

# Sensor interferométrico Fabry-Perot basado en fibra óptica para la medición de espesor de materiales

Autor

David Manuel Bohórquez Malaver

20161005024

Tutor

Gustavo Adolfo Puerto

Universidad Distrital Francisco José de Caldas

Programa de Ingeniería electrónica

Bogotá, Colombia

Septiembre de 2022

**David Manuel Bohórquez Malaver**

*Sensor interferométrico Fabry-Perot basado en fibra óptica para la medición de materiales*

Modalidad de de grado

Monografía

**Ingeniería Electrónica**

*Universidad Distrital Francisco José de Caldás*

Facultad de Ingeniería

Carrera 8-No.40

Bogotá, Colombia

# Índice

Capítulos	Página
<b>1. Planteamiento del problema</b>	<b>6</b>
<b>2. Justificación</b>	<b>8</b>
<b>3. Objetivos</b>	<b>9</b>
3.1. Objetivo General: . . . . .	9
3.2. Objetivos Específicos: . . . . .	9
<b>4. Marco Teórico</b>	<b>10</b>
4.1. Métodos de caracterización estructural . . . . .	10
4.2. Elementos de la teoría de interferencia e interferómetros . . . . .	11
4.3. Sensores en fibra óptica: . . . . .	12
4.3.1. FBG . . . . .	12
4.3.2. Fabry-Perot: . . . . .	16
4.4. Algoritmos de demodulación de longitud . . . . .	22
4.4.1. Transformada de Fourier: . . . . .	22
4.4.2. Error cuadrático medio: . . . . .	23
<b>5. Estado del arte</b>	<b>24</b>
<b>6. Proceso</b>	<b>26</b>
6.1. Función de transferencia . . . . .	26
6.2. Esquemático y corroboración de la función de transferencia . . . . .	27
<b>7. Resultados</b>	<b>30</b>
7.1. Algoritmo para determinar el periodo . . . . .	30
7.2. Algoritmos para determinar la longitud de la cavidad . . . . .	33
7.2.1. Medición del FSR (Free Spectral Range) . . . . .	33
7.3. Resolución: . . . . .	34
7.3.1. Algoritmo de demodulación basado en la transformada de Fourier: . . . . .	35
7.4. Simulación de medición de películas . . . . .	37
<b>8. Análisis de resultados</b>	<b>38</b>
8.1. Parámetros de la cavidad Fabry-perot . . . . .	38
8.2. Método para hallar la longitud de la cavidad . . . . .	40
8.3. Prestaciones del instrumento . . . . .	40
8.4. Modelo de simulación . . . . .	40
8.5. Metrología óptica de películas gruesas (Thick Films) . . . . .	40
<b>9. Conclusiones</b>	<b>40</b>

<b>10. Anexos</b>	<b>41</b>
10.1. Conexión Matlab-Optisystem . . . . .	41
10.2. Código Matlab: algoritmo para determinar el FSR . . . . .	42

# Índice de figuras

1.	Tipos de transductores para la monitorización de salud estructural [1] [13] [24]	7
2.	Intensidad de la señal vs. fase para reflectancias diferentes (Elaboración propia)	12
3.	Esquema de la estructura de FBG y la respuesta espectral [31]. . . . .	13
4.	Espectro de reflexión y transmisión vs. longitud de onda a diferentes valores de $kl$ para una fibra de a)Silicio y b) de polímero [16] . . . . .	15
5.	Interferómetros Fabry-perot a) Intrínsecos b) Extrínsecos [10]. . . . .	16
6.	(a) Fabry perot basado en la transmisión de luz. (b) Fabry perot basado en la luz reflejada [27]. . . . .	17
7.	Variantes de los FFPI y sus aplicaciones [10]. . . . .	17
8.	Interferencia de múltiple haz [15]. . . . .	18
9.	Anillos formados por un FPI [28]. . . . .	19
10.	Modelo de una cavidad FP en fibra óptica [10] . . . . .	20
11.	Espectro de reflexión de tres FFPI con variación en la longitud de sus cavidades [10]. . . . .	21
12.	Función de transferencia . . . . .	26
13.	Función de transferencia con el parámetro R . . . . .	27
14.	Montaje inicial en Optisystem . . . . .	28
15.	Espectro óptico del LED . . . . .	28
16.	Espectro óptico a la salida del filtro . . . . .	29
17.	Espectro de salida con la función de transferencia en Matlab . . . . .	29
18.	Espectro en matlab . . . . .	30
19.	Señal de salida con puntos identificados como máximos . . . . .	31
20.	Ampliación a máximos reconocidos por el algoritmo . . . . .	31
21.	Ampliación de los puntos máximos reconocidos por el algoritmo en un armónico	32
22.	Longitud de la cavidad versus FSR . . . . .	32
23.	Medidas obtenidas con su error . . . . .	33
24.	Recta representativa primer método . . . . .	34
25.	Espectro de la señal . . . . .	36
26.	Espectro de la señal en los primeros 50 datos . . . . .	36
27.	Tabla con la simulación de 4 medias de películas gruesas . . . . .	37
28.	Señal con parámetros $R_0 = 0,54$ y $R_1 = 0,84$ . . . . .	39
29.	Señal con parámetros $R_0 = R_1 = 0,84$ . . . . .	39
30.	Propiedades del bloque Matlab de Optisystem . . . . .	41
31.	Código Matlab . . . . .	42
32.	Código Matlab . . . . .	43
33.	Código Matlab . . . . .	43

