremento en el número de concatenaciones del patrón cíclico identificado en

la señal del sensor. Se evaluaron desde 3 hasta 30 ciclos concatenados, como se puede ver en la Figura 5.7, a partir de los 24 ciclos concatenados la resolución alcanza una resolución límite. Es decir, aunque aumentemos más de 24 ciclos no se alcanzara una mejor resolución. En nuestros experimentos se considera el uso de 15 ciclos concatenados, ya que este número de ciclos nos asegura obtener una buena resolución, sin utilizar una cantidad de datos elevada agilizando el cálculo del IR.

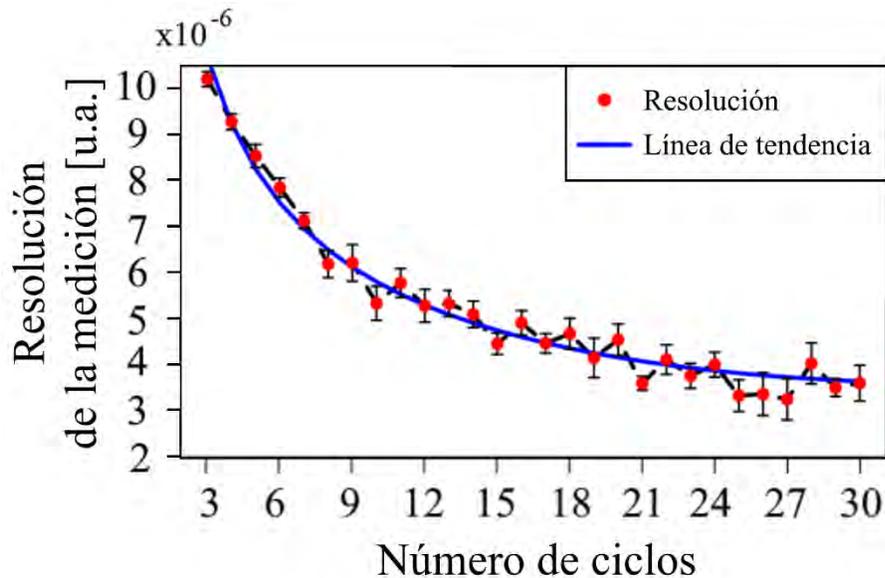


Figura 5.7 Comportamiento de la mejora de la resolución con el aumento en el número de ciclos concatenados utilizando el método 2.

Este análisis es importante por que el emplear un número elevado de ciclos concatenados incrementa el numero de datos usados, generando con ello de sistemas con mayor manejo de memoria o capacidad de computo mayor.

#### 5.4 MEDICIONES A MUESTRAS CON CAMBIOS DE IR DE HASTA $2 \times 10^{-5}$

En esta parte de los experimentos se realizó la medición del IR de muestras con cambios muy pequeños de IR ( $2 \times 10^{-5}$ ), implementando el segundo y el tercer método para la reducción del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser. Para esto se hizo uso de las dos configuraciones experimentales propuestas. La primera configuración es la explicada en la sección anterior. Mientras que la segunda configuración se basa en la implementación del sensor diseñado por el tercer método propuesto. Este sensor está formado por una cavidad de referencia con una longitud de 41 cm y una cavidad contigua con una longitud de 25,64 cm. Con ello se obtiene una

relación de 1,599, la cual se aproxima a la usada en la simulación del tercer método en el capítulo 3. Esta relación da como resultado un período de sintonía de 146  $\mu$ s, aproximadamente un séptimo del período de modulación efectivo del láser, cuyo valor es de 1 ms. Para cada muestra, se tomaron 30 mediciones de 1 ms cada vez que la punta de la fibra se sumergió en ésta. De igual forma que en los experimentos anteriores, la temperatura ambiente del laboratorio se fijó en 21 °C y las muestras, al momento de medir, fueron colocadas en una caja aislada donde se mantuvo en reposo el sistema por 30 minutos para evitar inestabilidades en las mediciones por cambios de temperatura o vibraciones. Para el cálculo de IR, se seleccionó un período de 146  $\mu$ s, el cual se extrajo de la señal obtenida del sensor y se concatenó 15 veces. Los resultados medidos por el segundo método propuesto se pueden ver en la Figura 5.8a y los resultados medidos por el tercer método propuesto se pueden ver en la Figura 5.8b.

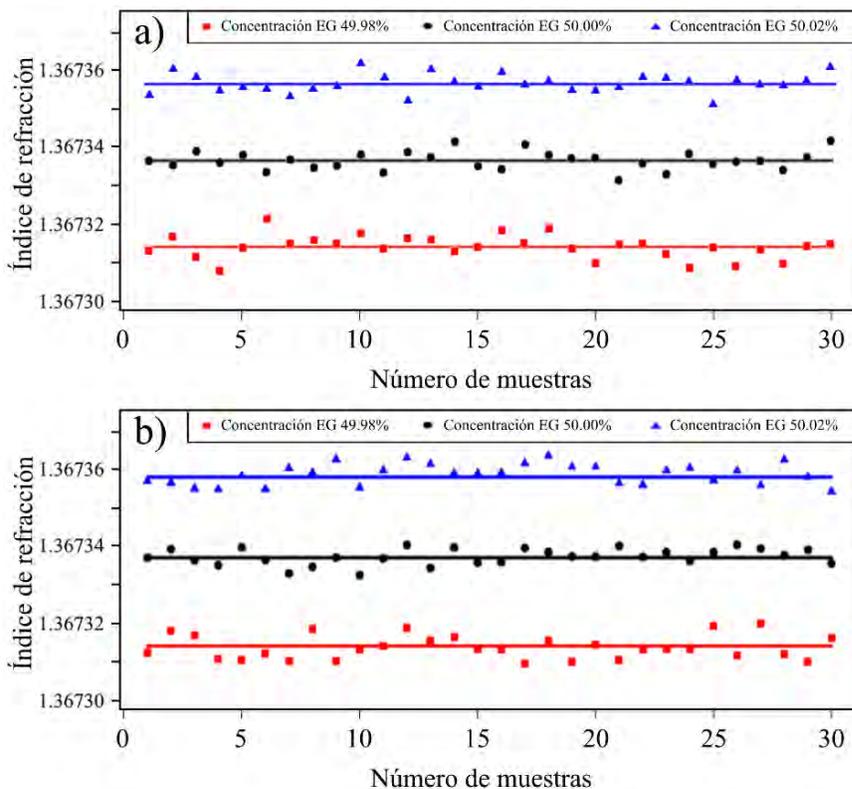


Figura 5.8 Medición del índice de refracción en muestras con cambios pequeños de concentración de etilenglicol (EG) disuelto en agua destilada. (a) medidas con el método 2; (b) medidas con el método 3.

Primero se obtuvieron los valores de resolución y precisión de las mediciones de las muestras con cambio pequeño de concentración de etilenglicol, implementando el segundo método propuesto. Obteniendo una resolución de  $4 \times 10^{-6}$  hasta  $5 \times 10^{-6}$  UIR,

como se presenta en Tabla 5.3, y valores de precisión que van desde los  $3 \times 10^{-6}$  hasta  $4 \times 10^{-6}$  UIR como se presenta en la Tabla 5.4. En cuanto a los valores obtenidos en la implementación del tercer método, la resolución va desde  $2 \times 10^{-6}$  hasta  $3 \times 10^{-6}$  UIR, como se presenta en la Tabla 5.3 y su precisión va desde  $1 \times 10^{-6}$  hasta  $2 \times 10^{-6}$  UIR, como se presenta en la Tabla 5.4.

Tabla 5.3 Valores de índice de refracción y resoluciones obtenidas de las muestras aplicando el segundo método y aplicando el tercer método

<b>% de Etilenglicol en agua destilada</b>	<b>Medición del IR</b>	<b>Resolución al implementar método 2</b>	<b>Resolución al implementar método 3</b>
49.98	1.367314	0.000004	0.000002
50	1.367337	0.000003	0.000001
50.02	1.367358	0.000003	0.000002

Tabla 5.4 Valores de precisión de las muestras aplicando el segundo método y aplicando el tercer método.

<b>% de Etilenglicol en agua destilada</b>	<b>Precisión al implementar método 2</b>	<b>Precisión al implementar del método 3</b>
49.98	0.000005	0.000003
50	0.000004	0.000002
50.02	0.000004	0.000003

Al comparar los resultados obtenidos implementando los métodos propuestos se identifica un cambio de  $1 \times 10^{-6}$  UIR, tanto en resolución y precisión de las mediciones de IR. Por lo que se puede considerar que ambos métodos tienen resultados similares a pesar de que uno no cuenta con un interferómetro auxiliar para compensar la señal del sensor.

En la Figura 5.9, se presenta el cambio de la resolución de la medición del IR utilizando el diseño del sensor propuesto en el tercer método, con el aumento en el número de ciclos utilizados en la señal concatenada. Puede verse una rápida mejora en el valor de resolución del refractómetro hasta los 8-10 ciclos concatenados, después de los cuales

el valor de resolución se estabiliza. En nuestros experimentos, se utilizaron 15 ciclos como una buena compensación entre la mejora y el tamaño de los datos empleados en el computo para la obtención del IR.

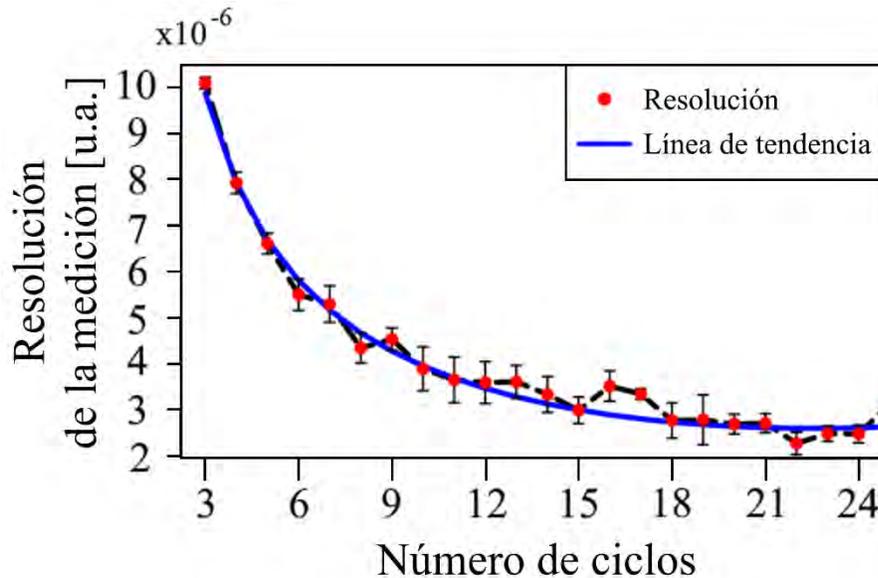


Figura 5.9 Comportamiento de la mejora de la resolución con el aumento en el número de ciclos concatenados, implementando el método3.

## 5.5 DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS

Los resultados presentados en este capítulo muestran que las componentes de frecuencia del sensor, tras la reducción del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda láser, pueden cambiar en amplitud hasta 15 veces con respecto a su amplitud cuando se usa la señal original; al igual que se puede observar una reducción del ancho de base de las componentes de hasta un 80 % con respecto a su ancho cuando se usa la señal original.

La definición de la resolución basada en la variabilidad de los datos obtenidos de las mediciones permite logra dos cosas que en otros refractómetros de fibra óptica no han sido alcanzados. La primera es la aproximación al valor de resolución real capaz de ser medido por el sistema. Esto debido a que, al establecer la longitud del intervalo de confianza de este conjunto como el cambio mínimo detectable de IR, condiciona a que los conjuntos de las mediciones cumplan con ciertos parámetros estadísticos que ayudan a determinar si existen diferencias significativas entre los valores medidos en cada

conjunto. Y segundo, obtener una independencia de la resolución de los equipos de adquisición de datos usados en la medición. Permitiendo con ello reducir costos de operación del sistema y tener la posibilidad de construir sistemas portátiles que permitan mediciones de IR con una alta resolución y precisión en comparación con refractómetros comerciales.

Con la implementación del primer método de reducción del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser es posible mejorar la resolución y la precisión hasta en 1 orden de magnitud (llegando a el rango de  $10^{-5}$ ) en comparación de otros refractómetros de fibra que utilizan sistemas similares como [8-13]. La implementación del segundo y tercer método de reducción del efecto de la no linealidad de barrido permite mejorar aún más la resolución y precisión de la medición del IR. La mejora en estos parámetros permite alcanzar el rango de  $10^{-6}$ , una mejora de 2 órdenes de magnitud con respecto a lo publicado en trabajos con sistemas similares. Este rango alcanza lo reportado por refractómetros de fibra óptica de alta sensibilidad basados en la medición del campo evanescente [26-30] o refractómetros de uso industrial [49].

También con los resultados obtenidos con los experimentos usando el tercer método y comparándolos con el segundo, se puede llegar a la conclusión que ambas mediciones son similares. Lo cual comprueba la efectividad de la reducción del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser con un método que no requiere de un interferómetro auxiliar. Permitiendo tener un sistema simplificado tanto en su configuración física como en el procesamiento de datos. Este método puede ser implementado en diferentes aplicaciones relacionada con el uso de C-OFDR como técnica de interrogación.

## 6. DISCUSIÓN

En este trabajo de tesis se diseñó y desarrolló un refractómetro de fibra óptica basado en un sensor con autorreferencia. Dicha configuración permite tener una cavidad de referencia para compensar cualquier variación de potencia proveniente de la fuente óptica o por micro curvaturas a lo largo de la fibra. Trabajos reportados de refractómetros, similares al desarrollado, como en [3-11] muestran tener resoluciones de alrededor de  $6 \times 10^{-4}$  UIR en mediciones de IR. Con nuestro sistema sin aplicar ninguno de los métodos propuestos para la reducción del efecto de la no linealidad se alcanzaron resultados similares, obteniendo una resolución entre  $5 \times 10^{-4}$  UIR con una precisión de  $7 \times 10^{-4}$  UIR.

Algo que se notó de estos trabajos, [3-11], fue la limitación de su resolución debido al efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda de la fuente óptica empleada. Provocando el ensanchamiento de las componentes de frecuencia del sensor, así como limitación en su visibilidad, limitando con esto, la resolución y precisión de las mediciones. También se investigaron trabajos reportados que proponen métodos para la reducción de los efectos generados por el efecto de la no linealidad de barrido como en [14,18-21,43]. En éstos se resalta la mejora en la resolución de las mediciones en diferentes parámetros como temperatura, presión y distancia. Algo que comparten todos estos trabajos es el uso de un interferómetro auxiliar; cuya señal puede funcionar de tres formas distintas, como retroalimentación del control de la modulación de la fuente óptica, como una referencia para la corrección posterior a la adquisición de datos o como un disparador del muestreo equidistante en frecuencia óptica. Sin embargo, en el caso de la medición del IR no había sido explorado la aplicación de algún método de reducción de los efectos generados por la no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser. Es por lo que se trabajó en el desarrollo de métodos de reducción del efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser en un refractómetro de fibra.

Como primer método propusimos la aplicación de un algoritmo de remuestreo equidistante en frecuencia óptica post-adquisición de la señal del sensor. En este algoritmo se hace uso de la señal de un interferómetro auxiliar para realizar un ajuste en el tiempo de muestreo de los datos de la señal del sensor. Este algoritmo parte del propuesto en [43]. En dicho trabajo el algoritmo propuesto permite no sólo reducir el

efecto de la no linealidad de barrido, sino que también mejorar la repetibilidad de barrido del láser; ese sensor de fibra fue reportado para medición de temperatura. Sin embargo, en nuestro trabajo el algoritmo es simplificado, utilizando sólo la corrección del efecto de no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser. Esto debido a que sólo nos interesa identificar la amplitud de las componentes de las frecuencias de batimiento del sensor. En cambio, el trabajo [43] se enfoca en el seguimiento de la fase de las componentes de frecuencia, siendo en ese caso de suma importancia la corrección de la repetibilidad de barrido de la longitud de onda. En nuestro trabajo, una vez aplicado el algoritmo de remuestreo equidistante en frecuencia óptica post- adquisición para reducir el efecto de no linealidad de barrido de longitud de onda en la señal obtenida, podemos ver un mejor desempeño en resolución y visibilidad de las componentes de frecuencia de la señal del sensor. En términos de resolución, después de la reducción del efecto de la no linealidad de barrido del láser se puede ver una mejora de hasta medio orden de magnitud con respecto a los trabajos antes mencionados [8-13]. La resolución de las mediciones realizadas es de  $6 \times 10^{-5}$  UIR con una precisión de  $9 \times 10^{-5}$  UIR. En términos de la visibilidad podemos ver una mejora de hasta 20 dBm en amplitud de las componentes de frecuencia del sensor y una reducción de hasta el 40% del ancho de éstas. Estas mejoras en las componentes de frecuencia de la señal del sensor permiten la posibilidad de implementar sistemas multipunto de medición de IR con sensores con autorreferencia.

A partir de los resultados generados con el primer método, y como complemento para mejorar la resolución del sistema, se implementó un segundo método. Este método consiste principalmente en la detección, extracción y concatenación de un patrón cíclico presente en la señal del sensor. Este patrón cíclico está formado de ciclos de onda completos de cada señal de batimiento que integra la señal del sensor. Para detectar este patrón cíclico se requiere de la comparación iterativa de la simetría entre los máximos cercanos al punto de inicio y los máximos cercanos al punto final del patrón. Debido a esta manera de detección del patrón, solo se puede implementar este método en señales “linealizadas” por algún método de reducción del efecto de la no linealidad de barrido. La señal resultante de la concatenación de este patrón permite mantener la frecuencia de muestreo, incrementar el número de datos adquiridos de manera post adquisición y reducir la fuga espectral debido a señales truncadas. Esto permite tener un

impacto considerable en la visibilidad de las componentes, y una mejora en la resolución del sistema. Con la implementación de este método se obtuvo valores de resolución de  $3 \times 10^{-6}$  UIR con una precisión de  $5 \times 10^{-6}$  UIR; lo cual implica una reducción dos órdenes de magnitud con respecto a los reportados en [8-13] y equiparables con los reportados por sistemas basados en sensores de fibra de medición de campo evanescente [26-30] o incluso a refractómetros clásicos comerciales para uso especializado [49]. Estos resultados abren la oportunidad para el desarrollo de refractómetros con una alta resolución y precisión, que pueden ser al mismo tiempo portátiles y económicos, en comparación con refractómetros comerciales. En términos de amplitud de las componentes de frecuencia, éstas pueden llegar a tener hasta 30 dBm más que las señales no linealizadas, y una reducción de hasta el 80 % de ancho de las componentes, permitiendo la posibilidad de la implementación multipunto de este sistema. Este método de concatenación de un patrón cíclico no solo se limita a este tipo de sistemas, sino que se puede explorar en cualquier otro trabajo donde la técnica de interrogación del sensor sea C-OFDR y se realice una reducción de la no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser. Trabajos como los reportados por [18-21] pueden mejorar su resolución implementando este método, independientemente del parámetro de medición para los cuales sean implementados (temperatura, presión, deformación, etcétera).

En el tercer método investigado se partió de la observación de la variación del patrón cíclico de acuerdo con las dimensiones de las cavidades de la cabeza sensora. Tomando en cuenta que el patrón cíclico está formado de un número entero de ciclos de onda de las señales de batimiento del sensor durante un “periodo de sincronía” y que las frecuencias de batimiento son proporcionales a la longitud de las cavidades del sensor, al ajustar las dimensiones de éstas se puede tener un periodo de sintonía determinado. Esto permite establecer, mediante la relación de las longitudes de las cavidades, un periodo de sintonía en específico previo a la fabricación del sensor. De tal forma que este periodo sea una fracción de un ciclo de barrido de la señal del sensor. Esta fracción sería tan pequeña que el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda se vería disminuido en ésta; permitiendo reducir este efecto no deseado sin necesidad de un interferómetro auxiliar. Tras estudiar esta propuesta se encontró que la frecuencia de sintonía estaba relacionada al máximo común divisor de las componentes de frecuencia

de batimiento del sensor. Lo cual permitió realizar el diseño de un sensor con un periodo de sintonía de 146 us; éste corresponde a un séptimo del periodo de modulación efectiva aplicado al láser, 1 ms. Con este sensor se pudo obtener una resolución de  $2 \times 10^{-6}$  UIR, con una precisión de  $3 \times 10^{-6}$  UIR. Comparando estos resultados con los obtenidos con el método anterior, se demuestra que ambos tienen rendimientos semejantes, con la diferencia de que el diseño previo de las cavidades del sensor permite simplificar la configuración óptica del sistema, al prescindir del interferómetro auxiliar. Esta propuesta es una de las primeras técnicas que no requieren un sistema auxiliar para reducir el efecto no lineal a diferencia de los trabajos antes mencionados [18-21].