# Índice de tablas

1.	Resumen de las herramientas usando características físico-químicas [2] . . .	10
----	--	----

2. Intensidades reflectantes y transmitidas de un FPI con una baja reflexión de Fresnel del 4% [28]. . . . . 18

# 1. Planteamiento del problema

Los sensores de desplazamiento han sido utilizados durante mucho tiempo en áreas como por ejemplo en los sistemas mecánicos [9], en sistemas de control [35], en el monitores de la salud estructural (HMS por sus siglas en inglés) como el de las obras civiles [1] así como también de las estructuras aeronáuticas [6], el estudio de materiales entre muchas otras. Debido a que estos se usan en una amplia gama de aplicaciones como para medir el rango de recorrido entre el lugar donde se encuentra un objeto y una posición de referencia [35], así como para la medición de dimensiones para determinar la altura, el grosor y el ancho de un objeto, además del rango de recorrido, rango de referencia y formas 3D [8] [20].

Particularmente, en las estructuras civiles, el estado de tensión en un punto del material determina la deformación y posible rotura de este [37], es por eso que es importante la monitorización de este parámetro a lo largo de la estructura. Asimismo, en el área de estudio de materiales, la medición de distancia / desplazamiento es ampliamente requerida para el análisis del curado de polímeros en el caso de las resinas compuestas [22], de películas delgadas para el caso de semiconductores [26] [8] [21] o den cuanto al grafeno, donde determinar el espesor de las laminas de forma rápida y precisa es esencial para acelerar la investigación y exploración de este material [26].

Entre las diferentes tecnologías para los sensores de desplazamiento se encuentran los elementos pizoeléctricos, la óptica láser, la emisión acústica, la fibra óptica, MEMS (Sistemas micro electromecánicos por sus siglas en inglés), sensores capacitivos entre otros, en la tabla de la imagen 1 se pueden apreciar las distintas tecnologías así como de una breve descripción.

Sensor	Descripción
Piezoeléctrico Piezocerámico	Transductor de impedancia de alta frecuencia para detectar daños. Utiliza impedancia electromecánica para detectar pequeñas grietas en vigas de acero Matriz ultrasónica de alta frecuencia Utiliza ondas que se propagan para escanear placas de aluminio, tuberías y hormigón.
Optica de laser	Genera ondas Lamb y utiliza medición sin contacto con array AE
Imagen térmica	Utiliza la función de transferencia térmica para hacer la Emc más robusta imágenes de la pérdida de material en la tubería de la pared de agua de la caldera con exploración NDE
Emisión acústica	Método por el cual se convierte señales acústicas rápidamente en un imagen análoga. Asimismo utiliza módulos portátiles de acústica para el diagnóstico de rompimiento por fatiga.
Fibra óptica	Generalmente se utiliza fibra óptica de rejilla de Bragg (FBG) distribuida para la monitorización de estructuras
Corriente de Foucault (Eddy current)	Método utilizado para detectar grietas en concreto, utilizando sensores montados en superficie
Polímeros conductivos	Detecta la humedad sobre una superficie extendida para identificar corrosión
MEMS	Sistemas microelectromecánicos. Sensores programable inalámbricos para la monitorización de SHM Micro sensores embebidos de fuerza para acondicionamiento de señal integrado.