Generalmente para la medición del índice de refracción usando sensores de fibra óptica, la resolución de las mediciones se define por la resolución del equipo de adquisición de datos [25-30]. Esto limita la portabilidad, aumenta el costo de aplicación y, en algunos casos, enmascara la resolución real de los sistemas. Para evitar lo último, en este trabajo se propone la implementación de la resolución del sistema definida a partir de la variabilidad de los datos obtenidos [48]. Esto mediante la aplicación de herramientas paramétricas estadísticas al conjunto de las mediciones que permite definir un intervalo entorno al índice refracción medido, con el cual se determina el cambio mínimo de unidades de índice de refracción capaz de registrar el sistema. Esta definición de la resolución nos permite tener independencia de los equipos de adquisición de datos usados en el sistema.

En conclusión, los resultados obtenidos por los tres métodos aquí propuestos permiten mostrar tres aportes relevantes, el primero, la implementación por primera vez de la reducción del efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda en refractómetros de fibra óptica; el segundo aporte es la mejora en resolución y precisión de hasta valores de  $10^{-6}$  en refractómetros de fibra óptica con sensores con auto referenciación; y por último, el desarrollar un método para reducir la no linealidad de barrido de longitud de onda sin la necesidad de un interferómetro auxiliar, el cual se puede extender a cualquier sistema basado en C-OFDR.

## 7. CONCLUSIONES

Con el presente trabajo de investigación se ha demostrado el impacto que se tiene al reducir el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda del láser en refractómetros de fibra óptica basados en C-OFDR. De esto se puede resaltar la implementación de la reducción del efecto de la no linealidad de barrido de la longitud de onda del láser, por primera ocasión, en sensores de fibra para medición del IR; la mejora de resolución y precisión de las mediciones del IR de hasta 2 órdenes de magnitud (alcanzando el rango de  $10^{-6}$  UIR) en comparación con lo reportado en otros trabajos con configuraciones similares; y por último el desarrollo e implementación de un método para reducir el efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda que elimina la necesidad de un interferómetro auxiliar.

También se define e implementa por primera ocasión una resolución basada en la variabilidad de las mediciones mediante el uso de la longitud del intervalo de confianza. Con esta definición se puede aproximar de manera precisa la medición obtenida a un valor cercano al valor real de lo que es posible medir con nuestro sistema. Logrando con esto una independencia de la resolución de los equipos para la adquisición de datos.

Además, la compensación del efecto de la no linealidad de barrido permite el diseño de un sistema de medición multipunto con sensores de fibra con autorreferencia. Esto es posible debido a que las componentes de frecuencia de batimiento de cada sensor se vuelven más estrechas y de mayor amplitud después de la reducción del efecto de la no linealidad. Permitiendo con ello su fácil identificación y utilización en el cálculo del IR de varias muestras de manera simultánea.

Cabe resaltar que las configuraciones ópticas implementadas para comprobar estos métodos están formadas por componentes estándar de fibra óptica. Los sensores fueron fabricados utilizando fibra monomodo estándar, ácido fluorhídrico y una empalmadora de fibra óptica, materiales comunes en laboratorios que manejen sensores de fibra. Además, como fuente óptica sintonizable se usa un láser estándar DFB de 1550 nm de baja potencia sintonizado por corriente. Con todo eso se plantea que estas configuraciones sean fáciles de replicar, debido a su configuración sencilla; que tengan una reducción de costo en comparación con otros refractómetros de fibra con un desempeño similar, por

ejemplo, los basados en medición del campo evanescente de la fibra; y posteriormente realizar prototipos portátiles que puedan medir in situ y en tiempo real, fuera de las condiciones ideales de un laboratorio.

Los métodos propuestos también pueden ser aplicados en otros sistemas de detección con sensores de fibra, donde un láser sintonizable es implementado, como tomografía de coherencia óptica o sistemas para monitorear la tensión, la temperatura, la presión, etc.

## 8. RECOMENDACIONES

A continuación, se proponen el trabajo a futuro surgido de los resultados de la investigación presentada:

### **El desarrollo de un prototipo portátil funcional:**

Este trabajo a futuro es posible debido a los siguientes puntos: el algoritmo empleado para la reducción del efecto de la no linealidad de barrido y la concatenación de patrones cíclicos de la señal pueden ser implementados en una tarjeta de desarrollo de gama media (con un microcontrolador ARM), haciendo el sistema no dependiente de un equipo de cómputo complejo. El sistema de detección se basa en componentes de fibra estándar monomodo y componentes optoelectrónicos estándar, como un láser DFB estándar cuyo barrido es generado por una corriente no mayor a 40mA; esto permite el montaje del sistema con costo bajo en comparación con otros refractómetros con el mismo rendimiento. Este prototipo se espera que sea portátil, robusto y de resoluciones cercanas a las logradas en el laboratorio (valores en el rango de  $10^{-5}$ )

### **Comprobación de los métodos con diferentes configuraciones de sensores:**

Se plantea el poder realizar pruebas experimentales utilizando diferentes fuentes sintonizables laser, así como cambiando la configuración del sensor usado en la medición. Comprobar la eficiencia de los métodos propuestos en sistemas basados en sistemas C-OFDR, y cuyos sensores sean interferómetros de fibra óptica en sus diferentes configuraciones.

### **Comprobación de los métodos en parámetros diferentes:**

También se contempla poder aplicar algunos de los métodos propuestos a sistemas ya implementados en el grupo de investigación o reportados por otros, donde se realice la reducción del efecto de la no linealidad de barrido de longitud de onda de la fuente óptica del sistema. Esto para poder medir la mejora que se puede alcanzar en esos sistemas donde se mida diferentes parámetros tales como la temperatura, la presión, la deformación o la curvatura de la fibra.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Burchard, Ulrich, and Olaf Medenbach. "The refractometer." *The Mineralogical Record*, vol. 40, no. 2, 2009, p. 135-159.
- [2] Martínez-Manuel, Rodolfo, et al. "Multi-point fiber refractometer using Fresnel reflection and a coherent optical frequency-domain multiplexing technique." *Applied optics* 58.3 (2019): 684-689.
- [3] Yüksel, Kivilcim. "Optical fiber sensor system for remote and multi-point refractive index measurement." *Sensors and Actuators A: Physical* 250 (2016): 29-34.AWG
- [4] Park, Kwan Seob, et al. "Compact and multiplexible hydrogen gas sensor assisted by self-referencing technique." *Optics express* 19.19 (2011): 18190-18198.
- [5] López, J. H., Esteban, Ó., Shlyagin, M. G., and Martínez-Manuel, Rodolfo. "Multipoint refractometer based on combined correlation and frequency multiplexing." *IEEE Photonics Technology Letters* 29.17 (2017): 1479-1482.
- [6] Esquivel-Hernández, Jonathan, and Martínez-Manuel, Rodolfo. "Resolution improvement in a multi-point fiber refractometer based on coherent-OFDR." *IEEE Photonics Technology Letters* 32.9 (2020): 530-533.
- [7] Esquivel-Hernández, Jonathan, and Martínez-Manuel, Rodolfo. "Optical frequency sweeping nonlinearity compensation implemented in a multipoint fiber optic refractometer." *Optical Engineering* 59.1 (2020): 016101.
- [8] Shlyagin, M. G., Martínez-Manuel, Rodolfo, and Ó. Esteban. "Optical-fiber self-referred refractometer based on Fresnel reflection at the fiber tip." *Sensors and Actuators B: Chemical* 178 (2013): 263-269.
- [9] Martínez-Manuel, Rodolfo, Óscar Esteban, and Mikhail G. Shlyagin. "Simple low-cost refractometer using a disposable optical fiber tip for measurements." *Optical Engineering* 55.11 (2016): 116108.
- [10] Chen, Pengcheng, Xuewen Shu, and Haoran Cao. "Novel compact and low-cost ultraweak Fabry–Perot interferometer as a highly sensitive refractive index sensor." *IEEE Photonics Journal* 9.5 (2017): 1-10.
- [11] Rifat, Ahmmed A., et al. "Highly sensitive multi-core flat fiber surface plasmon resonance refractive index sensor." *Optics express* 24.3 (2016): 2485-2495.

- [12] Sanchez, P., et al. "High-sensitive lossy mode resonance-based optical fiber refractometers by means of sputtered indium oxide thin-films." Smart Sensors, Actuators, and MEMS VII; and Cyber Physical Systems. Vol. 9517. International Society for Optics and Photonics, 2015
- [13] Rao, Yun-Jiang, et al. "In-line fiber Fabry-Perot refractive-index tip sensor based on endlessly photonic crystal fiber." Sensors and Actuators A: Physical 148.1 (2008)
- [14] Esquivel-Hernández, Jonathan, and Martínez-Manuel, Rodolfo. "Cascaded-Cavity Design for Reducing the Nonlinearity Effect in a Fiber Refractometer Based on C-OFDR." IEEE Photonics Technology Letters 32.18 (2020): 1199-1202.
- [15] Ding, Zhenyang, et al. "Distributed optical fiber sensors based on optical frequency domain reflectometry: A review." Sensors 18.4 (2018): 1072.
- [16] Yuksel, Kivilcim, et al. "Optical frequency domain reflectometry: A review." 2009 11th International Conference on Transparent Optical Networks. IEEE, 2009.
- [17] Müller, Fabian M., et al. "Frequency-modulated laser ranging sensor with closed-loop control." Photonic Instrumentation Engineering V. Vol. 10539. International Society for Optics and Photonics, 2018.
- [18] Zhao, Shiyuan, Jiwen Cui, and Jiubin Tan. "Nonlinearity Correction in OFDR System Using a Zero-Crossing Detection-Based Clock and Self-Reference." Sensors 19.17 (2019): 3660.
- [19] Moore, Eric D., and Robert R. McLeod. "Correction of sampling errors due to laser tuning rate fluctuations in swept-wavelength interferometry." Optics express 16.17 (2008): 13139-13149.
- [20] Yüksel, Kivilcim, Marc Wuilpart, and Patrice Mégret. "Analysis and suppression of nonlinear frequency modulation in an optical frequency-domain reflectometer." Optics express 17.7 (2009): 5845-5851.
- [21] Ahn, Tae-Jung, Ji Yong Lee, and Dug Young Kim. "Suppression of nonlinear frequency sweep in an optical frequency-domain reflectometer by use of Hilbert transformation." Applied optics 44.35 (2005): 7630-7634.
- [22] A.KRÜSS Optronic. "Refractometer applications." Página web, 2018, <https://www.kruess.com/en/campus/refractometry/refractometer-applications/> (15 de enero de 2021).

- [23] Lee, Byoung-ho. "Review of the present status of optical fiber sensors." *Optical fiber technology* 9.2 (2003): 57-79.
- [24] Sanchez-Castro, Veronica. "Capítulo 3 Sensor de pH mediante onda evanescente." Archivo PDF, 2016, <http://bibing.us.es/proyectos/abreproy/12025/fichero/6+-+Sensor+de+pH+mediante+onda+evanescente.pdf> (19 de mayo de 2020).
- [25] Polynkin, Pavel, et al. "Evanescent field-based optical fiber sensing device for measuring the refractive index of liquids in microfluidic channels." *Optics letters* 30.11 (2005): 1273-1275.
- [26] Zaca-Morán, P., et al. "Etched optical fiber for measuring concentration and refractive index of sucrose solutions by evanescent waves." *Laser Physics* 28.11 (2018): 116002.
- [27] Ittiarah, Jijo V., Siraj Sidhik, and Tarun Kumar Gangopadhyay. "Refractometry using evanescent field-based fiber loop ringdown spectroscopy." *Sensors and Actuators A: Physical* 223 (2015): 61-66.
- [28] Chandani, Sameer M., and Nicolas AF Jaeger. "Fiber-optic temperature sensor using evanescent fields in D fibers." *IEEE Photonics Technology Letters* 17.12 (2005): 2706-2708.
- [29] Rifat, Ahmmed A., et al. "Highly sensitive multi-core flat fiber surface plasmon resonance refractive index sensor." *Optics express* 24.3 (2016): 2485-2495.
- [30] Paliwal, Nidhi, and Joseph John. "Lossy mode resonance (LMR) based fiber optic sensors: A review." *IEEE Sensors Journal* 15.10 (2015): 5361-5371.
- [31] Liao, C. R., T. Y. Hu, and D. N. Wang. "Optical fiber Fabry-Perot interferometer cavity fabricated by femtosecond laser micromachining and fusion splicing for refractive index sensing." *Optics express* 20.20 (2012): 22813-22818.
- [32] Liu, Shen, et al. "High-sensitivity strain sensor based on in-fiber rectangular air bubble." *Scientific reports* 5.1 (2015): 1-7.
- [33] Choi, Hae Young, et al. "Cross-talk free and ultra-compact fiber optic sensor for simultaneous measurement of temperature and refractive index." *Optics express* 18.1 (2010): 141-149.

- [34] Chen, Shaoqiang, et al. "Broadband tunable integrated CMOS pulser with 80-ps minimum pulse width for gain-switched semiconductor lasers." *Scientific reports* 7.1 (2017): 1-8.
- [35] Cibula, Edvard, and Denis Donlagic. "Low-loss semi-reflective in-fiber mirrors." *Optics express* 18.11 (2010): 12017-12026.
- [36] Machavaram, V. R., R. A. Badcock, and G. F. Fernando. "Fabrication of intrinsic fibre Fabry–Perot sensors in silica fibres using hydrofluoric acid etching." *Sensors and Actuators A: Physical* 138.1 (2007): 248-260.
- [37] Yuan, Jianying, et al. "A Fresnel reflection-based optical fiber sensor system for remote refractive index measurement using an OTDR." *Photonic sensors* 4.1 (2014): 48-52.
- [38] Di Wu, Tao Zhu, et al. , "Intrinsic fiber-optic Fabry–Perot interferometer based on arc discharge and single-mode fiber," *Appl. Opt.* 52, 2670-2675 (2013)
- [39] López, R. M., et al. "Coherent optical frequency domain reflectometry for interrogation of bend-based fiber optic hydrocarbon sensors." *Optical Fiber Technology* 10.1 (2004): 79-90.
- [40] Khomenko, A., Shlyagin, M., Miridonov, S., and Tentori, D, "Wavelength-scanning technique for distributed fiber-optic sensors." *Optics letters*, 18(23), 2065-2067(1993).
- [41] Glombitza, Ulrich, and Ernst Brinkmeyer. "Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides." *Journal of Lightwave technology* 11.8 (1993): 1377-1384.
- [42] Feng, Bowen, et al. "Improving OFDR spatial resolution by reducing external clock sampling error." *Optics Communications* 363 (2016): 74-79.
- [43] Saunders, John E., et al. "Refractive indices of common solvents and solutions at 1550 nm." *Applied optics* 55.4 (2016): 947-953.
- [44] Manuel, Rodolfo Martínez, and H. E. Sutherland. "Signal conditioning for compensating nonlinearity and nonrepeatability of an optical frequency scanning laser implemented in a C-OFDR system." *Applied optics* 56.3 (2017): 457-461.
- [45] Iliev, Anton & Kyurkchiev, Nikolay & Rahnev, Asen. "A New Improvement Euclidean Algorithm for Greatest Common Divisor. I." *Neural, Parallel, and Scientific Computations* 26(2018): 355-362.

- [46] Wikipedia, La enciclopedia libre. "Máximo común divisor." Página web, 2020, [https://es.wikipedia.org/w/index.php?title=M%C3%A1ximo\\_com%C3%BAn\\_divisor&oldid=133825307](https://es.wikipedia.org/w/index.php?title=M%C3%A1ximo_com%C3%BAn_divisor&oldid=133825307)>, ( 7 de abril 2020).
- [47] Dice, David. "Accuracy and Precision." Página web, 2009, [http://www.digipac.ca/chemical/sigfigs/accuracy\\_and\\_precision.htm](http://www.digipac.ca/chemical/sigfigs/accuracy_and_precision.htm),(17 de enero 2021).
- [48] Marco-Sanjuán, Francisco. "Intervalo de confianza." Pagina web, 2017, Economipedia.com, <https://economipedia.com/definiciones/intervalo-de-confianza.html> (17 de enero 2021)
- [49] Mosquera Saravia, Cristián Rodrigo. "Comparación entre los métodos de evaluación de incertidumbre y estudios de repetibilidad y reproducibilidad para la evaluación de las mediciones." Diss. Universidad de San Carlos de Guatemala, 2007.
- [50] A.KRÜSS Optronic. "Product Categories: Refractometer." Página web, 2018, <https://www.kruess.com/en/produkt-kategorie/refractometers/>, (15 de enero de 2020).

## **ANEXO A. FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE ESPEJOS INTRÍNSECOS EN LA FIBRA ÓPTICA GENERADOS POR ATAQUE QUÍMICO**

Las técnicas convencionales de grabado en húmedo se han utilizado ampliamente en aplicaciones de micro maquinado de superficie, como la fabricación de circuitos integrados y sistemas micro electromecánicos [1, 2]. La implementación de éstas en fibra óptica ha tenido gran impacto debido a las ventajas que brindan, tal como sencilla ejecución y bajo costo en comparación a otros métodos de micro maquinado. Este método se ha implementado principalmente en el adelgazamiento del diámetro de la fibra para medición de campo evanescente [3]; generación y preparación de puntas de fibras con geometrías especiales [4]; y en la generación de meniscos<sup>4</sup> en la punta de la fibra para generación de cavidades en una fibra óptica [5]. Estas cavidades se han estudiado recientemente para su implementación como espejos internos en sistemas que implementan OFDR. Esto debido a su aparente reflexión constante en el rango de cientos de picómetros de barrido de la longitud de onda de la fuente óptica sintonizable y a la estabilidad de su reflexión frente a cambios de temperatura.

Para el caso de la implementación de las cavidades como espejos intrínsecos en fibra óptica las cavidades deben cumplir con dos condiciones principales: un amplio rango espectral libre (FSR) en torno a las longitudes de onda que se utilizan y una estabilidad térmica de la cavidad. Lo primero permite que el espejo pueda reflejar sin atenuaciones causadas por el espectro propio de la cavidad. La estabilidad térmica es para evitar corrimientos del espectro de la cavidad evadiendo nuevamente atenuaciones por esta causa. Para garantizar ambos parámetros, las cavidades deben tener una dimensión reducida (12  $\mu\text{m}$  para fuentes con un valor nominal de longitud de onda de 1550 nm) ya que eso permite un amplio FSR y una razón de corrimiento del espectro por temperatura de la cavidad reducido.

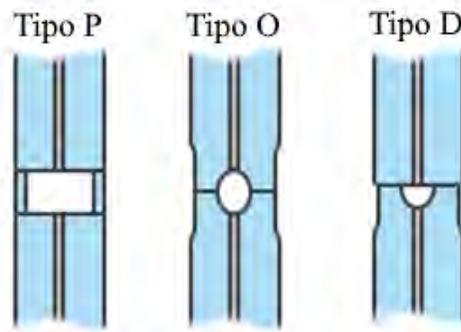
---

<sup>4</sup> Superficie curva que se forma en un extremo de una columna que puede ser cóncava o convexa.

A continuación, se explicará los diferentes tipos de espejos a partir de cavidades que se han reportado.

## TIPOS DE ESPEJOS INTRÍNSECOS EN FIBRA

Dependiendo de las formas de las terminaciones de las fibras que conformen la cavidad, los espejos presentan variaciones en su reflexión, transmisión e incluso pérdidas. Estas terminaciones pueden obtenerse ya sea por el corte de la fibra, el tipo de fibra usada, por deformación a altas temperaturas o mediante el ataque químico antes mencionado. Se puede clasificar estas combinaciones en tres grupos de cavidades: las cavidades tipo P que tienen ambas caras planas; las cavidades tipo D, las cuales tienen una cara plana y otra curva; y las cavidades tipo O, donde ambas caras son curvas y se pueden observar en la Figura A.1.



*Figura A.1 Tipos de espejos intrínsecos*

Las cavidades tipo P son generadas principalmente mediante el empalme de fibra sin núcleo o la utilización empalmes mecánicos. En este tipo de espejos la reflectividad y pérdidas depende del medio que se encuentre dentro de la cavidad, que regularmente es aire. Estos presentan aproximadamente la misma reflexión en ambas caras del espejo.

Las cavidades tipo O son generadas por la fusión de dos fibras con meniscos en sus puntas, generados por ataque químico o por pulsos de un láser de femtosegundos. En este tipo de espejos el medio interno de la cavidad es el aire. Al igual que en la configuración anterior, ambas caras presentan la misma reflexión. Sin embargo, tanto la reflexión y la transmisión son menores al espejo tipo P.

Cabe señalar que ambas configuraciones presentan pérdidas principalmente por acoplamiento de la luz que sale de la fibra y se trata de acoplar en la otra cara del espejo.

De manera experimental se han registrado pérdidas de hasta 5 dBm en los espejos tipo P y de hasta 8 dBm en los tipos O.

Las cavidades tipo D son obtenidas por la fusión de una fibra con un menisco centrado en su núcleo, al final de ésta, y una fibra con una punta plana. Debido a la geometría de sus caras, estos espejos cuentan con dos propiedades: una transmisión más alta que su reflexión y diferentes valores de reflexiones dependiendo que cara es irradiada.

Con estas características en los espejos se podría mejorar la configuración del sensor con auto referenciación propuesto en este trabajo. Mediante una alta transmitancia permite que llegue una porción mayor de la intensidad de luz de la fuente a los espejos posteriores y al final de la fibra donde es de utilidad tener una buena intensidad. Por otro lado, la diferencia de reflectividad de las caras del espejo evita la generación de armónicos en la señal de interferencia medida. Estos armónicos se generan por las reflexiones múltiples ocurridas dentro de las cavidades formadas por los espejos. Lo cual genera alteraciones en la amplitud de las componentes de frecuencia del sensor, limitando con ello, la resolución y la precisión de las mediciones.

A continuación, se mostrará una simulación de un espejo tipo D mediante un software de trazado de rayos para observar la reflexión, la transmisión y las pérdidas de potencia por acoplamiento y para corroborar estas propiedades.

## **SIMULACIÓN DE LAS PROPIEDADES DEL ESPEJO TIPO D MEDIANTE EL TRAZADO DE RAYOS**

Para validar las propiedades antes mencionadas de esta configuración, se hizo uso de TracePro®, el cual es un programa comercial de ingeniería óptica para diseñar y analizar sistemas ópticos y de iluminación mediante el uso de trazado de rayos. El algoritmo de trazado de rayos consiste en calcular la intensidad de la luz como píxeles en un plano de la imagen, es decir obtener una imagen de la irradiancia de una sección, tomando en cuenta efectos de iluminación durante el trayecto de la luz como pueden ser reflexiones, refracciones o sombras arrojadas. En nuestro caso se estudian la reflexión, la transmisión y las pérdidas de un espejo tipo D alternando la cara en que se incide la luz. Para poder llevar a cabo esta simulación se requirió de un modelo 3D del espejo. Este modelo se

basó en las dimensiones reportadas en [3]. Este menisco en la punta de la fibra fue generado por un ataque químico de 5 min de duración con ácido fluorhídrico al 48%. Dichas dimensiones pueden verse en la Tabla A.1. La fuente óptica utilizada en esta simulación está basada en el láser DFB con una irradiancia de  $1000 \text{ W/m}^2$ , este valor solo es con fines de simulación.

Tabla A.1 Características geométricas de las cavidades obtenidas por el ataque por ácido fluorhídrico en función del tiempo del ataque [3].

Tiempo de ataque químico (min)	Diámetro de la fibra atacada ( $\mu\text{m}$ )	Profundidad de la cavidad generada ( $\mu\text{m}$ )	Ángulo cónico de la cavidad
5	108.8	7.4	$50.3^\circ$

En la Figura A.2 podemos ver cómo es la irradiancia total captada en los extremos del núcleo de la fibra óptica cuando la luz incide en la cara plana del espejo. De la Figura A.2a se puede ver que el haz transmitido a través del espejo, mantiene la distribución gaussiana de la intensidad del láser con un valor promedio de 40-50% del valor de irradiancia de la fuente. La irradiancia de esta reflexión esta mostrada en la Figura A.2b. donde se ve una distribución no homogénea a través del área del núcleo, con un 5-7% del valor de irradiancia de la fuente. Por lo cual se puede estimar que la transmisión es aproximadamente 10 veces mayor que la reflexión del espejo.

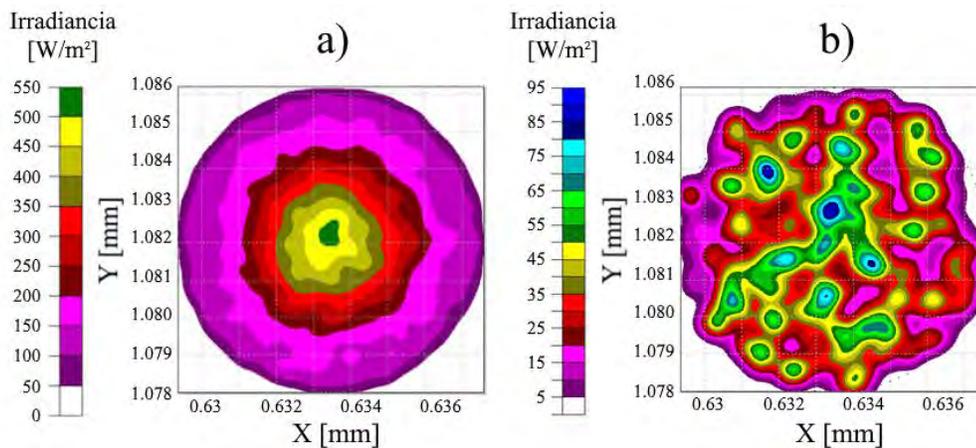
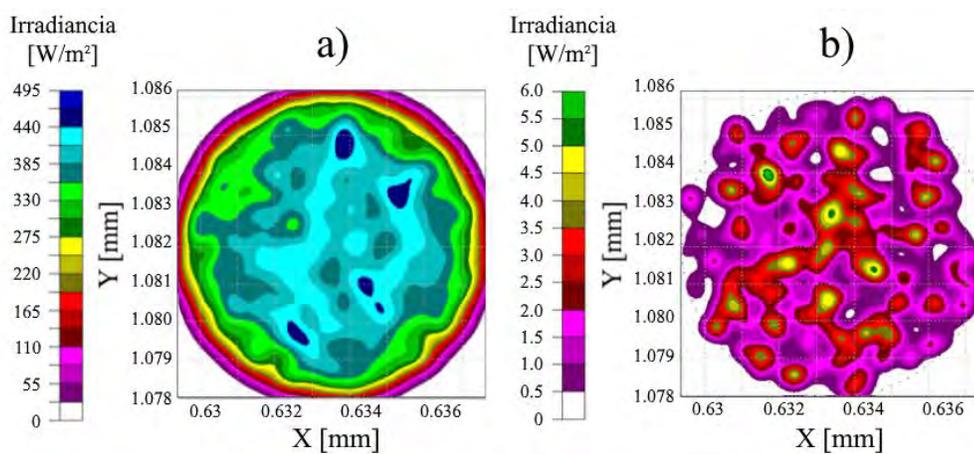


Figura A.2 Resultados de la simulación en Tracepro® mostrando la irradiancia captada en los extremos de la fibra cuando la luz incide en la cara plana de del espejo tipo D a) corresponde a la irradiancia de transmisión; b) corresponde a la irradiancia de reflexión

En el caso de incidencia del haz en la cara curva del espejo, la Figura A.3a muestra la irradiancia total de la luz transmitida en el espejo. En esta imagen se puede ver que aún se mantiene la distribución gaussiana del láser, pero con una amplificación de la parte central de la misma. Esto debido a la curvatura de la cara del espejo. También se ve un ligero incremento en la irradiancia total en transmisión en comparación a la transmisión de la otra cara, con un 40-55% del valor de irradiancia de la fuente. En el caso de la reflexión, se tiene un valor promedio de 0.03-0.05% del valor de irradiancia de la fuente y se puede apreciar en la Figura A.3b.



*Figura A.3 Resultados de la simulación en Tracepro® mostrando la irradiancia captada en los extremos de la fibra cuando la luz incide en la cara curva de del espejo tipo D a) corresponde a la irradiancia de transmisión; b) corresponde a la irradiancia de reflexión*

Al comparar los valores de reflexión de ambas caras, tenemos que la reflexión de la cara plana es 10 veces mayor que la reflexión de la cara curva. En el caso de los valores de transmisión tenemos que ambas transmisiones son similares. En cuanto a las pérdidas por acoplamiento se estiman entre 2.75 a 3 dBm, siendo menores a las obtenidas por las otras configuraciones. Con estos resultados queda definido que estos espejos cuentan con una buena transmisión en el espejo; importante para garantizar que la luz llegue a todos los espejos consecutivos y la punta de la fibra dependiendo de la configuración de la aplicación de estos espejos; y en el caso de reflexión, se tiene que el espejo cuenta con reflexiones diferentes para cada una de sus caras, siendo la cara curva la que cuenta con el menor valor de reflexión del espejo. Esto en cavidades F-P formadas por estos espejos permitirá reducir las reflexiones múltiples en la cavidad, reduciendo así el error

de las mediciones por variación de la amplitud de las componentes; permitiendo mejorar la resolución, la precisión y la estabilidad de las mediciones.

## FABRICACIÓN DE LOS ESPEJOS

Para la fabricación de estos espejos, la punta de una SMF es cortada como se ve en la Figura A.4a; después esta punta se sumerge en ácido fluorhídrico con una concentración al 48%, ver Figura A.4b. El tiempo de ataque con el ácido permite controlar la profundidad de la cavidad, esto se ha estudiado y reportado en trabajos previos tales como en [3] y [4]. Para este trabajo se ha determinado de forma experimental, que el ataque químico durante un 1min permite cavidades tan pequeñas ( $<12 \mu\text{m}$ )<sup>5</sup>, que puedan ser implementadas como espejos, sin perder las características antes mencionadas de la cavidad tipo D.

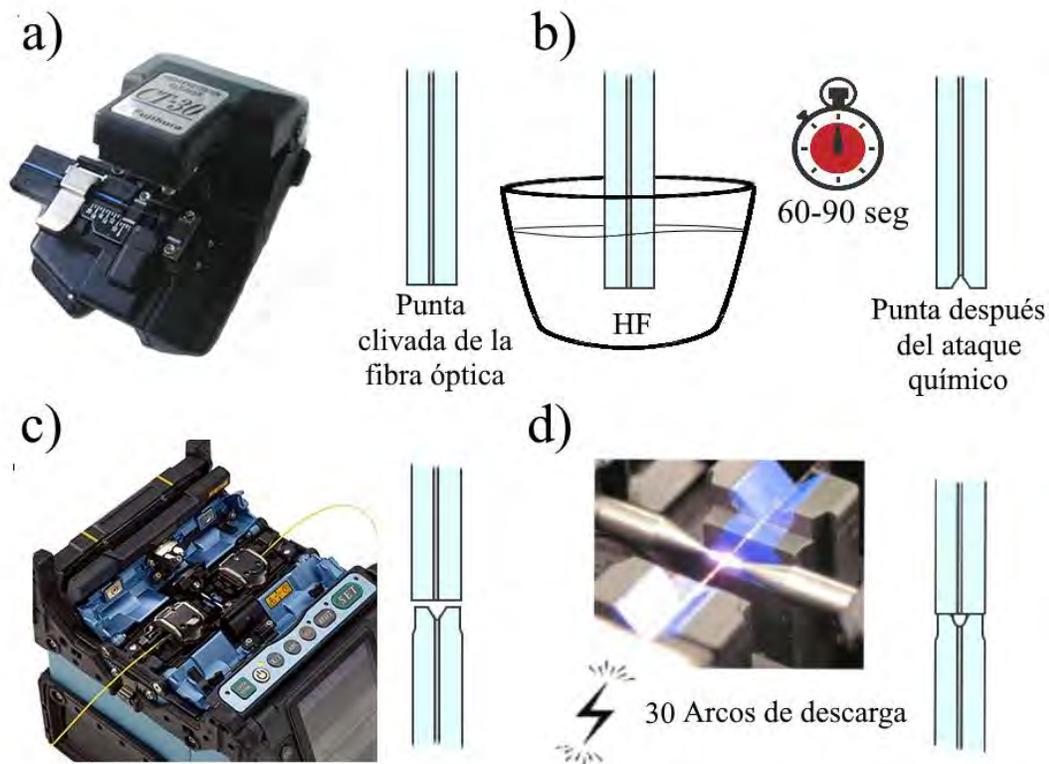


Figura A.4 Proceso de fabricación de para la fabricación de espejos por ataque químico usando ácido fluorhídrico a 48% y la empalmadora Fujikura® 70s a potencia estándar

<sup>5</sup> Este valor se estimó a partir de la medición del espectro de la cavidad generada irradiada por una laser supercontinuo.

Posterior al ataque químico, se cliva otra SMF y se empalma a la punta atacada mediante una empalmadora Fujikura® 70s, ver Figura A.4c. Esta empalmadora nos permite modificar sus parámetros de operación tales como la potencia de los arcos de descarga usados para fusionar las fibras, la aplicación de un tiempo de precalentamiento, el solapamiento entre las fibras y definir un control manual de la aplicación de los arcos de descarga. De manera experimental se determinó que 30 arcos de descarga son suficientes para unir las fibras sin generar deformaciones o burbujas, ver Figura A.4d.

Cuando se realiza una fusión de fibras, existe la etapa de precalentamiento, en la cual las caras de ambas fibras son sometidas a arcos que las reblandecen. En el caso de que se realice la fusión de la cara atacada con una plana y el precalentamiento este activo, por el reblandecimiento mencionado, ocurre la generación de una burbuja como se ve en la Figura A.5b. El tamaño de esta burbuja dependerá del tamaño de la cavidad generada por el ataque químico y el tiempo de precalentamiento usado en la fusión. Es por esta razón que, para evitar una deformación de la cavidad, se omite la etapa de precalentamiento en este trabajo, obteniendo un empalme como en la Figura A.5a.

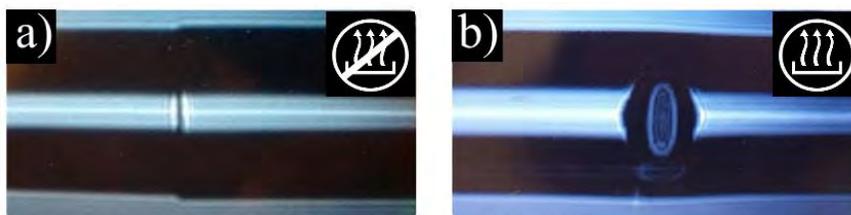


Figura A. 5 a) Fusión de las fibras sin precalentamiento; b) Fusión de las fibras con precalentamiento.

Los arcos manuales se realizan para poder controlar tanto la resistencia del empalme como las pérdidas que se generan al empalmar. De manera experimental se tiene que 30 arcos a potencia media del modelo de la empalmadora son suficientes para tener un empalme aceptable en resistencia al esfuerzo y con pérdidas reducidas (< 4 dBm).

## CARACTERIZACIÓN DE LOS ESPEJOS

### Configuración experimental

Para corroborar los parámetros de reflexión y de transmisión del espejo generado se propone la siguiente configuración experimental mostrada en la Figura A.6.

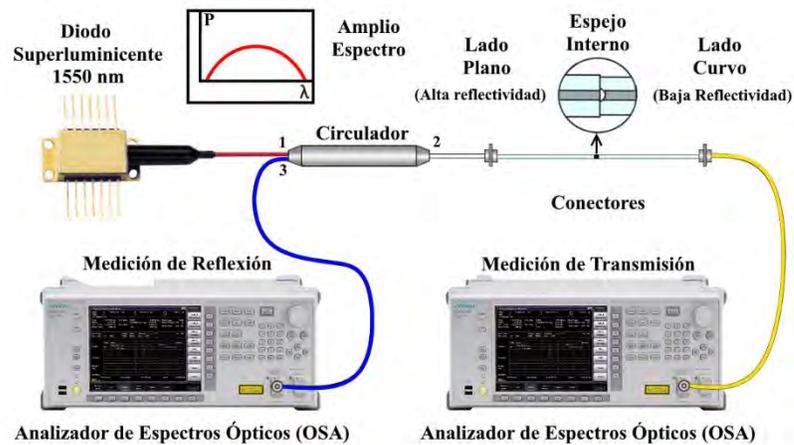


Figura A.6 Configuración del sistema para la caracterización de espejos

El haz de una fuente de espectro amplio (láser super-luminiscente SDL1550s de Thorlabs®) se hace incidir en el puerto uno de un circulador. A la salida del puerto dos de este, se conecta la fibra que contiene el espejo a caracterizar. Del otro extremo de esta fibra se conecta un OSA para registrar el espectro de transmisión del espejo. La reflexión de este regresa por el puerto dos, se direcciona al puerto tres y se monitorea el espectro de reflexión con el OSA. Una vez que se obtienen las mediciones, la fibra que contiene el espejo se conecta de forma inversa para repetir las mediciones y caracterizar el espejo en ambas direcciones.

Cabe mencionar que se puede sustituir el OSA por el medidor de potencia óptica. Sin embargo, el monitoreo de los espectros nos permite descartar defectos de fabricación de los espejos. Estos defectos se presentan durante el empalme de las fibras y pueden alterar el espectro del espejo como se ve en la Figura A.7. Por lo cual se recomienda el uso del OSA.

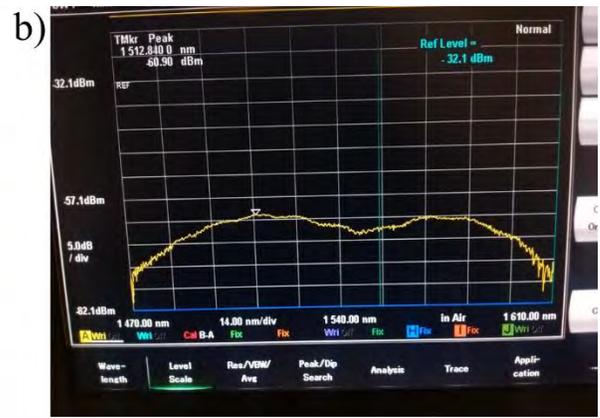


Figura A.7 Espectro correcto de reflexión de un espejo b) Espectro de reflexión de un espejo que presenta defecto de fabricación durante el empalme

### Cálculo del porcentaje de luz reflejado y transmitido por el espejo

Para determinar el porcentaje de luz captado por el espectro, ya sea de transmisión o reflexión, se utiliza la siguiente Ecuación:

$$\%L = \frac{P_{out_{p3}}}{T_{p_1p_2} T_{p_2p_3} P_{in_{p_1}}}$$

donde  $P_{in_{p_1}}$  corresponde a la potencia de entrada al circulador, la cual se obtiene midiendo el valor máxima del espectro de la fuente óptica usada;  $P_{out_{p_3}}$  es la potencia de salida del circulador, y esta es la potencia máxima medida en el espectro de reflexión o de transmisión, dependiendo si se mide la reflectancia o la transmitancia del espejo;  $T_{p_1p_2}$  y  $T_{p_2p_3}$  corresponden al porcentaje de luz transmitida del puerto uno al puerto dos del circulador y del puerto dos al puerto tres de este respectivamente. Estos valores se obtienen caracterizando previamente el circulador.

Los valores promedios obtenidos de reflectividad y transmitancia de los espejos, generados con un cierto periodo de tiempo de ataque químico y empalmados con los parámetros antes mencionados, se muestran en la Tabla A.2.

Tabla A.2 Resultados promedio de las mediciones de espejos de cavidad tipo D mostrando la reflectividad, la transividad y las pérdidas de diferentes tiempos de ataque químico.