Figura 1: Tipos de transductores para la monitorización de salud estructural [1] [13] [24]

Entre las tecnologías anteriormente mencionadas, una de las más utilizadas son los elementos piezoeléctricos, debido a que convierten los cambios mecánicos a variables eléctricas, tienen buena frecuencia de operación y pueden también medir parámetros como la vibración, aceleración y presión, sin embargo, estos tienen que ir sobre una celda de carga (load cell) adheridas en la estructura y por lo tanto requieren técnicas de adhesivo especial [1]. Otra tecnología ampliamente utilizada es la fibra óptica. La metrología óptica basada en sensores de fibra óptica (FOS) es una de las tecnologías más prometedoras debido a su amplia gama de aplicaciones [7]. Su tamaño compacto, bajo costo, alta resolución, su capacidad de operar en entornos agresivos, su inmunidad electromagnética entre otras características la hacen ampliamente estudiada y utilizada. Entre los diferentes esquemas de medición, la medición de distancia-desplazamiento es una de las técnicas más comunes y ampliamente aplicadas que a menudo sirve como base para la detección de otros parámetros físicos como presión [14], esfuerzo cortante, vibración y aceleración [21].

Existen diferentes tipos de clasificación de sensores de fibra óptica, como el basado en el principio de funcionamiento (Modulados en amplitud, fase, polarización o espectrales), la clasificación basada en posición espacial (Puntuales, distribuidos, cuasi-distribuidos, integrados) y la clasificación basada en los parámetros medidos o en la aplicación (Físicos, químicos y biosensores). Dentro de la clasificación basada en el principio de funcionamiento se encuentran los modulados en fase o interferométricos, los cuales detectan mediante la fase del haz luminoso [22]. Existen diferentes tipos de interferómetros, como por ejemplo el Mach-Zender, Sagnac, Michelson, el Fabry-Perot (FFPI) y las redes de difracción de Bragg, cada uno con un modelo con láseres y en fibra óptica. La mayoría de sensores en fibra óptica

utilizados el el Fabry-Perot y las redes de difracción de Bragg (FBG), debido a que utiliza pocos elementos (acopladores, controladores de polarización, filtros o moduladores) de fibra que puedan complicar el desarrollo del sensor [10].

¿Es factible diseñar y simular un sensor de microdesplazamiento en fibra óptica de resolución micrométrica para la medición específica de espesor y cambio dimensional de los materiales ?

## 2. Justificación

En la caracterización y estudio de materiales hay cierto tipo de información la cual es interesante de obtener, una de ellas se relaciona con los parámetros de la superficie como la dimensión así como los defectos [2]. Dentro de este estudio, se pueden encontrar materiales específicamente como el grafeno o aquellos que sufran un proceso de contracción durante el curado como resinas o concreto.

El grafeno es una estructura bidimensional (2D), el cual es el bloque de construcción básico para otros sp<sup>2</sup> nanomateriales de carbono, como láminas de nanografito y nanotubos de carbono[26]. En el ámbito científico, el grafeno ha llamado poderosamente la atención en el estudio de la física fundamental y debido a sus posibles aplicaciones en el campo de la electrónica ultrarrápida, la detección y la energía fotovoltaica, además de proporcionar un banco de pruebas de los nuevos y exóticos fenómenos físicos. Se ha observado que las propiedades eléctricas, térmicas, mecánicas y ópticas de las películas de grafeno dependen en gran medida del número de capas del mismo, porque la estructura de bandas de los sistemas de grafeno multicapa difieren radicalmente del grafeno monocapa debido al acoplamiento entre capas. El número de capas también determina la respuesta del grafeno a factores externos, como su acoplamiento con los sustratos subyacentes, el desorden y los adsorbatos [26] [17].

Materiales que experimentan cambio dimensional por un proceso de curado o por proceso térmico son objetos de estudio, debido a que estos cambios dimensionales son medidas del desempeño del material así como la posible presencia de grietas, y esta información tiene aplicaciones técnicas como en el caso de las resinas en el campo de la odontología hasta aplicaciones más prácticas como en el monitoreo de la salud estructural de las obras civiles [24] [16] [24] .

Existen diferentes métodos para el estudio de la superficie de los materiales, entre los más reconocidos se encuentran la microscopia óptica, la microscopia por fuerza atómica (AFM por sus siglas en inglés), el microscopio electrónico de barrido (SEM por sus siglas en ingles) la espectroscopia de Raman, las imágenes de Rayleigh entre otras [17] [18]. A partir de estos métodos se pueden obtener buenos resultados, sin embargo algunos pueden llegar a ser destructivos como el caso de la AFM o en el caso de las diferentes variantes de la microscopia óptica su costo puede variar enormemente dependiendo la tecnología, desde solamente USD \$2.000 hasta más de \$100k [2].