Tiempo de ataque [s]	Reflectividad de la cara plana [%]	Transitividad de la cara plana [%]	Reflectividad de la cara curva [%]	Transitividad de la cara curva [%]	Pérdidas [dBm]
15	0.32	60.3	0.17	62.4	2
30	1.67	38.78	0.47	42.75	4
60	4.32	38.19	1.24	42.68	4
300	5.1	27.59	3.21	32.51	5

## PRUEBA DE ESTABILIDAD TÉRMICA

Posteriormente para demostrar la estabilidad térmica del espejo, éste es sometido a una variación de temperatura de 20°C a 80°C. En la Figura A.8 se puede ver la configuración necesaria para esta prueba. La luz del láser DFB se acopla al puerto uno del circulador. Este a su vez direcciona la luz al puerto dos donde está conectada la fibra que contiene el espejo. La luz reflejada por el espejo regresa al puerto dos y direcciona ahora al puerto tres del circulador donde está conectado el medidor de potencia óptica. A la altura del espejo se sitúa un calentador HT10K de Thorlabs®. Este calentador consiste en una resistencia eléctrica sobre una base flexible que cuenta con un termistor NTC para monitorear los cambios de temperatura del calentador. Con el multímetro se toma el valor de la resistencia del termistor. Esta temperatura dependerá del voltaje suministrado a la resistencia eléctrica del calentador por la fuente de voltaje variable. Para calcular la temperatura del calentador mediante la resistencia del termistor se utiliza la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} + \frac{1}{\beta} - \ln\left(\frac{R}{R_0}\right),$$

donde  $T$  es la temperatura del termistor,  $T_0$  es la temperatura inicial del termistor,  $R_0$  es la resistencia del termistor en la temperatura inicial y  $\beta$  es una constante dada por el fabricante del termistor.

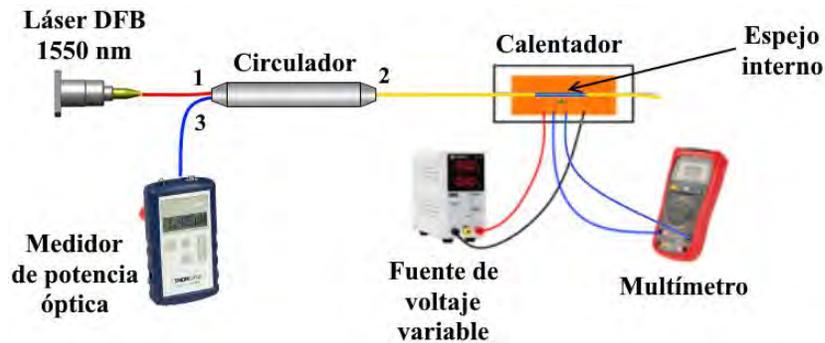


Figura A.8 Configuración para las pruebas de la estabilidad térmica del espejo.

Los resultados de esta prueba se pueden ver en la Figura A.9. Como se puede ver, en un rango de variación de temperatura de  $60^{\circ}\text{C}$ , la variación en la potencia transmitida por espejo es de apenas de  $2.8 \times 10^{-3}$  por lo que se puede considerar que este tipo de espejos son independientes al cambio térmico.

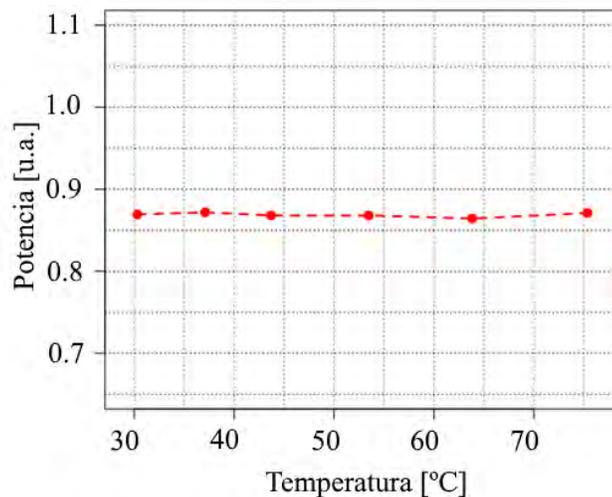


Figura A.9 Grafica de la variación de la potencia de la reflexión a diferentes cambios de temperatura.

## CONCLUSIÓN

En este anexo se expuso la simulación, la fabricación y caracterización de los espejos intrínsecos implementados en este trabajo de investigación. Se mostraron los diferentes tipos de espejos basados en cavidades. De éstos, se simuló un espejo tipo D, para

obtener su reflexión y transmisión a partir del trazado de rayos implementando TracePro®. Con ello se pudo demostrar las dos principales propiedades de este tipo de espejo. Estas son: que la transmisión del espejo puede ser 10 veces su reflectividad, y que las reflectividades de las caras del espejo son diferentes entre sí; teniendo que la cara plana sea de 2 hasta 5 veces mayor en comparación a la cara curva del espejo. Cabe destacar que este tipo de espejos, entre los espejos de cavidades, son los que presentan las menores pérdidas por acoplamiento. Estas pérdidas están entre los 2 a 5 dBm, en comparación de los 6 a 9 dBm presentados en los otros tipos de espejos.

Con respecto a la fabricación de estos espejos se emplea la técnica de micro maquinado en la punta de la fibra por ataque químico usando ácido fluorhídrico al 48% de concentración. Se puede resaltar que tras pruebas experimentales se encontró que la posición de la punta de la fibra tras su inmersión influye en el acabado de ésta y en la reflexión que tendrá al hacer el empalme con la otra fibra. Por lo que se sugiere la implementación de una guía mecánica auxiliar para mantener repetible la posición de la fibra y poder con ello reducir la variabilidad del valor de reflexión, También se aborda la importancia de no usar el precalentamiento del proceso de empalme para la generación de espejos tipo D. Sin embargo, también permite explorar una manera sencilla de generar cavidades tipo O para otras aplicaciones.

Por último, se tiene la caracterización de los espejos y la determinación de la reflectividad, la transmitancia y las pérdidas por acoplamiento de los espejos generados en función del tiempo de ataque químico al que estén sometidos. Se observó que tiempos mayores de un minuto de ataque químico, generan que la diferencia de reflectividades entre caras del espejo sea mayor. Sin embargo, las pérdidas del espejo incrementan hasta 5 dBm. En el caso contrario, para tiempos de 15 a 30 segundos, las reflectividades de las caras son similares y las pérdidas por acoplamiento se reducen hasta 2 dBm. También mediante el uso de un calentador eléctrico, se demostró la estabilidad térmica de estos espejos, haciéndolos candidatos para posibles aplicaciones para prototipos de medición fuera de las condiciones de laboratorio.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS DEL ANEXO

- [1] Y. Liu, D. N. Wang, and W. P. Chen, “Crescent shaped Fabry-Perot fiber cavity for ultra-sensitive strain measurement,” *Sci. Rep.*, vol. 6, no. 1, p. 38390, Dec. 2016.
- [2] S. Chen *et al.*, “Broadband tunable integrated CMOS pulser with 80-ps minimum pulse width for gain-switched semiconductor lasers,” *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, p. 6878, Dec. 2017.
- [3] V. R. Machavaram, R. A. Badcock, and G. F. Fernando, “Fabrication of intrinsic fibre Fabry–Perot sensors in silica fibres using hydrofluoric acid etching,” *Sensors Actuators A Phys.*, vol. 138, no. 1, pp. 248–260, Jul. 2007.
- [4] W. P. Chen, D. N. Wang, B. Xu, C. L. Zhao, and H. F. Chen, “Multimode fiber tip Fabry-Perot cavity for highly sensitive pressure measurement,” *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, p. 368, Dec. 2017.

## **ANEXO B. ARTÍCULOS CIENTÍFICOS GENERADOS A PARTIR DE ESTE TRABAJO DE INVESTIGACIÓN**

Con los resultados obtenidos de este trabajo se generaron tres artículos para su publicación en revistas internacionales indexadas. Estos artículos son:

### **Artículo 1. OPTICAL FREQUENCY SWEEPING NONLINEARITY COMPENSATION IMPLEMENTED IN A MULTIPOINT FIBER OPTIC REFRACTOMETER**

Publicado en Optical Engineering. El manuscrito fue recibido el 11 de noviembre del 2019, aceptado el 11 de diciembre del 2019 y publicado el 2 de enero del 2020.

### **Artículo 2. RESOLUTION IMPROVEMENT IN A MULTI-POINT FIBER REFRACTOMETER BASED ON COHERENT-OFDR**

Publicado en IEEE Photonics Technology Letters. El manuscrito fue recibido el 10 de marzo del 2020, aceptado el 21 de marzo del 2020 y publicado el 8 de abril del 2020.

### **Artículo 3. CASCADED-CAVITY DESIGN FOR REDUCING THE NONLINEARITY EFFECT IN A FIBER REFRACTOMETER BASED ON C-OFDR**

Publicado en IEEE Photonics Technology Letters. El manuscrito fue recibido el 8 de julio del 2020, aceptado el 14 de agosto del 2020 y publicado el 18 de agosto del 2020.

A continuación, se encontraran los artículos completos.

# Optical frequency sweeping nonlinearity compensation implemented in a multipoint fiber optic refractometer

Jonathan Esquivel-Hernández and Rodolfo Martínez-Manuel\*

Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., Prol. Constitución 607, Aguascalientes, Mexico

**Abstract.** A multipoint fiber optic refractometer that uses an algorithm to compensate for the nonlinearity generated by an optical frequency sweeping laser is presented. This compensation allows for designing the multipoint sensing system. Otherwise, only single-point sensing is possible. Also, the nonlinearity compensation, applied to all sensing points simultaneously, permits an improvement in the resolution of each sensing point after the compensation is performed. The mathematical model and experimental results of the proposed multipoint refractive index sensor are presented. © 2020 Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) [DOI: [10.1117/1.OE.59.1.016101](https://doi.org/10.1117/1.OE.59.1.016101)]

**Keywords:** fiber optic refractometer; Fresnel reflection; in-fiber interferometers; nonlinearity correction; multipoint sensing.

Paper 191589 received Nov. 11, 2019; accepted for publication Dec. 11, 2019; published online Jan. 2, 2020.

## 1 Introduction

In recent years, multipoint fiber optic refractometers have been intensively investigated.<sup>1-9</sup> Most configurations reported for multipoint fiber refractometers use the Fresnel reflection at the fiber tip. When the fiber tip is submerged into the sample under test, the reflected light intensity at the fiber tip depends on the refractive index (RI) of the sample, and by measuring this intensity the RI of the sample can be calculated.

The multiplexing techniques implemented in multipoint fiber optic refractometers recently reported are frequency multiplexing, wavelength division multiplexing, time division multiplexing and correlation based multiplexing. In spatial frequency multiplexing and wavelength division multiplexing, fiber cavities of different length and arrayed waveguide gratings (AWGs), respectively, are used to allow for multipoint sensing, thus reducing the amount of equipment and components used per sensing point; however, the resolution achieved in these systems depends on the capabilities of the detection system, and then expensive optical spectrum analyzers are implemented to obtain acceptable resolution values in each sensor.<sup>1,2,6-8</sup> In optical time domain reflectometry (OTDR) a multipoint coupler is used to generate a delayed pulse per sensing channel and a reference channel.<sup>3</sup> On the other hand, multiwavelength OTDR with an AWG,<sup>4</sup> where multiwavelength OTDR utilizing short pulses OTDR, results in increased complexity and cost of equipment. We also reported a combined correlation and frequency multiplexing technique,<sup>5</sup> where only a pair of photodetectors, for reference and sensing signals detection, and an off-the-shelf distributed feedback (DFB) diode laser were implemented; however this system requires relatively high-frequency electronics for detection and digitalization of the signals for subsequent correlation signal processing, and a distance of around 100 m between sensors was implemented for proper demultiplexing of each sensor head. Finally, we also recently reported a coherent optical frequency domain reflectometry (C-OFDR) system,<sup>9</sup> as a multipoint fiber refractometer, where a standard four-pin coaxial pigtailed DFB diode laser and a single low-frequency photodetector for simultaneous sensing signal detection were used; nevertheless, the nonlinearity in the emission of the optical source implemented limits the performance of the system.

---

\*Address all correspondence to Rodolfo Martínez-Manuel, E-mail: [rodolfom@cio.mx](mailto:rodolfom@cio.mx)

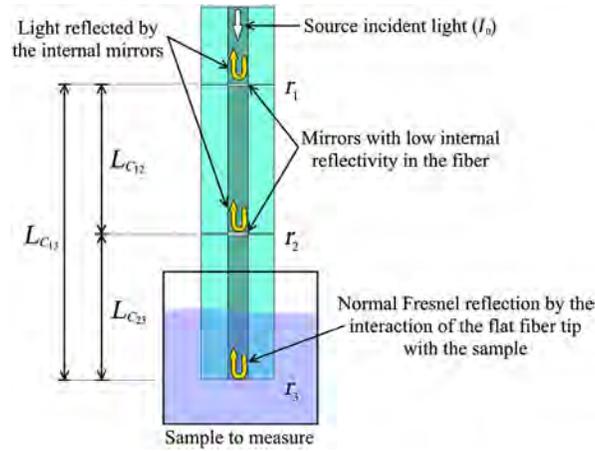
In C-OFDR, an optical frequency sweeping laser and at least two points of optical reflection are required. The reflected waves of light interfere with each other, generating a beat signal. This beat signal provides information in its amplitude, frequency, and phase about the parameter being monitored: distance, temperature, strain, RI, biological images, etc.<sup>9–12</sup> However, most of the sweeping lasers generate a certain degree of nonlinearity in the sweeping cycle. This fluctuation in the rate of optical frequency sweeping results in a spread of the beat frequency. Different methods have been reported to reduce the nonlinearity effect. The two most widely employed methods are based on the implementation of an auxiliary interferometer. Normally, a two-wave interference system is used as the auxiliary interferometer. In one method, known as frequency sampling, the zero-crossing points of the auxiliary interference signal are used to generate a sampling clock signal for the acquisition of the sensor signal.<sup>10,12–14</sup> In this way, a sampling of the sensing signal at equidistant optical frequency points is obtained. The other method reduces the nonlinearity effect in post-acquisition data processing; the auxiliary interferometer signal is sampled at equidistant time intervals, and then signal processing is used to obtain the instantaneous optical frequency-tuning rate.<sup>15–21</sup> Once the nonlinearity behavior of the optical frequency with time is obtained, it is used to correct the sensing signal such that it is sampled at equidistant optical frequency intervals.

We recently reported a temperature fiber sensor, using an algorithm that combines these two methods, reducing the nonlinearity of the optical frequency emission by simply processing the acquired signal in the time domain. In this algorithm, first, the two-wave interference signal from the auxiliary interferometer was subjected to a sampling densification to increase the accuracy in identifying the maxima and minima of this reference signal. The maxima and minima points of this signal were obtained and considered a reference for equidistant optical frequency points, a clock signal, similar to the frequency sampling technique. Then, these equidistant frequency points were used to resample both the reference signal and the sensing signal, similar to the post-acquisition data processing technique, reducing the effects of nonlinearity of the optical source sweeping. The presented process was needed for the initial-wavelength locking in the auxiliary interference pattern to perform a proper phase tracking of the sensing signal. In this paper, we implement the principle of this algorithm in a simpler manner using the auxiliary interferometer only to obtain maxima and minima of its interference pattern. To the best of our knowledge, this is the first time that nonlinearity compensation is implemented in fiber refractometers. This implementation allows for the generation of a multipoint refractometer with C-OFDR while improving the measurement resolution. The sensing system, including the setup section for nonlinearity compensation, is based on standard components for telecommunications, which allow for easy assembling of the system and the use of low-cost components. The mathematical model for a multipoint fiber refractometer is presented. Experimental results of the nonlinearity compensation and the multipoint refractometer are also reported in this paper.

## 2 Theory and Methods

Recently, for RI measurement using the tip of the fiber, a very popular sensing head has been the one formed by three reflectors: one being the tip of the fiber for RI monitoring, and the other two reflectors being in close proximity to the fiber tip forming a reference cavity, as schematically presented in Fig. 1. This reference cavity is used to compensate for any intensity change due to fiber curvature or any change in the optical power of the light source. The fiber mirrors implemented in this reference cavity have been reported to be fabricated using different methods, such as micromachining using pulsing lasers,<sup>22,23</sup> etching of the fiber using hydrofluoric acid,<sup>24,25</sup> twin fiber Bragg grating,<sup>26</sup> different fiber connectors,<sup>27</sup> and splicing of specialty fibers such as hollow-optical fiber<sup>28</sup> and photonic crystal fiber.<sup>29</sup> Most of these reported configurations use an expensive spectrum analyzer to acquire the refractometer signal. Here, we propose the implementation of the C-OFDR technique, implementing an algorithm for nonlinearity compensation to use a single photodetector to acquire the signal from a multipoint fiber optic refractometer.

In this configuration using three-cascaded-reflectors, when the C-OFDR technique is implemented for monitoring the sensing head, the sensing signal is written as



**Fig. 1** Schematic representation of a refractometer sensing head formed by three reflectors.

$$\begin{aligned}
 I_{\text{Ph}}(t) = g & \left[ I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{4\pi\Delta\lambda v_m n_{\text{eff}} L_{c12}}{\lambda^2} t + \frac{4\pi n_{\text{eff}} L_{c12}}{\lambda}\right) \right. \\
 & + 2\sqrt{I_2 I_3} \cos\left(\frac{4\pi\Delta\lambda v_m n_{\text{eff}} L_{c23}}{\lambda^2} t + \frac{4\pi n_{\text{eff}} L_{c23}}{\lambda}\right) \\
 & \left. + 2\sqrt{I_1 I_3} \cos\left(\frac{4\pi\Delta\lambda v_m n_{\text{eff}} L_{c13}}{\lambda^2} t + \frac{4\pi n_{\text{eff}} L_{c13}}{\lambda}\right) \right], \quad (1)
 \end{aligned}$$

where  $n_{\text{eff}}$  is the effective RI of the fiber,  $v_m$  is the frequency modulation applied to the laser,  $\Delta\lambda$  is the wavelength sweeping range,  $\lambda$  is the central wavelength of the laser,  $L_{c12}$ ,  $L_{c23}$ , and  $L_{c13}$  correspond to the length of formed cavities, as shown in Fig. 1, and  $g$  is the photodetector sensitivity. Here  $I_1$ ,  $I_2$ , and  $I_3$  are defined by the interaction of light with the fiber mirrors and the fiber tip and are expressed as  $I_1 = r_1^2 I_0$ ,  $I_2 = \alpha_{c12}^2 t_1^2 r_2^2 I_0$ , and  $I_3 = \alpha_{c12}^2 \alpha_{c23}^2 t_1^2 t_2^2 r_3^2 I_0$ , where  $r_1$ ,  $r_2$ , and  $r_3$  are the reflection coefficient of the fiber mirrors,  $M_1$  and  $M_2$ , and the fiber tip, respectively;  $I_0$  is the fiber-coupled power of light provided by the optical source reaching the sensing head;  $\alpha_{c12}$  and  $\alpha_{c23}$  are the cavity losses between  $M_1$  and  $M_2$  and between  $M_2$  and the fiber tip, respectively;  $t_1$  and  $t_2$  are the transmission loss factor at  $M_1$  and  $M_2$ , respectively, that includes the transmission coefficient and attenuation coefficient at the fiber mirror.