Asimismo, esta tecnología óptica ofrece ciertas ventajas en cuanto a lo económico, no solo por el precio, sino también por la cantidad de espacio que ocupará el dispositivo, el equipo de un microscopio electrónico de barrido puede ocupar toda una habitación mientras el equipo optoelectrónico de la fibra óptica no es tan voluminoso en comparación a otras técnicas VLM [2].

La fibra óptica es mayormente conocida por su aplicación en el área de las telecomunicaciones, sin embargo, ha sido ampliamente estudiada y utilizada como sensor en sus formas interferométricas como la Fabry-Perot (FP) y la red de difracción de Bragg (FBG) [18] [34] [16]. Sus características únicas como su inmunidad electromagnética, alta resolución, la capacidad para embeberse en las estructuras, entre otras, y relativamente bajo costo y adquisición, hacen de esta tecnología promisoría para el sensado [12] [22].

En este trabajo se pretende realizar un modelo simulable específico para el sensado de micro-desplazamiento-distancia en base a interferómetros en fibra óptica que sirva como base de investigación científica de materiales y para sistemas de metrología más compleja y asequible. Tratando a su vez, de recopilar información más a fondo del efecto de esta tecnología en este tipo de sensado dimensional que se hayan realizado.

## 3. Objetivos

### 3.1. Objetivo General:

Analizar y caracterizar un interferómetro tipo Fabry-Perot basado en fibra óptica para la medición de espesor de materiales

### 3.2. Objetivos Específicos:

- Identificar, recopilar y analizar información acerca de dispositivos fotónicos que permitan el desarrollo de aplicaciones de sensado dimensional sobretodo en fibra óptica tipo Fabry-perot.
- Realizar un modelo de simulación de un interferómetro en base fibra óptica para aplicaciones específicas de sensado dimensional de alta resolución.
- Evaluar la metrología óptica basada en interferometría en términos de su resolución y factibilidad como base para el estudio dimensional de materiales en el ámbito científico.

## 4. Marco Teórico

### 4.1. Métodos de caracterización estructural

En el estudio de materiales, existen diferentes métodos para caracterizar tanto física como químicamente a estos, por nombrar algunos se tiene:

<b>Caracterización</b>	<b>Herramienta</b>
Composición	Difracción de rayos X (XRD) Fluorescencia de rayos X(XFR) Análisis de neutrón activado (NAA) Espectrometría de masa (Mass Spec)
Química local	Microscopio electrónico de escaneado (SEM) con XEDS Microanálisis de prueba de electrón(EPMA) Microscopio electrónico de transmisión (TEM)
Superficie	Espectroscopia de fotoelectrones de rayos X (XPS,ESCA) Espectroscopía de electrones Auger (AES) Espectroscopia de ion masa secundario (SIMS) Espectrometría de retrodispersión de Rutherford (RBS) Espectroscopia de fotoelectron ultravioleta (RBS) Espectroscopia infraroja (IR) Espectroscopia de Raman
Cambios de fase	Análisis termomecánico (TMA) Análisis termogavimétrico (TGA) Análisis térmico diferencial (DTA) Calorimetría diferencial de barrido (DSC) Espectroscopia de masa (MS) in situ XRD
Área de superficie	Dispersión de neutrones en ángulo pequeño (SANS) Dispersión de rayor X en ángulo pequeño (SAXS)

Tabla 1: Resumen de las herramientas usando características físico-químicas [2]

## 4.2. Elementos de la teoría de interferencia e interferómetros

Cuando uno o varios haces de luz se superponen, la distribución de intensidad no puede ser descrita ya por una manera tan simple. Así si luz de una fuente es dividida por un aparato adecuado, en dos haces los cuales son superpuestos, la intensidad en la región de superposición se encuentra que varía del punto a punto entre máximos que exceden la suma de las intensidades en los haces, y mínimos que pueden ser cero. Este fenómeno se llama interferencia.

La luz producida por una fuente real nunca es estrictamente monocromática, sin embargo como se sabe de la teoría atómica, la amplitud y la fase experimentan fluctuaciones irregulares demasiado rápidas para que los ojos o un detector físico ordinario las sigan. Si los dos haces se originan en la misma fuente, las fluctuaciones en los dos haces están en general correlacionadas y se considera que los haces son total o parcialmente coherentes. En haces de fuentes diferentes, las fluctuaciones no están correlacionadas y se dice que los haces son mutuamente incoherentes.