In the Fourier domain, the signal generated at the sensing head produced three narrow peaks at the beat frequency component. This frequency is determined by the length of the cavities forming the sensing head, the modulation frequency of the optical source, and the wavelength sweeping range implemented. The amplitude of these frequency components is written as

$$|A_{12}| = 2g\alpha_{c12} t_1 r_1 r_2 I_0, \quad (2)$$

$$|A_{23}| = 2g\alpha_{c12}^2 \alpha_{c23} t_1^2 t_2 r_2 r_3 I_0, \quad (3)$$

$$|A_{13}| = 2g\alpha_{c12} \alpha_{c23} t_1 t_2 r_1 r_3. \quad (4)$$

From these equations, it can be seen that the amplitude component  $|A_{12}|$  only depends on the signal reflected in  $M_1$  and  $M_2$  and, therefore, can be implemented to remove any power instability coming from the optical source or from any bending of the fiber before the sensing head, regardless of the RI of the sample. This is obtained by only taking the ratio between  $|A_{23}|$  and  $|A_{12}|$ , leaving as the only varying parameter the reflectivity at the fiber tip, which is generated by Fresnel reflection at normal incidence as a function of the RI of the sample under test.

$$\frac{|A_{23}|}{|A_{12}|} = \frac{\alpha_{c12} \alpha_{c23} t_1 t_2}{r_1} r_3 = K r_3, \quad (5)$$

$$r_3 = \frac{n_{\text{eff}} - n_x}{n_{\text{eff}} + n_x}, \quad (6)$$

where  $n_x$  is the RI of the sample and  $K$  is a parameter of the manufactured sensing head, which is obtained through calibration of the system using a well-known RI sample. After  $K$  is obtained and making  $D = |A_{23}|/|A_{12}|$ , we write

$$n_x = n_{\text{eff}} \left[ \frac{K - D}{K + D} \right]. \quad (7)$$

In case of a multipoint system, and considering equal splitting of light for each sensor head, we write

$$I_{s1} = \frac{1}{N} r_{s1}^2 I_0, \quad (8)$$

$$I_{s2} = \frac{1}{N} \alpha_{sc_{12}}^2 t_{s1}^2 r_{s2}^2 I_0, \quad (9)$$

$$I_{s3} = \frac{1}{N} \alpha_{sc_{12}}^2 \alpha_{sc_{23}}^2 t_{s2}^2 t_{s1}^2 r_{s0}^2 I_0, \quad (10)$$

where  $I_{s1}$ ,  $I_{s2}$ , and  $I_{s3}$  are the intensities 1, 2 and 3, respectively, at the sensor  $s$ . Here  $N$  is the total number of sensors and  $s$  represents the sensing head number and can have an integer value between 1 and  $N$ . The light reflected from each sensing head arrives at the photodetector, generating a photocurrent signal that includes all of the sensor signals. Following Eqs. (1) and (8)–(10), the photocurrent generated at the photodetector is written as

$$\begin{aligned} I_{\text{Ph}}(t) = g \times \sum_{s=1}^N \left[ I_{s1} + I_{s2} + I_{s3} + 2\sqrt{I_{s1}I_{s2}} \cos\left(\frac{4\pi\Delta\lambda v_m n_{\text{eff}} L_{sc_{12}}}{\lambda^2} t + \frac{4\pi n_{\text{eff}} L_{sc_{12}}}{\lambda}\right) \right. \\ \left. + 2\sqrt{I_{s2}I_{s3}} \cos\left(\frac{4\pi\Delta\lambda v_m n_{\text{eff}} L_{sc_{23}}}{\lambda^2} t + \frac{4\pi n_{\text{eff}} L_{sc_{23}}}{\lambda}\right) \right. \\ \left. + 2\sqrt{I_{s1}I_{s3}} \cos\left(\frac{4\pi\Delta\lambda v_m n_{\text{eff}} L_{sc_{13}}}{\lambda^2} t + \frac{4\pi n_{\text{eff}} L_{sc_{13}}}{\lambda}\right) \right], \quad (11) \end{aligned}$$

where  $L_{sc_{12}}$ ,  $L_{sc_{23}}$ , and  $L_{sc_{13}}$  are the lengths of cavities of the sensing head  $s$ . To identify each sensing head in the frequency space, these lengths of cavities are different in each sensing head.

Now, in the Fourier domain, we define the frequency component for each sensing head as follows:

$$|A_{s12}| = \frac{2g}{N} \alpha_{sc_{12}} t_{s1} r_{s1} r_{s2} I_0, \quad (12)$$

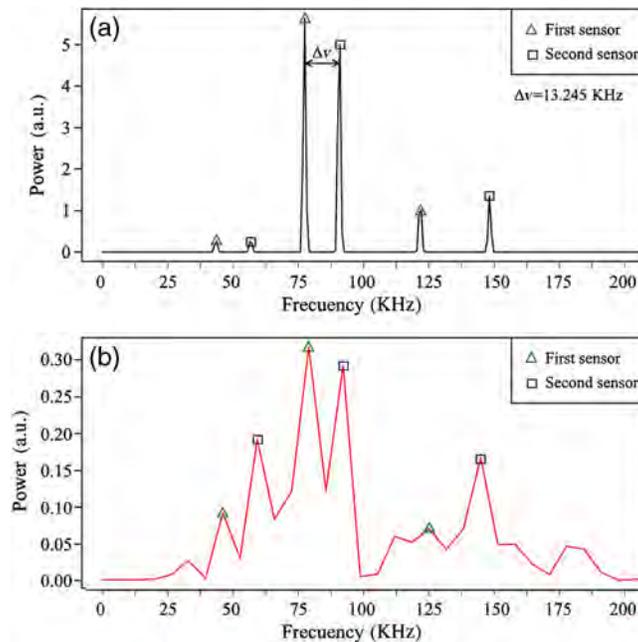
$$|A_{s23}| = \frac{2g}{N} \alpha_{sc_{12}}^2 \alpha_{sc_{23}} t_{s1}^2 t_{s2} r_{s2} r_{s3} I_0, \quad (13)$$

$$|A_{s13}| = \frac{2g}{N} \alpha_{sc_{12}} \alpha_{sc_{23}} t_{s1} t_{s2} r_{s1} r_{s3} I_0. \quad (14)$$

This time, a parameter  $K_s$  has to be calculated for the sensing head  $s$  following the same procedure as in the case of a single point sensor, Eq. (5). Then making  $D_s = |A_{s23}|/|A_{s12}|$ , we define

$$n_{xs} = n_{\text{eff}} \left[ \frac{K_s - D_s}{K_s + D_s} \right], \quad (15)$$

where  $n_{xs}$  is the RI value measured using the sensor  $s$ .



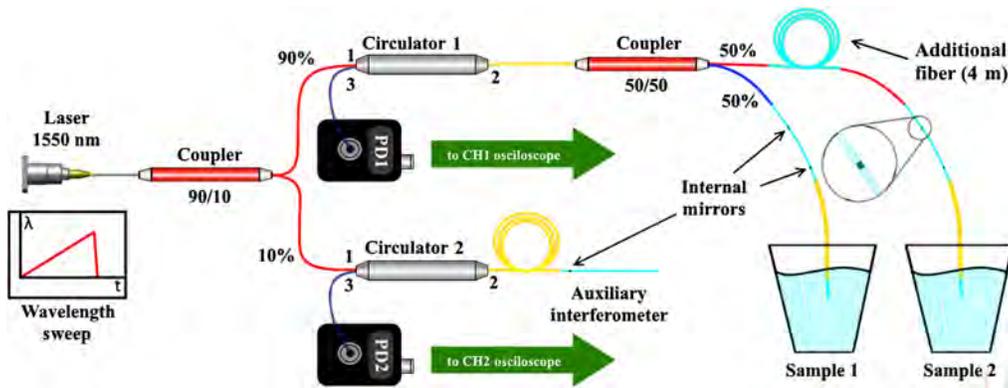
**Fig. 2** Simulation of a two-point sensor using three reflectors in each sensing head: (a) system without nonlinearity and (b) system including the nonlinearity effect.

Considering Eq. (11), a two-point sensor, using three reflector sensing heads, was simulated with the software R Studio<sup>®</sup>. The cavity lengths implemented for sensing head 1 were  $L_{1c12} = 35$  cm and  $L_{1c23} = 20$  cm and for sensing head 2 were  $L_{1c12} = 41$  cm and  $L_{2c23} = 25$  cm. The reflectivity of the internal reflectors was selected to be 2.3%, and the reflectivity at the fiber tip was 3.5%, as the fiber tip is in air. The modulation frequency was at 1 kHz, and a wavelength sweeping range of 180 pm was considered. Results of this simulation, in the frequency domain, are shown in Fig. 2. A system without the nonlinearity effect was considered in Fig. 2(a), where three frequency components in the form of peaks from each sensing head can be clearly identified. As shown in Fig. 2(b), the nonlinearity was included by inserting a quadratic component in the sweeping variable, similar to Ref. 30. As a result, the frequency components became broader, generating an overlapping between components, which limits the implementation of a multipoint sensing system. At the same time, the amplitude of these frequency components was reduced, affecting the resolution of the system and limiting the range of RI measurement, as the amplitude normally decreases as the RI of the sample approaches the fiber core RI.

Even when the nonlinearity effect makes the multipoint sensing system not convenient, if the three reflectors sensing head is used, point sensing refractometer can still be generated based on the C-OFDR technique. However, the resolution obtained stays within  $6 \times 10^{-4}$  to  $4 \times 10^{-4}$ , as previously reported in Ref. 27. Then, we propose implementing an algorithm for reducing the nonlinearity effect to be able to generate a multipoint refractometer and improving the resolution in all sensing heads as well.

### 3 Experimental Setup and Nonlinearity Compensation Algorithm

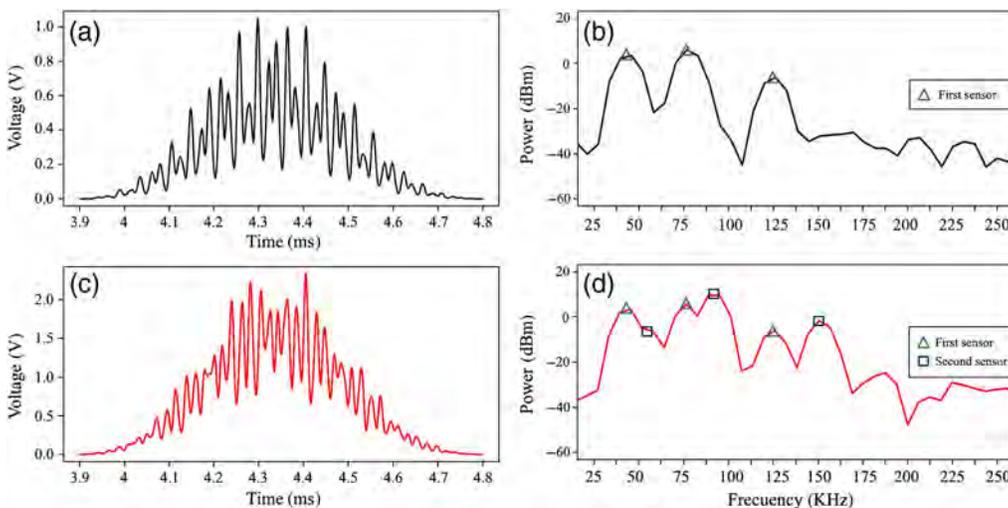
The scheme of the implemented multipoint refractometer is shown in Fig. 3. A standard four-pin coaxial pigtailed DFB diode laser is used as a wavelength swept optical source. Tunability of the laser is obtained by modulating its injection current with a triangle wave-form signal. The applied signal generates 20 mA amplitude modulation, producing a wavelength sweeping range of 180 pm, at 1 kHz of frequency modulation. The optical source light is injected into a  $1 \times 2$  coupler of 90/10 coupling ratio, guiding 10% of light to the auxiliary interferometer formed by a Fabry–Perot (F–P) interferometer spliced at port 2 of the circulator 2, and its signal guided in reflection to port 3 of the circulator to be detected with the photodetector 2 (PD2). Then 90% of the input light is guided to the circulator 1, where the two sensing heads are connected through



**Fig. 3** Scheme of the multipoint refractometer implemented. All fiber components use standard SMF-28 fiber; PD1, photodetector 1; PD2, photodetector 2.

a  $1 \times 2$  coupler of 50/50 coupling ratio. The signal reflected from the sensing heads goes through port 2 of circulator 1 to its port 3 to reach the photodetector 1 (PD1). A two-channel oscilloscope was used for recording the signal generated from PD1 and PD2.

Each sensing head is formed by two internal reflectors and the tip of the fiber to form the three reflector sensing heads. In the experiments, sensing head 1 has a 35 cm distance between internal reflectors and 20 cm from the tip of the fiber to the reflector closest to the tip, while the sensing head 2 has 41 cm and 25 cm, respectively. Owing to this, the coherence length of the implemented optical source is around 2 m, and a piece of fiber of 4-m length was added in the sensing arm 2 before its reflectors, so the difference in the optical path between the signals of each sensing head prevents interference between them. The auxiliary interferometer is an F-P cavity formed by a fiber reflector and the tip of the fiber, having a cavity length of 99 cm. All fiber reflectors used in this setup were manufactured implementing the splice of etched single-mode fibers (Corning SMF-28) to a cleaved single-mode fiber, similar to Ref. 31. The fiber reflectors in the sensing head 1 have a reflectivity of 2%, and those of the sensing head 2 have a reflectivity of 5%. In the auxiliary interferometer, the fiber reflector has 2% of reflectivity. The interferogram generated with the tunable laser scanning the interferometers formed in sensing head 1 is presented in Fig. 4(a); only sensor 1 is connected, having air as the outer medium.



**Fig. 4** Experimental results using one and two sensing heads: (a) experimental interferogram using only sensor 1, a Blackman window was used to reduce side lobes in the frequency domain; (b) frequency spectrum from sensor 1; (c) experimental interferogram of sensors 1 and 2 connected to the system, using the Blackman window; and (d) frequency spectrum when two sensors are connected to the system.

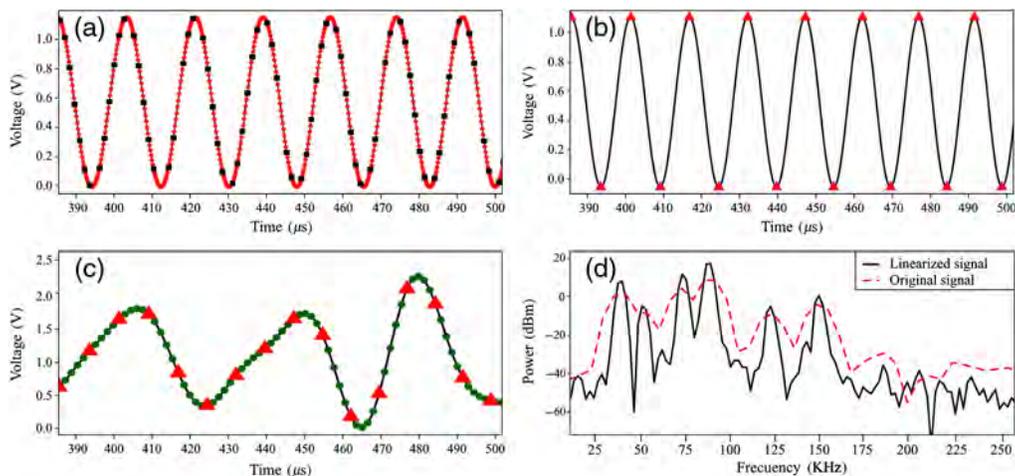
**Table 1** Experimental results connecting only sensing head 1 to the system.

Percentage of ethylene-glycol in water	Measured RI	Resolution, only sensor 1 connected
0	1.3166	0.0003
20	1.3354	0.0005
40	1.3563	0.0007
60	1.3785	0.0004
80	1.3982	0.0004
100	1.4177	0.0003

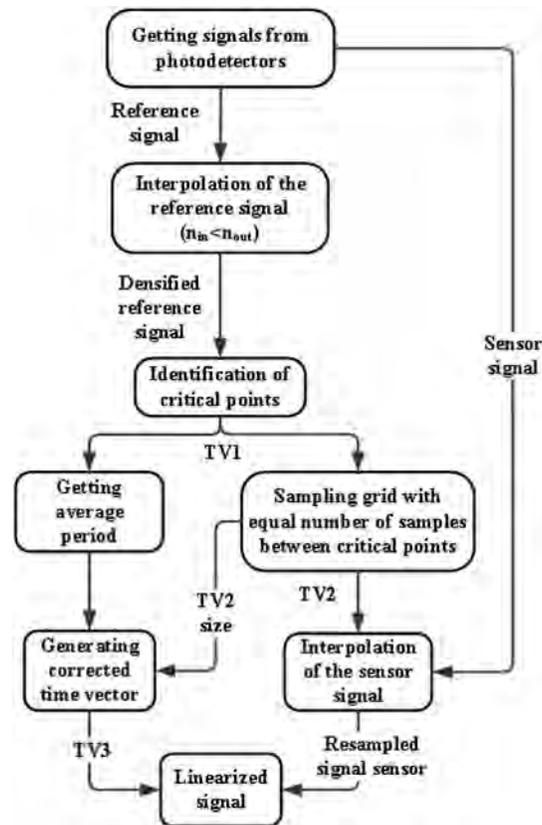
As shown in Fig. 4(c) sensors 1 and 2 are connected in the system, having air as the outer medium as well. Their corresponding frequency components are shown in Figs. 4(b) and 4(d), in logarithm scale, respectively. As shown in Fig. 4(d), and like the simulation, it is not possible to perform any RI monitoring using two sensing heads as the required frequency components overlap, causing the two-sensing signals to interfere with each other.

As shown in Fig. 4, we can see that using only sensor 1 still allows for performing RI measurements, as reported in Table 1. The measurements were performed using ethylene-glycol dissolved in distilled water. The percentage of ethylene-glycol was changed in each sample. In each sample, 30 measurements were taken and 1 ms signal was processed for each measurement. Following Eqs. (5) and (7), the  $K$  value was calculated using the air as the reference medium, and then calculation of the RI was performed for each measurement.

As can be seen from the experiments, the nonlinearity in the wavelength sweeping limits the performance of one sensor, as resolution values from  $7 \times 10^{-4}$  to  $3 \times 10^{-4}$  are obtained, and prevents it from having a multipoint sensor. Here we proposed implementing an algorithm to reduce the nonlinearity and then improve the performance of the refractometer as well as to create the opportunity to perform multipoint measurements. The proposed algorithm uses the signal at the two photodetectors, PD1 and PD2. These signals are simultaneously sampled uniformly in time. As the first step, the reference signal from the auxiliary interferometer represented in Fig. 5(a) is considered. Before identifying maxima and minima as critical points of equidistant wavelength values, a cubic spline interpolation algorithm is applied to the reference



**Fig. 5** Steps of the proposed algorithm to reduce the nonlinearity: (a) representation of the reference signal, the black squares are from original data and the red circles are from the spline algorithm; (b) location of maxima and minima after interpolation is implemented; (c) the two-sensor signal resampled at uniform wavelength steps; and (d) frequency spectrum, experimental results, of the two-sensor signal with and without compensation of nonlinearity.

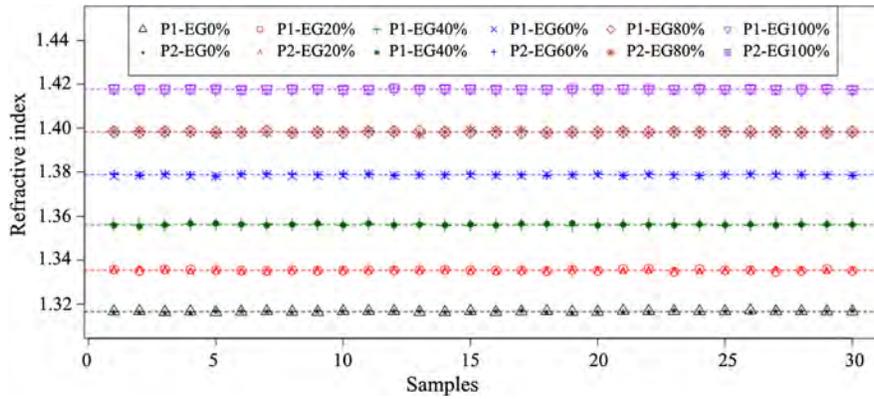


**Fig. 6** Flowchart of the steps of the proposed algorithm for nonlinearity reduction.

signal to increment the number of samples in it [Fig. 5(b)]. Then, the critical points can be found more accurately. After identifying the maxima and minima, a time vector (TV1) is generated using the position in time of the critical points. From this grid of points in time, a new time vector (TV2) is generated with the sole idea of having an equal number of samples between them. Then, this time vector is interpolated in the two-sensor signal coming from PD1, as a sampling grid, generating a resampled signal of uniform wavelength steps. At the same time, using the critical points of the reference signal, the period values of each cycle along the grid are obtained, and then the average period is calculated. This average value is divided by the number of points in one cycle of the time vector TV2 to obtain a corrected sampling time. Finally, this corrected sampling time is used to generate a time vector TV3 out of TV2, with the same length but different sampling times. This time vector plotted against the resampled signal produces the linearized two-sensor signal, which is represented in Fig. 5(c). In Fig. 5(d), experimental results in the frequency domain are presented: the red and dashed line is the two-sensor signal without linearization and the black is the same two-sensor signal after the proposed algorithm is implemented. The average difference in amplitude of both red and black signal components is 8.23 dBm, that is, the amplitude of the linearized signal increases 6.65 times the value of the original signal. In the full width at half maximum (FWHM), the original signal has an average of 11.2 kHz in the frequency components generated by the fiber cavities of each sensing head. After linearization of the signal, these components have an average value of 1.8 kHz at the FWHM, which implies a reduction of 84%. These changes are critical for allowing multipoint sensing and the improvement of the resolution value of the sensing system. In Fig. 6, a flowchart is shown to represent each described step of the algorithm.

## 4 Experimental Results

To demonstrate the multipoint RI measurement, experimental results using two sensing points for proof of concept are presented. Experiments are performed using ethylene-glycol dissolved



**Fig. 7** Calculated RI values using a two-point sensor system to measure distilled water with different concentrations of ethylene-glycol.

in distilled water as the liquid samples. In each sample, the concentration of ethylene-glycol is changed to modify the RI value of the sample. We perform first dip-and-read experiments implementing one sensing point, without nonlinearity compensation, where using 30 ms of effective signal acquisition, resolution values from  $7 \times 10^{-4}$  to  $3 \times 10^{-4}$  are obtained, as presented in Table 1. Owing to the nonlinearity effect, it is not possible to interrogate more than one sensing point. Then the measurements were taken using two sensing points simultaneously and, after implementing the compensation algorithm, resolution values from  $9 \times 10^{-5}$  to  $5 \times 10^{-5}$  were obtained. Probing that compensation of nonlinearity not only allows for a multipoint sensing system but also improves the resolution obtained in the sensing points. To obtain these results, Eqs. (5) and (15) were used to calculate the  $K$  values for each sensor, using the air as the reference medium, and then, calculation of the RI was performed for each measurement in each sensing head. Both sensing heads were simultaneously immersed in the sample under test for each measurement. In Fig. 7, experimental results of the two-point sensor system are presented.

In Table 2, resolution of the system is listed, confirming the improvement in the resolution obtained using two sensing points.

The reported sensing system is formed only by two fiber circulators and two fiber couplers. These fiber components are standard SMF-28 fiber-based, allowing for assembling of the system at low cost. Also, inexpensive optoelectronic components are implemented in the multipoint sensing system. A standard four-pin coaxial pigtailed DFB diode laser is used as the optical source, wavelength is tuned by current modulation, and two low-frequency photodetectors are implemented for simultaneous sensing signal detection. The presented algorithm for signal processing compensates for nonlinearity of the sweeping laser, allowing the implementation of any type of tunable laser such as DFB butterfly package, fiber lasers, and external cavity lasers. The proposed algorithm for nonlinearity reduction can also be applied in other sensing systems in which a tunable laser is implemented, such as optical coherence tomography or systems to monitor strain, temperature, pressure, and so on.

**Table 2** Resolution in sensors 1 and 2, implementing the nonlinearity compensation.

Percentage of ethylene-glycol in water	Resolution of sensor 1	Resolution of sensor 2
0	0.00009	0.00009
20	0.00009	0.00009
40	0.00008	0.00009
60	0.00008	0.00008
80	0.00006	0.00007
100	0.00005	0.00006

## 5 Conclusion

A multipoint fiber optic refractometer is presented. It uses an algorithm to compensate for the nonlinearity generated by an optical frequency sweeping laser. To the best of our knowledge, this is the first time that nonlinearity compensation is applied to a fiber optic refractometer. The nonlinearity compensation, applied to all sensing points simultaneously, allows for improvement in the resolution of each sensing point. Different from most of the reported systems that remove the nonlinearity translating the acquired signal to the frequency domain, our algorithm is performed in the time domain, making the post-acquisition compensation algorithm simpler. The nonlinearity compensation also allows for the design of a multipoint sensor, as the frequency components used for signal processing of the sensor become narrower after the linearization algorithm is performed, accommodating for more sensor signals. A mathematical model and experimental results of the proposed multipoint fiber optic refractometer are presented and discussed in detail. The sensing system is based on standard fiber components and standard optoelectronic components, allowing for assembly of the system at a low cost.

## Acknowledgments

This work was partially supported by the Problemas Nacionales Project: 2015-01-1651 (Diseño y Construcción de Potabilizador Integral Solar de Agua para Comunidades Rurales), funded by the Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) of México. The authors also acknowledge and thank CONACYT for the postgraduate scholarship 718924 provided to Jonathan Esquivel-Hernández.

## References

1. C.-L. Zhao et al., "Simple Fresnel reflection-based optical fiber sensor for multipoint refractive index measurement using an AWG," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **25**(6), 606–608 (2013).
2. L. Liu et al., "Spatial frequency multiplexing of fiber-optic interferometric refractive index sensors based on graded-index multimode fibers," *Sensors* **12**, 12377–12385 (2012).
3. A. Basgumus et al., "A universal and stable all-fiber refractive index sensor system," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28**(2), 171–174 (2016).
4. K. Yüksel, "Optical fiber sensor system for remote and multi-point refractive index measurement," *Sens. Actuators A* **250**, 29–34 (2016).
5. J. H. López et al., "Multipoint refractometer based on combined correlation and frequency multiplexing," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **29**(17), 1479–1482 (2017).
6. X. Liu et al., "Multi-point fiber-optic refractive index sensor by using coreless fibers," *Opt. Commun.* **365**, 168–172 (2016).
7. K. S. Park et al., "Compact and multiplexible hydrogen gas sensor assisted by self-referencing technique," *Opt. Express* **19**(19), 18190–18198 (2011).
8. M. R. Bautista-Morales, R. Martínez-Manuel, and C. A. Pineda-Arellano, "Overlapped fiber-optic Michelson interferometers for simultaneous refractive index measurement at two sensing points," *Appl. Opt.* **56**(34), 9515–9519 (2017).
9. R. Martínez-Manuel et al., "Multi-point fiber refractometer using Fresnel reflection and a coherent optical frequency-domain multiplexing technique," *Appl. Opt.* **58**(3), 684–689, (2019).
10. Z. Ding et al., "Distributed optical fiber sensors based on optical frequency domain reflectometry: a review," *Sensors* **18**, 1072–1103 (2018).
11. D. Arbel and A. Eyal, "Dynamic optical frequency domain reflectometry," *Opt. Express* **22**(8), 8823–8830 (2014).
12. D. Zhou, L. Chen, and X. Bao, "Distributed dynamic strain measurement using optical frequency-domain reflectometry," *Appl. Opt.* **55**(24), 6735–6739 (2016).
13. E. D. Moore and R. R. McLeod, "Correction of sampling errors due to laser tuning rate fluctuations in swept-wavelength interferometry," *Opt. Express* **16**(17), 13139–13149 (2008).

14. B. Feng et al., "Improving OFDR spatial resolution by reducing external clock sampling error," *Opt. Commun.* **363**, 74–79 (2015).
15. T. Hariyama et al., "High-accuracy range-sensing system based on FMCW using low-cost VCSEL," *Opt. Express* **26**(7), 9285–9297 (2018).
16. R. Martínez-Manuel and H. E. Sutherland, "Signal conditioning for compensating nonlinearity and nonrepeatability of an optical frequency scanning laser implemented in a C-OFDR system," *Appl. Opt.* **56**(3), 457–461 (2017).
17. Z. Ding et al., "Compensation of laser frequency tuning nonlinearity of a long range OFDR using Deskew filter," *Opt. Express* **21**(3), 3826–3834 (2013).
18. K. Yüksel, M. Wuilpart, and P. Mégret, "Analysis and suppression of nonlinear frequency modulation in an optical frequency-domain reflectometer," *Opt. Express* **17**(7), 5845–5851 (2009).
19. Z. Deng et al., "Precision improvement in frequency-scanning interferometry based on suppressing nonlinear optical frequency sweeping," *Opt. Rev.* **22**(4), 724–730 (2015).
20. T. Ahn, J. Y. Lee, and D. Y. Kim, "Suppression of nonlinear frequency sweep in an optical frequency-domain reflectometer by use of Hilbert transformation," *Appl. Opt.* **44**(35), 7630–7634 (2005).
21. Z. Liu et al., "Interference signal frequency tracking for extracting phase in frequency scanning interferometry using an extended Kalman filter," *Appl. Opt.* **55**(11), 2985–2992 (2016).
22. S. Pevec and D. Donlagic, "High resolution, all-fiber, micro-machined sensor for simultaneous measurement of refractive index and temperature," *Opt. Express* **22**(13), 16241–16253 (2014).
23. Z. L. Ran et al., "Laser micromachined Fabry–Perot optical fiber tip sensor for high-resolution temperature independent measurement of refractive index," *Opt. Express* **16**(3), 2252–2263 (2008).
24. W. P. Chen et al., "Multimode fiber tip Fabry–Perot cavity for highly sensitive pressure measurement," *Sci. Rep.* **7**(1), 368 (2017).
25. Y. Gong et al., "Fiber-optic Fabry–Pérot sensor based on periodic focusing effect of graded-index multimode fibers," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **22**(23), 1708–1710 (2010).
26. M. G. Shlyagin, R. Martínez-Manuel, and Ó. Esteban, "Optical-fiber self-referred refractometer based on Fresnel reflection at the fiber tip," *Sens. Actuators, B: Chem.* **178**, 263–269 (2013).
27. R. Martínez-Manuel, O. Esteban, and M. G. Shlyagin, "Simple low-cost refractometer using a disposable optical fiber tip for measurements," *Opt. Eng.* **55**(11), 116108 (2016).
28. H. Y. Choi et al., "Cross-talk free and ultra-compact fiber optic sensor for simultaneous measurement of temperature and refractive index," *Opt. Express* **18**(1), 141–149 (2010).
29. S. Silva, P. Roriz, and O. Frazão, "Refractive index measurement of liquids based on micro-structured optical fibers," *Photonics* **1**, 516–529 (2014).
30. K. Yüksel, P. Mégret, and M. Wuilpart, "A quasi-distributed temperature sensor interrogated by optical frequency-domain reflectometer," *Meas. Sci. Technol.* **22**, 115204–115213 (2011).
31. E. Cibula and D. Donlagic, "Low-loss semi-reflective in-fiber mirrors," *Opt. Express* **18**(11), 12017–12026 (2010).

**Jonathan Esquivel-Hernández** is in his first year of master's in optical engineering at Centro de Investigaciones en Optica A.C. He received a bachelor's degree in mechatronics engineering from Unidad Profesional Interdisciplinaria en Ingeniería y Tecnologías Avanzadas del Instituto Politécnico Nacional in Mexico. He is interested in microelectronics, signal processing, interferometry, and fiber sensors.

**Rodolfo Martínez-Manuel** obtained his MSc degree and PhD in optics from the Ensenada Center for Scientific Research and Higher Education in México, in 2004 and 2008, respectively. In 2009, he joined the Photonics Research Group at University of Johannesburg, South Africa. In 2015, he joined the Optical Research Centre in México as a research scientist. His research interests are algorithm design for signal processing in sensor systems, research and development of distributed and multiplexed fiber sensors, and development of fiber lasers for fiber sensors applications.

# Resolution Improvement in a Multi-Point Fiber Refractometer Based on Coherent-OFDR

Jonathan Esquivel-Hernández and Rodolfo Martínez-Manuel<sup>1</sup>

**Abstract**—In this letter, we propose a signal processing method for improving the resolution of a multi-point fiber refractometer from  $10^{-4}$  to  $10^{-6}$ . The fiber refractometer uses the Fresnel reflection at the fiber tip to measure the refractive index (RI), based on the coherent optical frequency domain reflectometry (C-OFDR) technique; using a standard four-pin coaxial pigtailed DFB diode laser as the optical source. The proposed method is divided into two steps; first the raw signal is processed to reduce the nonlinearity generated by the optical frequency sweeping laser, and then a pattern that repeats itself in the sensing signal is identified, extracted and replicated several times to improve the sensing signal used to calculate the RI. In the experimental results, using 30 ms of effective acquisition time, and the proposed method, an improvement of two orders of magnitude in the resolution of the system was obtained.

**Index Terms**—Fabry-Perot interferometers, fiber-optic refractometer, Fresnel reflection, optical fiber sensors.

## I. INTRODUCTION

FIBER optic refractometers have been subject of intense research in the last decade [1]–[3]; more recently, multi-point refractometers have been reported using different multiplexing techniques, frequency division multiplexing, wavelength division multiplexing, time division multiplexing, and so on [4]–[12]. These refractometers present specific characteristics such as use of reduced sample volume, in the microliter range, perform in vitro or in vivo measurements, as well as high sensitivity, nondestructive testing, small size, easy integration, and even the possibility of multi-parameters measurement through multiplexed arrangements. Most of fiber refractometers can be organized into three groups: those using the interaction of the sample with the evanescent field of the light traveling down the fiber [13]–[15], those using micro-machined cavities where the sample is deposited into the formed cavity to identify its change in the optical path difference [16]–[18], and those using the Fresnel reflection at the fiber tip [19]–[21]. Fiber refractometers using the evanescent field and those using the micro-machined cavities have been reported to perform high sensitivity and very good resolution, however, due to the modification of the fiber in the

Manuscript received March 10, 2020; revised March 20, 2020; accepted March 21, 2020. Date of publication March 25, 2020; date of current version April 8, 2020. This work was supported by the Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), México, through the project Problemas Nacionales 2015-01-1651, and the postgraduate scholarship, under Grant 718924, provided to Jonathan Esquivel-Hernández. (Corresponding author: Rodolfo Martínez-Manuel.)

The authors are with the Department of Photonics, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., Aguascalientes 20200, México (e-mail: rodolfom@cio.mx).

Color versions of one or more of the figures in this letter are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2020.2983377

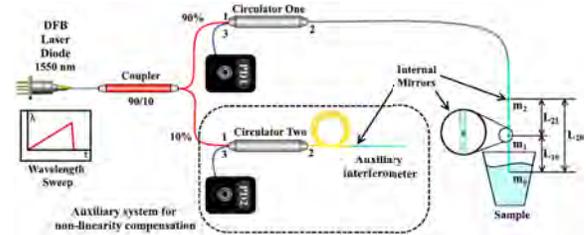


Fig. 1. Experimental setup of the fiber refractometer.

sensing area, the sensor gets fragile, making the refractometers not suitable to be transformed to a dip-probe sensing head; furthermore these systems make use of expensive optical spectrum analyzers to obtain the reported performance.

On the other hand, the refractometers using the Fresnel reflection at the fiber tip normally make use of a photodetector for intensity measurement; these systems are simpler and more robust. However, a refractive index (RI) value measured from back-reflected light intensity can be affected by either power fluctuation of the light source or undesired curvature losses along the lead fiber. To avoid these instabilities, configurations using a reference cavity have been reported [22]–[27]. These refractometers present resolutions between  $10^{-3}$  and  $10^{-5}$ . In this letter, we report a post-processing method to implement the fiber tip for RI measurement, using a reference cavity, capable to improve the resolution value from  $10^{-4}$  to  $10^{-6}$ , using only 30 ms of acquired signal; it also allows performing multi-point sensing by improving the amplitude signal of each sensing head.

## II. EXPERIMENTAL SETUP AND METHODS

In order to demonstrate the proposed signal processing method, a tunable laser, a sensing head using a reference cavity and an auxiliary interferometer (AI) are used in the experimental setup. The scheme of this refractometer, using one sensing head for simplicity, is presented in Fig. 1. A four-pin coaxial pigtailed DFB (distributed feedback) diode laser is used as a wavelength swept optical source; a wavelength sweeping range of 180 pm is obtained by modulating its injection current with a triangle wave-form signal, at 1 kHz of modulation frequency. The optical source light is injected into a  $1 \times 2$  coupler of 90/10 coupling ratio, guiding 10 percentage of light to the AI formed by a Fabry-Perot (F-P) interferometer spliced at port 2 of the circulator two; the signal from the AI is guided to port 3 of the circulator to be detected by photodetector two (PD2); the 90 percentage of the input light is guided to circulator one where the sensing head is connected to its port 2. The signal reflected from the sensing head goes through port 2 of circulator one to its port 3 to reach the

photodetector one (PD1). Signals generated from PD1 and PD2 are simultaneously recorded, using a two-channel digital oscilloscope, for signal processing.

The sensing head is formed by two internal reflectors and the tip of the fiber to form a three reflectors sensing head; the cavity formed between internal reflectors works as a reference cavity; in the experiments, the sensing head has 41 cm distance between internal reflectors and 26 cm from the tip of the fiber to the reflector closest to the tip. The AI is an F-P cavity formed by a fiber reflector and the tip of the fiber, having a cavity length of 99 cm; this fiber tip is left in air to use the corresponding Fresnel reflection. The AI is used to generate a reference signal from which the correction parameters to reduce the nonlinearity are obtained. All fiber reflectors used in this setup were manufactured implementing the splice of etched single mode fibers (Corning SMF-28) to a cleaved single-mode fiber, like in [28].

In order to calculate the RI value using one sensing head formed by three reflectors, we can use similar equations reported in our previous work, [26]; we can write then:

$$\frac{|A_{10}|}{|A_{21}|} = \frac{2RI_0gt_1^2t_2^2\alpha_1^2\alpha_2^2r_1r_0}{2RI_0gt_2^2\alpha_2^2r_2r_1} = \frac{t_1^2\alpha_1^2r_0}{r_2} = Kr_0. \quad (1)$$

$$r_0 = \frac{n_{eff} - n_0}{n_{eff} + n_0}. \quad (2)$$

$$n_0 = n_{eff} \left[ \frac{K - |A_{10}|/|A_{21}|}{K + |A_{10}|/|A_{21}|} \right]. \quad (3)$$

where  $|A_{21}|$ ,  $|A_{10}|$  and  $|A_{20}|$  are the modulus of the complex amplitude component for each interferometer signal, namely interferometer of length  $L_{21}$ ,  $L_{10}$  and  $L_{20}$  respectively, see Fig. 1; from eq. (1), the amplitude  $|A_{21}|$  does not depend on the RI of the sample under test,  $n_0$ , but is proportional to the input power of light; therefore, it is implemented to remove any power instability coming from the optical source or from any bending of the fiber before the sensing head, regardless of the RI of the sample.  $r_0$ ,  $r_1$  and  $r_2$  are the amplitude reflection coefficient for each reflection point, tip of the fiber  $m_0$ , mirror 1  $m_1$  and mirror 2  $m_2$  respectively, see Fig. 1;  $t_1$  and  $t_2$  are the amplitude transmission coefficient for mirror  $m_1$  and  $m_2$  respectively;  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  are the attenuation coefficient at mirror  $m_1$  and  $m_2$  respectively. These attenuation coefficients consider any losses generated due to the nature of a non-perfect mirror manufacturing. Also, due to the short length of the fiber sensor, 20-40 cm of SMF-28 fiber, attenuation in the fiber was not considered in the equations.  $I_0$  is the fiber coupled power of light reaching the sensor head;  $R$  is the responsivity of the photodiode and  $g$  the gain of the transimpedance amplifier used in our setup;  $n_{eff}$  is the effective index of the fiber core, which we first measured using a calibrated Cargille liquid, obtaining an  $n_{eff}$  equal to 1.468186; and  $n_0$  is the RI of the outer medium to be measured.

$K$  is a parameter of the measurement setup. It depends on the sensor head characteristics and can be determined from the sensor calibration using an outer medium with a well-known RI,  $n_0$ . In this case, the reflection  $r_0$  of the fiber tip submerged into the outer medium with an RI  $n_0$  can be calculated using (2). By measuring the amplitudes of components  $|A_{10}|$

and  $|A_{21}|$  and using the calculated value of  $r_0$ , the sensor calibration constant  $K$  can be found from (1). The calibration eliminates the influence of manufacturing errors on the sensor performance, such as the fiber tip cleaved angle, the difference in the mirrors reflectivity and the attenuation coefficient at the low-reflective mirrors. Moreover, due to the simple and fast calibration process, it can be performed right before each measurement using air as calibration medium.

This method can be implemented to perform RI measurements when one sensing head is used, as presented in [26], however, the resolution obtained stays within  $6 \times 10^{-4}$  to  $4 \times 10^{-4}$ ; this is due to the nonlinearity generated by the wavelength sweeping laser, which in turns makes the frequency components, used for RI calculation, to spread out, generating instability in the amplitude of these components. Then, in order to improve the resolution value by two orders of magnitude using a similar experimental setup, we propose a signal processing method; this method consists first in reducing the nonlinearity effect and second in further increase the amplitude and stability of the frequency components. For the nonlinearity reduction, we used a similar, but simpler, algorithm like the one reported in our previous work [29]; this makes use of the signal at the two photodetectors, PD1 and PD2; these signals are simultaneously sampled uniformly in time. First, a cubic spline interpolation algorithm is applied to the signal coming from the AI, PD2; increasing the number of samples from 5000 samples to 11760, in a measurement of 1 ms. This increment in the sampling density allows finding the maxima and minima of the signal more accurately. The sample numbers (index numbers) of the turning points, maxima and minima, are written as a single vector; in our experiment, this vector has 200 samples, and then was resampled to include 64 equidistant samples between adjacent maxima and minima; in this way, this vector ends having a size of 12800 samples. Adjacent inputs in this vector represent uniform increments in wavelength emitted by the optical source; these are increments of 0.014 pm. Using this vector as a sampling grid, interpolation is applied to the sensing signal, PD1, changing its vector size from 5000 to 12800 samples. At this point, these samples are also uniformly distributed in terms of the change in wavelength emitted by the optical source. A reconstructed time vector, generated from the average period of the reference signal before processing, is obtained and used to plot the corrected sensing signal; this completes the linearization process. Experimental results, using the sensing signal detected at PD1 and implementing the linearization process are presented in Fig 2.