La diferencia de fase se tiene como:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n' h \cos \theta' \quad (4.1)$$

Donde  $h$  es el grosor del plato,  $n'$  el índice de refracción del medio entre los platos,  $\theta'$  el ángulo del rayo transmitido con respecto a la normal de este (cero para rayos incidentes perpendiculares al plato) y  $\lambda_0$  es la longitud de onda en el vacío. Para una onda viajando por el medio circundante, dado  $r$  el coeficiente de reflexión (relación de amplitudes reflejadas e incidentes) y  $t$  el coeficiente de transmisión (relación de amplitudes transmitidas e incidentes), y dado  $r'$  y  $t'$  los correspondientes coeficientes para las ondas que viajan desde los platos al medio circundante. Las amplitudes complejas de las ondas reflejadas son:

$$rA^{(i)}, tt'a^i e^{i\delta}, tt'r'^3 A^i e^{2i\delta}, \dots, tt'r'^{(2p-3)} A^i e^{i(p-1)\delta}$$

De forma similar, las amplitudes complejas de las ondas transmitidas, a través del plano, aparte de un factor de fase constante sin importancia:

$$tt'A^{(i)}, tt'r'^2 a^i e^{i\delta}, tt'r'^4 A^i e^{2i\delta}, \dots, tt'r'^{2(p-1)} A^i e^{i(p-1)\delta}$$

$$\frac{I^{(r)}}{I^{(i)}} = \frac{F \sin^2 \frac{\delta}{2}}{1 + F \sin^2 \frac{\delta'}{2}} \quad (4.2)$$

$$\frac{I^{(i)}}{I^{(t)}} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta'}{2}} \quad (4.3)$$

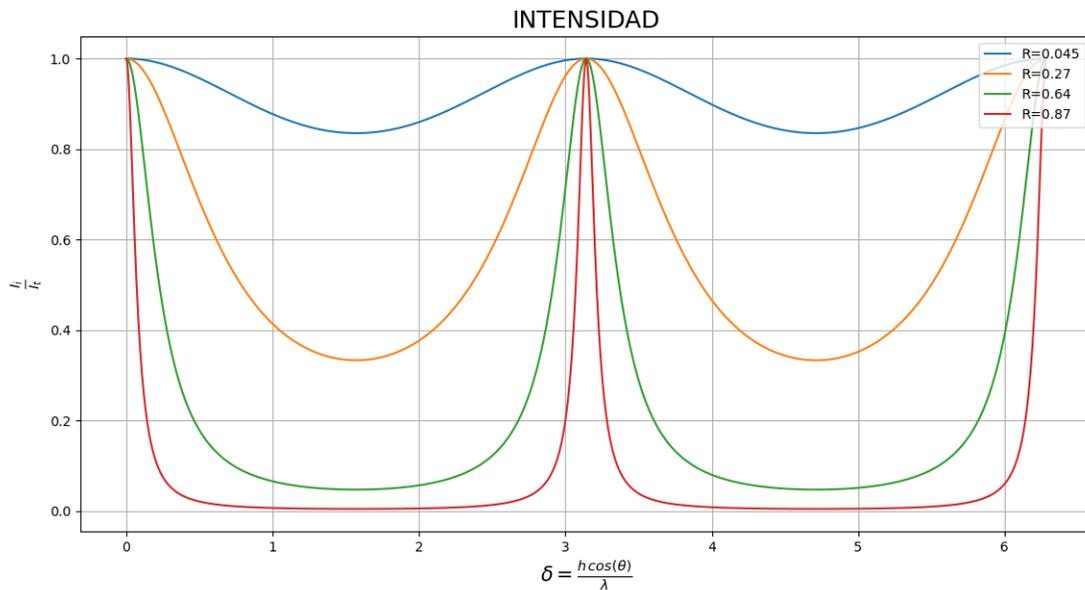


Figura 2: Intensidad de la señal vs. fase para reflectancias diferentes (Elaboración propia)

### 4.3. Sensores en fibra óptica:

#### 4.3.1. FBG

##### Introducción:

Físicamente, una red de difracción de Bragg en fibra óptica es una perturbación periódica del índice de refracción a lo largo del eje de la fibra, que se forma por exposición del núcleo de la misma a un patrón de interferencia óptica intenso. Estas redes funcionan como filtros paso banda que reflejan unas longitudes de onda específicas y dejan pasar el resto. Su funcionamiento puede ser explicado a partir de una suma sucesiva de reflexiones coherentes en los saltos de índice de refracción [3].