As a second part, to complete the proposed method, we use the linearized signal of the sensing head to identify a pattern in the signal. The linearized interferogram is constituted by the interference generated in each of the three cavities of the sensing head; then, when a phase value of each of these interference signals, whatever the values are, repeat again to synchronize exactly the same three phases value, the pattern in the sensing signal starts to repeat itself again, which is natural in this periodic signal; this effect is represented in Fig. 3(a). The identification of the signal pattern is based on the use of indicators, like maxima and minima in the

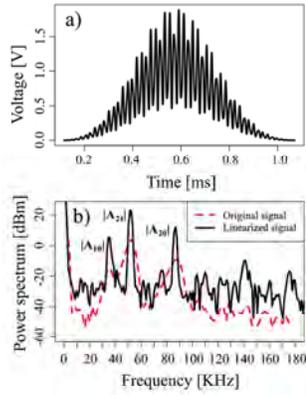


Fig. 2. Experimental results, (a) sensing signal detected at PD1, using a Hanning window before Fourier transformation, (b) Frequency spectrum of the sensing signal, logarithm scale, in red dash-line the signal without nonlinearity reduction and in black continuous-line the signal with the nonlinearity reduction.

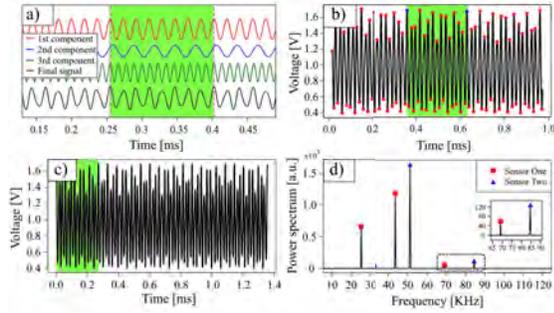


Fig. 3. Second step of the proposed method, (a) Sum of 3 periodic signals to present a point where the signal repeats itself, (b) Identification of a pattern in an experimental periodic signal, (c) Concatenated signal using five cycles, (d) Frequency spectrum, linear scale, using two sensing heads connected to the system, a zoom-in is showed in the inset figure.

signal, Fig. 3(b). The amplitude and lapse of time between indicators are compared to each other to find the cyclic pattern of the signal. Once the pattern is identified, it can be extracted and replicated as shown in Fig. 3 (c). Concatenation of this pattern does not modify the calculated RI, because the ratio of amplitude components is maintained. Nevertheless, the amplitude of all frequency components increases, making the signal more stable; which directly impact in the improvement of the resolution of the system. Another benefit is that the frequency components become narrower, making the multi-point sensing possible, as the signals can be easily separated. These effects come from the fact that integer number of cycles of each interference cavity is processed. In Fig. 3 (d) we present experimental results of two sensing heads simultaneously connected to the experimental setup.

### III. EXPERIMENTAL RESULTS

In order to demonstrate the resolution improvement in RI measurements implementing the proposed method, experiments were performed in a single-point refractometer and a multi-point refractometer. Here we use ethylene-glycol (EG) dissolved in distilled water; in each sample the concentration of EG was changed to modify the RI value of the sample. The laboratory temperature was set at 21 °C; each sample

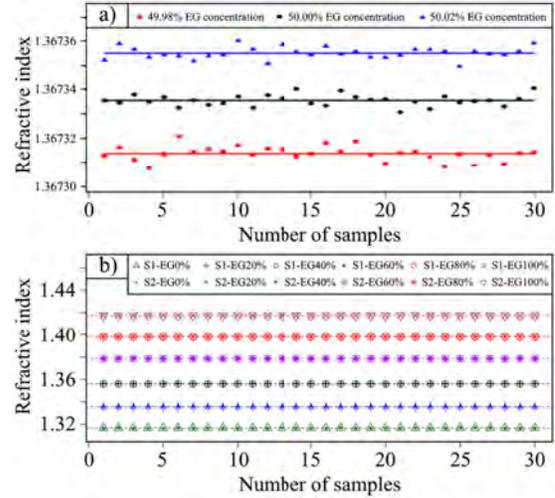


Fig. 4. Refractive index measurement (a) using one sensing head; (b) using two sensing heads; EG is ethylene-glycol.

TABLE I  
EXPERIMENTAL RESULTS OF RI MEASUREMENT BEFORE AND AFTER IMPLEMENTATION OF THE PROPOSED METHOD

Percentage of ethylene-glycol in water	Measured RI	Resolution, without nonlinearity reduction	Resolution, with nonlinearity reduction	Resolution, using the proposed method
0	1.3166	0.0003	0.00009	0.000005
20	1.3354	0.0005	0.00009	0.000004
40	1.3563	0.0007	0.00008	0.000004
60	1.3785	0.0004	0.00008	0.000004
80	1.3982	0.0004	0.00006	0.000003
100	1.4177	0.0003	0.00005	0.000003

was placed in an insulated box and wait for 30 minutes to avoid temperature instabilities; then for each sample, 30 measurements of 1 ms each were taken in a deep-and-read experiment. In single point sensing, the concentration of EG in water were 49.98%, 50.00% and 50.02% to obtain values of RI of 1.367313, 1.367336 and 1.367356 respectively, Fig. 4 (a). Then, using different concentration of EG in water, in Fig. 4 (b), we present the results of two sensing heads implemented simultaneously. The second sensing head has 35 cm distance between internal reflectors and 21 cm from the tip of the fiber to the reflector closest to the tip. The concatenated signal was formed by 15 cycles of the identified pattern. This concatenated signal had 4.1 ms of reconstructed signal.

The second cavity is easily incorporated to the scheme shown in Fig. 1, by using a 1 × 2 3dB fiber coupler at port 2 of circulator one to split the source light for each sensing head. Also, (1-3) can be extended for more sensing heads considering different cavity lengths and the coupling ratio due to the splitting of light for the sensing heads. The signal generated by all the sensing heads incorporated to the system is detected at photodetector PD1.

Resolution improvement is presented in Table I, where results, before and after the implementation of the proposed method, are resumed.

In Fig. 5, we present the resolution obtained using the proposed method, when number of cycles of the identified pattern used in the concatenated signal changes. It can be

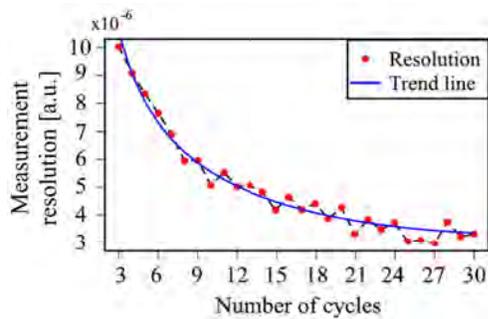


Fig. 5. Behavior of the resolution improvement using the proposed method.

seen a rapid improvement in the resolution value of the refractometer until 10-12 concatenated cycles, after which the resolution value slows the improvement. In our experiments, 15 cycles were used as a good tradeoff between improvement and length of signal.

#### IV. CONCLUSION

A post-processing method to improve the RI resolution from  $10^{-4}$  to  $10^{-6}$  in a multi-point fiber optic refractometer is presented; this method is divided into two steps, first the raw signal gets linearized and then a pattern is identified in the linearized signal, to generate a concatenated signal formed only by the identified pattern. These steps generate a very stable sensing signal which permits high resolution and multi-point sensing feature. Experimental results of the proposed multi-point fiber optic refractometer are presented and discussed in detail. Furthermore, the multi-point fiber refractometer is based on standard fiber components and standard optoelectronic components, allowing for assembly of the system at a low cost. The proposed method can also be applied in others sensing systems, where a tunable laser is implemented, like optical coherence tomography or systems to monitor strain, temperature, pressure, and so on.

#### REFERENCES

- [1] A. Urrutia, I. Del Villar, P. Zubiarte, and C. R. Zamarreño, "A comprehensive review of optical fiber refractometers: Toward a standard comparative criterion," *Laser Photon. Rev.*, vol. 13, no. 11, Nov. 2019, Art. no. 1900094.
- [2] S. Silva, P. Roriz, and O. Frazão, "Refractive index measurement of liquids based on microstructured optical fibers," *Photonics*, vol. 1, no. 4, pp. 516–529, 2014.
- [3] B. H. Lee *et al.*, "Interferometric fiber optic sensors," *Sensors*, vol. 12, no. 3, pp. 2467–2486, 2012.
- [4] R. Martínez-Manuel, M. D. R. Bautista-Morales, D. López-Cortés, C. A. Pineda-Arellano, M. G. Shlyagin, and Ó. Esteban, "Multi-point fiber refractometer using Fresnel reflection and a coherent optical frequency-domain multiplexing technique," *Appl. Opt.*, vol. 58, no. 3, pp. 684–689, Jan. 2019.
- [5] M. D. R. Bautista-Morales, R. Martínez-Manuel, and C. A. Pineda-Arellano, "Overlapped fiber-optic michelson interferometers for simultaneous refractive index measurement at two sensing points," *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 34, pp. 9515–9519, Dec. 2017.
- [6] K. S. Park *et al.*, "Compact and multiplexible hydrogen gas sensor assisted by self-referencing technique," *Opt. Express*, vol. 19, no. 19, pp. 18190–18198, Sep. 2011.
- [7] X. Liu, X. Zhang, Y. Liu, Z. Liu, and W. Peng, "Multi-point fiber-optic refractive index sensor by using coreless fibers," *Opt. Commun.*, vol. 365, pp. 168–172, Apr. 2016.
- [8] L. Liu, Y. Gong, Y. Wu, T. Zhao, H.-J. Wu, and Y.-J. Rao, "Spatial frequency multiplexing of fiber-optic interferometric refractive index sensors based on graded-index multimode fibers," *Sensors*, vol. 12, no. 9, pp. 12377–12385, 2012.
- [9] C.-L. Zhao, J. Li, S. Zhang, Z. Zhang, and S. Jin, "Simple Fresnel reflection-based optical fiber sensor for multipoint refractive index measurement using an AWG," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, no. 6, pp. 606–608, Mar. 2013.
- [10] A. Basgumus, F. E. Durak, A. Altuncu, and G. Yilmaz, "A universal and stable all-fiber refractive index sensor system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 2, pp. 171–174, Jan. 15, 2016.
- [11] K. Yüksel, "Optical fiber sensor system for remote and multi-point refractive index measurement," *Sens. Actuators A, Phys.*, vol. 250, pp. 29–34, Oct. 2016.
- [12] J. H. Lopez, O. Esteban, M. G. Shlyagin, and R. Martínez-Manuel, "Multipoint refractometer based on combined correlation and frequency multiplexing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 29, no. 17, pp. 1479–1482, Sep. 1, 2017.
- [13] S. Pu, L. Luo, J. Tang, L. Mao, and X. Zeng, "Ultrasensitive refractive-index sensors based on tapered fiber coupler with sagnac loop," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 10, pp. 1073–1076, May 15, 2016.
- [14] A. González-Cano, M.-C. Navarrete, Ó. Esteban, and N. Díaz-Herrera, "Plasmonic sensors based on doubly-deposited tapered optical fibers," *Sensors*, vol. 14, no. 3, pp. 4791–4805, 2014.
- [15] J. Zheng *et al.*, "Magnetic field sensor using tilted fiber grating interacting with magnetic fluid," *Opt. Express*, vol. 21, no. 15, pp. 17863–17868, Jul. 2013.
- [16] S. Pevec and D. Donlagic, "High resolution, all-fiber, micro-machined sensor for simultaneous measurement of refractive index and temperature," *Opt. Express*, vol. 22, no. 13, pp. 16241–16253, Jun. 2014.
- [17] X. Li, Y. Shao, Y. Yu, Y. Zhang, and S. Wei, "A highly sensitive fiber-optic Fabry–Perot interferometer based on internal reflection mirrors for refractive index measurement," *Sensors*, vol. 16, no. 6, p. 794, 2016.
- [18] C. R. Liao, T. Y. Hu, and D. N. Wang, "Optical fiber Fabry–Perot interferometer cavity fabricated by femtosecond laser micromachining and fusion splicing for refractive index sensing," *Opt. Express*, vol. 20, no. 20, pp. 22813–22818, Sep. 2012.
- [19] J. Oelhafen, T. Mayr, F. Dorner, K. Moutzouris, J. Roths, and K. Drechsler, "Fiber optic measurement system for Fresnel reflection sensing: Calibration, uncertainty, and exemplary application in temperature-modulated isothermal polymer curing," *J. Lightw. Technol.*, vol. 36, no. 4, pp. 939–945, Feb. 15, 2018.
- [20] H. Su and X. G. Huang, "Fresnel-reflection-based fiber sensor for on-line measurement of solute concentration in solutions," *Sens. Actuators B, Chem.*, vol. 126, no. 2, pp. 579–582, Oct. 2007.
- [21] W. Xu, X. G. Huang, and J. S. Pan, "Simple fiber-optic refractive index sensor based on Fresnel reflection and optical switch," *IEEE Sensors J.*, vol. 13, no. 5, pp. 1571–1574, May 2013.
- [22] Z. L. Ran, Y. J. Rao, W. J. Liu, X. Liao, and K. S. Chiang, "Laser-micromachined Fabry–Perot optical fiber tip sensor for high-resolution temperature-independent measurement of refractive index," *Opt. Express*, vol. 16, no. 3, pp. 105–112, 2008.
- [23] W. P. Chen, D. N. Wang, B. Xu, C. L. Zhao, and H. F. Chen, "Multimode fiber tip Fabry–Perot cavity for highly sensitive pressure measurement," *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, Dec. 2017, Art. no. 368.
- [24] Y. Gong, Y. Guo, Y.-J. Rao, T. Zhao, and Y. Wu, "Fiber-optic Fabry–Perot sensor based on periodic focusing effect of graded-index multimode fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 22, no. 23, pp. 1708–1710, Dec. 1, 2010.
- [25] M. G. Shlyagin, R. Martínez Manuel, and Ó. Esteban, "Optical-fiber self-referred refractometer based on Fresnel reflection at the fiber tip," *Sens. Actuators B, Chem.*, vol. 178, pp. 263–269, Mar. 2013.
- [26] R. Martínez-Manuel, Ó. Esteban, and M. G. Shlyagin, "Simple low-cost refractometer using a disposable optical fiber tip for measurements," *Opt. Eng.*, vol. 55, no. 11, Nov. 2016, Art. no. 116108.
- [27] H. Y. Choi, G. Mudhana, K. S. Park, U.-C. Paek, and B. H. Lee, "Cross-talk free and ultra-compact fiber optic sensor for simultaneous measurement of temperature and refractive index," *Opt. Express*, vol. 18, no. 1, pp. 141–149, Jan. 2010.
- [28] E. Cibula and D. Donlagic, "Low-loss semi-reflective in-fiber mirrors," *Opt. Express*, vol. 18, no. 11, pp. 12017–12026, May 2010.
- [29] R. Martínez Manuel and H. E. Sutherland, "Signal conditioning for compensating nonlinearity and nonrepeatability of an optical frequency scanning laser implemented in a C-OFDR system," *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 3, pp. 457–461, Jan. 2017.

# Cascaded-Cavity Design for Reducing the Nonlinearity Effect in a Fiber Refractometer Based on C-OFDR

Jonathan Esquivel-Hernández and Rodolfo Martínez-Manuel<sup>ID</sup>

**Abstract**—In this letter, we present the design of two-cascaded cavities, used as sensing head, for improving the performance of a fiber refractometer. The sensing system makes use of the Coherent-OFDR technique. Using the proposed method, only 15 % length of the sensing signal is used to calculate the refractive index (RI) of the sample under test. Due to reduction of the scanning range used for RI calculation, the nonlinearity effect in wavelength scanning is also reduced. In order to optimize the length of the sensing signal, the proposed design considers the ratio of length of each cavity. We describe, step-by-step, the design parameters; and the experiments to demonstrate the effectiveness of the proposed method. In the experiments, a resolution of  $10^{-6}$  is reported.

**Index Terms**—Fabry-Perot interferometers, fiber-optic refractometer, Fresnel reflection, optical fiber sensors, refractive index measurement.

## I. INTRODUCTION

IN THE last decade, fiber refractometers have been subject of intense research [1]–[3]; within the reported literature, the simplest and more robust method, using a fiber optic, to measure the refractive index (RI) of a liquid sample is by using the Fresnel reflection at the tip of the fiber. By submerging the fiber tip into the sample, the light intensity reflected at the fiber tip depends on the RI of the sample; then, by measuring this intensity, and making a reference measurement using a reference-sample with a well-known RI, the unknown RI of the sample can be calculated. Normally, these refractometers are more robust than fiber refractometers based on alteration of the sensing section of the fiber, such as those using the evanescence field of the light traveling down the fiber and those using micro-machined cavities [4]–[9]. Also, using the tip of the fiber unaltered permits to generate an easily-to-handle dip-probe sensing head. Fiber refractometers based on Fresnel reflection also present the traditional advantages of fiber refractometers such as use of reduced sample volume, in vitro or in vivo measurements, high sensitivity, nondestructive testing, small size, easy integration, and even the possibility of multi-parameters measurement through multiplexed arrangements. However, an obtained RI value based on light reflected from the fiber tip can be misled if power

fluctuation of the light source occurs or undesired curvature losses along the lead fiber exists.

In order to reduce the effect from these instabilities, cascaded Fabry-Perot cavities configurations have been implemented [10]–[16]; one cavity used as a reference cavity, and the other used to put the fiber into contact with the sample to make the RI measurement. Normally, these two-cascaded cavities (TCC) generate multiple-two-wave interference; the signal having information coming from the tip of the fiber is separated by method of Fourier transformation, in the frequency domain. The frequency component for each cavity is cavity-length dependent so to maintain differences between these components, the TCC differ in their length. These reported TCC have been mainly generated by splicing two different fibers, such as photonic crystal fiber with single mode fiber (SMF) [10], [11], hollow optical fiber with SMF [12], [13], or by using cascaded fiber mirrors such as twin fiber Bragg gratings [14], etched fiber mirrors [15] and even different-connectors unions [16] to generate small reflections. Some of these systems implement a broadband source as an optical source and an optical spectrum analyzer (OSA) as the detection system [10]–[13]; these fiber refractometers were reported having high sensitivity and good resolution. However, their performance depends on the characteristics of the expensive OSA implemented. Another group of these reported fiber refractometers make use of a tunable fiber laser as an optical source and a simple photodetector for signal monitoring [7], [14]–[16]; here, the range of scanning defines the length of the cavities and the cost of the system. Recently, we reported a fiber refractometer using an out-of-the-shelf DFB diode laser and a low frequency photodetector [16]. The system was actually inexpensive, however the performance was limited; as tunable lasers normally have some degree of nonlinearity in the rate of wavelength scanning, which generates broader frequency components in the frequency spectrum, and also generates instabilities in the frequency components that lead to limited resolution of the system; the nonlinearity effect keeps the resolution value around  $10^{-4}$ . In general, two main techniques are used to reduce nonlinearity in sensing systems using a tunable laser; one technique uses an auxiliary interferometer to trigger the acquisition signal at equidistant wavelength-steps [17]–[19]. The other technique makes use of the auxiliary interferometer to obtain an auxiliary signal used to correct the sensing signal in post-processing steps [20]–[23]. In both cases, extra components and extra synchronization are needed to implement these solutions. We recently proved that by reducing the nonlinearity effect generated from the tunable laser source, the resolution of a fiber refractometer can be improved from  $10^{-4}$  to  $10^{-5}$  [15]. There, an auxiliary

Manuscript received July 8, 2020; accepted August 14, 2020. Date of publication August 18, 2020; date of current version August 26, 2020. (Corresponding author: Rodolfo Martínez-Manuel.)

The authors are with the Department of Photonics, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., Aguascalientes 20200, México (e-mail: rodolfom@cio.mx).

Color versions of one or more of the figures in this letter are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2020.3017471

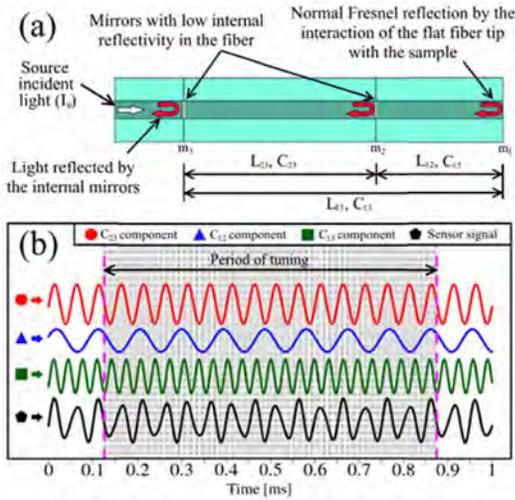


Fig. 1. (a) Schematic representation of a refractometer sensing head formed by two-cascaded cavities. (b) Representation of the sensing head signal constituted by three two-wave interference components.

interferometer was used to generate an auxiliary signal for post-processing of the sensing signal. We also recently reported a two-step method for improving the resolution of a fiber refractometer from  $10^{-4}$  to  $10^{-6}$  [24]; also using an auxiliary interferometer to reduce the nonlinearity effect.

In this letter, we present the design of TCC to improve the performance of a fiber refractometer; the design allows reducing the nonlinearity effect without the need of an auxiliary interferometer, and therefore no extra components are required, only proper design of the cascaded-cavity. Description of the proposed design and experiments results to demonstrate the effectiveness of the proposed method are presented.

## II. THEORY AND METHODS

The designed scheme of the TCC, using two internal mirrors and the tip of the fiber as a third mirror, is shown in Fig. 1(a). The two internal mirrors generate a cavity of reference. Considering using a tunable laser for interrogation of the sensing head, the sensing signal is constituted by the beat-signals generated from the three cavities formed in the sensing head, as represented in Fig. 1. There,  $m_3$  works as a local oscillator for  $C_{23}$  and  $C_{13}$ ; and  $m_2$  is the local oscillator for  $C_{12}$ . The sensing signal is plotted against time as depends on time of scanning. Having at initial time,  $t_1$ , a phase value in each of these interference signals that a moment later,  $t_2$ , repeats again to synchronize exactly the same three phases value, a period is identified in the sensing signal; highlighted by the vertical dashed line in Fig. 1(b). This period has the particularity of being constituted by integer number of cycles of each interference signal generated in the sensing head.

This period is called the period of tuning, and we can see that repeats itself again along the sensing signal, which is natural in this kind of periodic signal generated by cascaded-cavity. This periodic signal, once identified, can be extracted and replicated to generate a concatenated signal. The information used to calculate the RI of the sample is coming from the signal reflected at the tip of the fiber; and it is extracted by method of Fourier transformation. In this sense, the concatenation of the period of tuning allows for higher amplitude signal, more stable signal and narrower frequency components, opening the possibility for multi-point sensing.

In this work we propose the design of the TCC to reduce the length of the period of tuning, so that the sensing signal used for RI calculation gets less affected by the nonlinearity effect coming from the tunable laser. It can be easily identified that by changing the length of any of the two cascaded cavities, the period of tuning changes. In order to study the behavior of the period of tuning when the length of a cavity changes, we propose the following steps: first, we define a fixed cavity, which is the one formed by the internal mirrors,  $C_{23}$ , and select the other to be the cavity varying in length,  $C_{12}$ . The frequency of tuning is calculated as the inverse of the period of tuning; this frequency of tuning is identified to be the greatest common divisor (GCD) of the beat frequency components constituting the sensing signal. Meaning that every time the cavity length of  $C_{12}$  is modified, the beat frequencies resulting from the new cascaded-cavity can be used to obtain the frequency of tuning; and from there, the value of the period of tuning could be calculated.

The beat frequency of each two-wave interference signal can be written as [15]:

$$f_{b12} = \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{C12}}{\lambda^2}, \quad (1)$$

$$f_{b23} = \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{C23}}{\lambda^2}, \quad (2)$$

$$f_{b13} = \frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{C13}}{\lambda^2}, \quad (3)$$

where  $\Delta\lambda$  is the wavelength range of scanning;  $v_m$  is the frequency of the scanning signal applied to the laser,  $n_{eff}$  is the effective index of the fiber core,  $\lambda$  is the wavelength of the laser and  $L_{12}$ ,  $L_{23}$  and  $L_{13}$  are the length of cavity  $C_{12}$ ,  $C_{23}$  and  $C_{13}$ , respectively.

In this process, first the beat frequency  $f_{b23}$  can be identified; then, after changing the length of cavity  $C_{12}$ , beat frequency  $f_{b12}$  can be measure; using this information, beat frequency  $f_{b13}$  can be easily calculated as this frequency is the sum of  $f_{b23}$  and  $f_{b12}$ . In order to have proper display and control of results, here we propose to study how the frequency of tuning changes with the gradual variations in ratio of  $f_{b23}$  and  $f_{b12}$ . From equations 1 and 2, the ratio of frequencies is a ratio of length of cavities,  $C_{23}$  and  $C_{12}$ ; and can be written as:

$$\Delta r = \frac{f_{b23}}{f_{b12}} = \frac{\frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{C23}}{\lambda^2}}{\frac{2\Delta\lambda v_m n_{eff} L_{C12}}{\lambda^2}} = \frac{L_{C23}}{L_{C12}}. \quad (4)$$

The simulation results obtained from the proposed method are presented in Fig. 2(a). In this simulation,  $v_m$  was 1 kHz,  $\Delta\lambda$  was 180 pm,  $\lambda$  of 1550 nm was used, the  $n_{eff}$  used was 1.468186,  $C_{23}$  was set to 41 centimeters, generating an  $f_{b23}$  of 54.95 kHz. The length of cavity  $C_{12}$  was changed in steps of 0.5 micrometers, from 41 centimeters to 20.5, to obtain a ratio range from 1 to 2. In Fig. 2(b), a horizontal dashed-line representing the frequency of scanning is placed to identify any frequency of tuning bigger than one kHz; which is the objective of this study. It can be seen that ratio of 1, 1.5 and 2 have big values of frequency of tuning, as these ratios can be easily understood to generate high GCD; however, the beat frequency values generating these ratios cause overlap of harmonics in the frequency spectrum where the signal from the tip of the fiber is identified, which leads to errors in the RI calculation. In the Fig. 2(b), a zoom-in around ratio 1.6 is shown; at this ratio, the frequency of tuning is 6.8 kHz. This

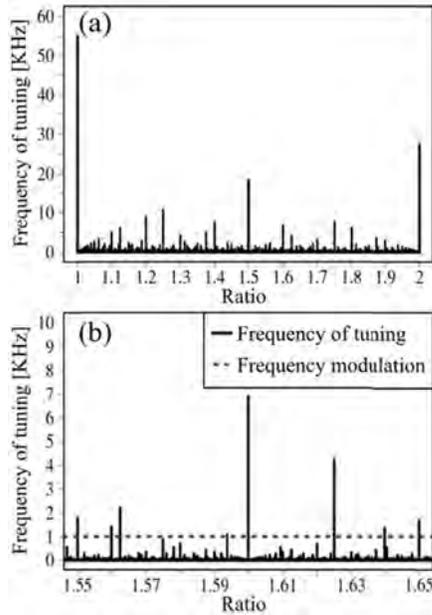


Fig. 2. (a) Simulation results showing the behavior of the frequency of tuning as the ratio of cavities changes, (b). Zoom-in around ratio of 1.6.

is translated to  $147 \mu\text{s}$  of period of tuning, from a scanning period of  $1000 \mu\text{s}$ ; indeed, a period of tuning covering only a small section of the scanning period is obtained; having such a small period of tuning, the nonlinearity effect affects less the measurement results; and then, the proposed method reduces this effect without implementing an auxiliary interferometer as commonly presented in literature. In the experiments, we use this ratio, 1.6, for proof of concept of the proposed design.

### III. EXPERIMENTAL RESULTS

In order to generate the proposed design of the TCC, an experiment was setup to carefully cut the length of the cavity  $C_{12}$ ; shown in Fig. 3(a). Position of this fiber over the fiber cleaver was controlled by a translation stage of resolution steps of  $10 \mu\text{s}$ . A microscope of 20 X magnification was used to properly set the fiber at the desired position for cleaving. After each cleaving of the fiber, the beat frequency is obtained from a digital oscilloscope, using the recorded signal obtained from the proposed optical system represented in Fig. 3(b). There, a standard four-pin coaxial pigtailed DFB (distributed feedback) diode laser is used as a tunable laser; a wavelength sweeping range of 180 pm is obtained by modulating its injection current with a sawtooth waveform signal, at 1 kHz of frequency modulation. Light emitted by the DFB laser is guided to port one of the circulator where the TCC are connected to its port 2. The signal reflected from the TCC goes through port 2 of the circulator to its port 3 to reach the photodetector. Using the optical system, the oscilloscope and the cleaving setup, the beat frequencies  $f_{b23}$  and  $f_{b12}$  can be monitored in real time as the fiber is cleaved. Using the experimental values of the beat frequencies, the ratio can be calculated and compared to the desired value of 1.6, as per the simulation results.

In the experiments, a cavity length  $C_{23}$  of 41 cm and a cavity length  $C_{12}$  of 25.64 cm were implemented to obtain a ratio of 1.599; this ratio results in a period of tuning of  $146 \mu\text{s}$ , this is around a seventh of 1 ms of the scanning period.

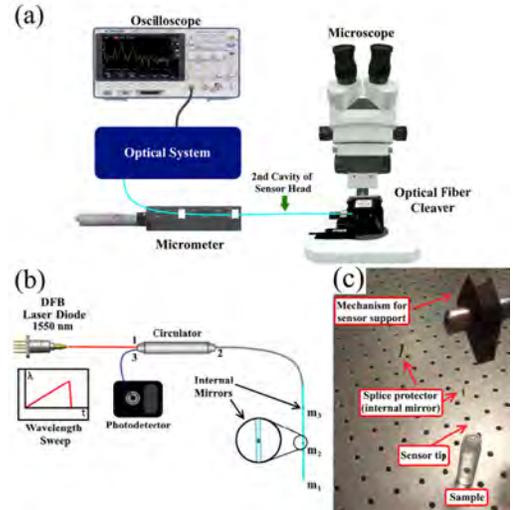


Fig. 3. (a) Cleaving setup and system to monitor the change in cavity length, (b) Experimental setup of the fiber refractometer, (c) Sensor head manufactured in the laboratory.

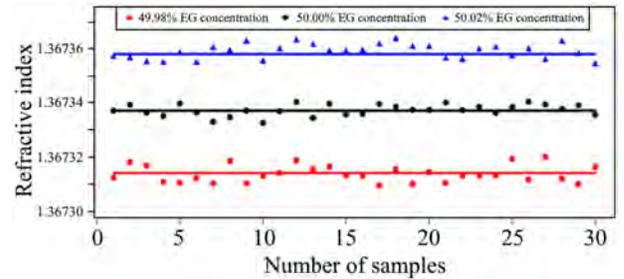


Fig. 4. Refractive index measurement with samples of low concentration of ethylene glycol (EG) dissolved in distilled water.

In order to demonstrate the implementation of the designed sensing head, experiments were performed using a TCC of ratio of 1.599. To calculate the RI value using the designed sensing head, we implemented the calculation method presented in our previous work [16]. Three liquid samples were generated by means of ethylene-glycol (EG) dissolved in distilled water, following [25]; in each sample the concentration of EG was changed in steps of 0.02% to modify the RI value of the sample in steps of  $2 \times 10^{-5}$ . For each sample, 30 measurements of 1 ms each were taken when the tip of the fiber was submerged into the sample. For these experiments, the laboratory temperature was set at  $21 \text{ }^\circ\text{C}$  and the samples were placed in an insulated box and wait for 30 minutes to avoid temperature instabilities. For RI calculation, a period of tuning of  $146 \mu\text{s}$  was obtained, extracted and concatenated 15 times; therefore the signal used for each RI measurement is 1.5 ms long; and, the averaged RI value is obtained using an effective signal of 45 ms. Results from these experiments are presented in Fig. 4 and resumed in table I. The resolution improvement can be confirmed by comparing these results with our recent work in [15], where a resolution of  $10^{-4}$  was obtained using the same experimental setup settings, and not properly designed TCC, before reducing the nonlinearity effect.

In Fig. 5, we present the change in resolution of the RI value obtained using the proposed design and the performed experiments, with the change in the number of cycles used in the concatenated signal. It can be seen a rapid improvement in the resolution value of the refractometer until 8-10

TABLE I  
EXPERIMENTAL RESULTS OF RI MEASUREMENT

Percentage of ethilen-glycol in water	Measured RI	RI Measured Resolution
49.98	1.367314	$3 \times 10^{-6}$
50.00	1.367337	$2 \times 10^{-6}$
50.02	1.367358	$3 \times 10^{-6}$

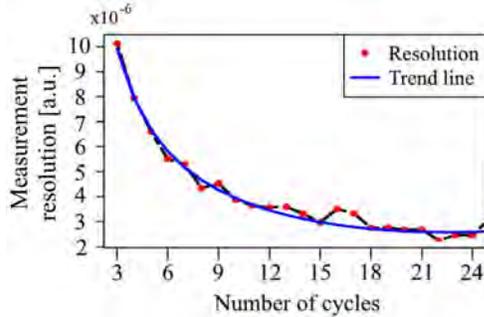


Fig. 5. Refractive index measurement using two sensing heads.

concatenated cycles, after which the resolution value slows the improvement. In our experiments, 15 cycles were used as a good tradeoff between improvement and length of signal.

Based on the experimental results, the proposed design of the cascaded-cavity used for RI measurement proved to be efficient; as the period of tuning of  $146 \mu\text{s}$  was effective in reducing the noise coming from the nonlinearity effect generated by the wavelength tuning of the optical source. Eliminating also the need for extra synchronized components in the form of auxiliary interferometer, as commonly reported. Since the period of tuning is formed by integer number of cycles of the two-wave interference signals constituting the sensor response, the concatenated signal becomes very stable; as well as produces narrow components in the frequency space, which allows for multi-point sensing. Furthermore, the proposed design can be implemented in any other sensing system using cascaded-cavity, for example, to monitor strain, temperature, pressure and so on.

#### IV. CONCLUSION

A method to reduce the nonlinearity effect, generated by a tunable laser, was presented; the proposed method is based on the design of a sensing head formed by cascaded-cavity. This method removes the need for an auxiliary interferometer for reducing the nonlinearity. Description of the method, construction of the designed cascaded cavity, and experiments demonstrating the effectiveness of the proposed design, were presented and discussed in detail. Implementing the system in a fiber refractometer, a resolution of  $10^{-6}$  is reported. It is important to mention that the system is based on standard fiber components, allowing for assembly of the system at a low cost.

#### REFERENCES

- [1] A. Urrutia, I. Del Villar, P. Zubiate, and C. R. Zamarreño, "A comprehensive review of optical fiber refractometers: Toward a standard comparative criterion," *Laser Photon. Rev.*, vol. 13, no. 11, Nov. 2019, Art. no. 1900094.
- [2] S. Silva, P. Roriz, and O. Frazão, "Refractive index measurement of liquids based on microstructured optical fibers," *Photonics*, vol. 1, no. 4, pp. 516–529, Dec. 2014.
- [3] B. H. Lee *et al.*, "Interferometric fiber optic sensors," *Sensors*, vol. 12, no. 3, pp. 2467–2486, Jan. 2012.
- [4] S. Pu, L. Luo, J. Tang, L. Mao, and X. Zeng, "Ultrasensitive refractive-index sensors based on tapered fiber coupler with sagnac loop," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 10, pp. 1073–1076, May 15, 2016.
- [5] A. González-Cano, M.-C. Navarrete, Ó. Esteban, and N. Díaz-Herrera, "Plasmonic sensors based on doubly-deposited tapered optical fibers," *Sensors*, vol. 14, no. 3, pp. 4791–4805, Mar. 2014.
- [6] X. Chen, J. Xu, X. Zhang, T. Guo, and B.-O. Guan, "Wide range refractive index measurement using a multi-angle tilted fiber Bragg grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 29, no. 9, pp. 719–722, May 1, 2017.
- [7] S. Pevec and D. Donagic, "High resolution, all-fiber, micro-machined sensor for simultaneous measurement of refractive index and temperature," *Opt. Express*, vol. 22, no. 13, pp. 16241–16253, 2014.
- [8] X. Li, Y. Shao, Y. Yu, Y. Zhang, and S. Wei, "A highly sensitive fiber-optic Fabry–Perot interferometer based on internal reflection mirrors for refractive index measurement," *Sensors*, vol. 16, no. 6, p. 794, May 2016.
- [9] C. R. Liao, T. Y. Hu, and D. N. Wang, "Optical fiber Fabry–Perot interferometer cavity fabricated by femtosecond laser micromachining and fusion splicing for refractive index sensing," *Opt. Express*, vol. 20, no. 20, pp. 22813–22818, 2012.
- [10] O. Frazao, J. M. Baptista, J. L. Santos, J. Kobelke, and K. Schuster, "Refractive index tip sensor based on Fabry–Perot cavities formed by a suspended core fibre," *J. Eur. Opt. Soc.*, vol. 4, p. 28, Aug. 2009.
- [11] H. Y. Choi *et al.*, "Miniature fiber-optic high temperature sensor based on a hybrid structured Fabry–Perot interferometer," *Opt. Lett.* vol. 33, no. 21, pp. 2455–2457, 2008.
- [12] H. Y. Choi, G. Mudhana, K. S. Park, U.-C. Paek, and B. H. Lee, "Cross-talk free and ultra-compact fiber optic sensor for simultaneous measurement of temperature and refractive index," *Opt. Express*, vol. 18, no. 1, pp. 141–149, Dec. 2009.
- [13] K. S. Park *et al.*, "Compact and multiplexible hydrogen gas sensor assisted by self-referencing technique," *Opt. Express*, vol. 19, no. 19, pp. 18190–18198, 2011.
- [14] M. G. Shlyagin, R. Martínez Manuel, and Ó. Esteban, "Optical-fiber self-referenced refractometer based on fresnel reflection at the fiber tip," *Sens. Actuators B, Chem.*, vol. 178, pp. 263–269, Mar. 2013.
- [15] J. Esquivel-Hernández and R. Martínez-Manuel, "Optical frequency sweeping nonlinearity compensation implemented in a multipoint fiber optic refractometer," *Opt. Eng.*, vol. 59, no. 01, p. 1, Jan. 2020.
- [16] R. Martínez-Manuel, Ó. Esteban, and M. G. Shlyagin, "Simple low-cost refractometer using a disposable optical fiber tip for measurements," *Opt. Eng.*, vol. 55, no. 11, Nov. 2016, Art. no. 116108.
- [17] D. P. Zhou, L. Chen, and X. Bao, "Distributed dynamic strain measurement using optical frequency-domain reflectometry," *Appl. Opt.*, vol. 55, pp. 6735–6739, 2016.
- [18] E. D. Moore and R. R. McLeod, "Correction of sampling errors due to laser tuning rate fluctuations in swept-wavelength interferometry," *Opt. Express*, vol. 16, no. 17, pp. 13139–13149, 2008.
- [19] B. Feng, K. Liu, T. Liu, J. Jiang, and Y. Du, "Improving OFDR spatial resolution by reducing external clock sampling error," *Opt. Commun.*, vol. 363, pp. 74–79, Mar. 2016.
- [20] T. Hariyama, P. A. M. Sandborn, M. Watanabe, and M. C. Wu, "High-accuracy range-sensing system based on FMCW using low-cost VCSEL," *Opt. Express*, vol. 26, no. 7, pp. 9285–9297, 2018.
- [21] R. M. Manuel and H. E. Sutherland, "Signal conditioning for compensating nonlinearity and nonrepeatability of an optical frequency scanning laser implemented in a C-OFDR system," *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 3, pp. 457–461, 2017.
- [22] Z. Ding *et al.*, "Compensation of laser frequency tuning nonlinearity of a long range OFDR using deskew filter," *Opt. Express*, vol. 21, no. 3, pp. 3826–3834, Feb. 2013.
- [23] Z. Liu, Z. Liu, Z. Deng, and L. Tao, "Interference signal frequency tracking for extracting phase in frequency scanning interferometry using an extended Kalman filter," *Appl. Opt.*, vol. 55, pp. 2985–2992, 2016.
- [24] J. Esquivel-Hernandez and R. Martinez-Manuel, "Resolution improvement in a multi-point fiber refractometer based on coherent-OFDR," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 32, no. 9, pp. 530–533, May 1, 2020.
- [25] J. E. Saunders, C. Sanders, H. Chen, and H.-P. Loock, "Refractive indices of common solvents and solutions at 1550 nm," *Appl. Opt.*, vol. 55, no. 4, pp. 947–953, 2016.