Los FBG se introdujeron por primera vez en la industria en la década de 1980 después del descubrimiento de la primera técnica conocida de fabricación de redes de fibra en 1978. Desde entonces, los FBG se han abierto camino en numerosos dispositivos de telecomunicaciones ópticas. La teoría de FBG incluye la propagación de modos dentro de una fibra óptica. La relación entre el modo y el índice de refracción de una rejilla de difracción de Bragg juega un papel importante en el tipo de dispersión y en la eficiencia total del sistema [19].

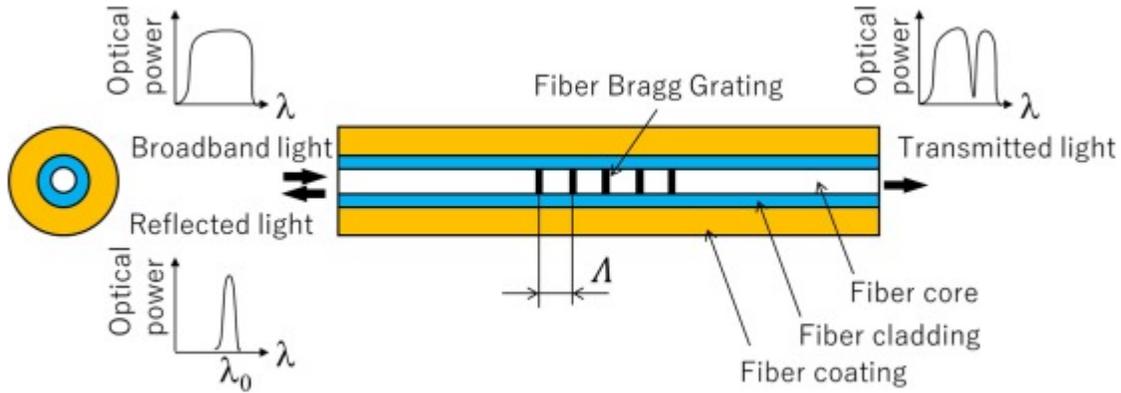


Figura 3: Esquema de la estructura de FBG y la respuesta espectral [31].

Cualquier perturbación externa, como tensión, temperatura, etc. en el sitio de la rejilla del sensor FBG, alterará la periodicidad de la rejilla y, a su vez, la longitud de onda de Bragg reflejada. Al interrogar el cambio en la longitud de onda de Bragg, se puede cuantificar la perturbación externa paramétrica [29].

La red de difracción tiene aplicaciones en el sentido de:

- Detector de gas [36]
- Temperatura [31]
- Presión [37]
- Monitoreo de la salud estructural (SHM) [23]

### Modelos matemático:

La luz propagada hacia adelante se refleja en la longitud de onda de Bragg [32]:

$$\lambda_B = 2n\Lambda \quad (4.4)$$

Donde,

$\lambda_B$  : Es la longitud de onda de Bragg (longitud de onda de la amplitud del pico de reflexión)

$n$  : Índice de refracción efectivo

$\Lambda$  : Periodo de la estructura de la red de difracción

La red de difracción en fibra puede considerarse una variación unidimensional del índice de refracción del núcleo a lo largo del eje de la fibra  $n(z)$ . Esta variación continua puede ser muestreada para obtener una estructura multicapa susceptible de ser tratada mediante la teoría de reflexión y refracción en medios dieléctricos y teoría de matrices de transferencia. En general, la perturbación del índice de refracción que da lugar a la red de difracción en el núcleo de la fibra puede ser descrita de forma analítica mediante las expresiones :

$$n(z) = n_0 + \Delta n(z) \quad (4.5)$$

Donde:

$$\Delta n(z) = \Delta n_{max} \cdot A(z) \cdot F(\phi(z))$$

$$\phi(z) = \int_0^z \frac{2\pi}{\Lambda(z')} dz'$$

Este  $\Delta n(z)$  será siempre positivo debido a que en el efecto fotorefractivo el índice de refracción responde a la potencia óptica de luz que recibe.  $\Delta n_{max}$  es la modulación máxima del índice de refracción,  $A(z)$  describe la función de apodizado normalizada,  $F()$  representa la forma de la perturbación periódica y  $\phi(z)$  es la fase en radianes relacionada con el periodo de la red de difracción  $\Lambda(z)$  (función de chirp o variación del periodo de la red a lo largo del eje de la fibra) por la expresión de la integral de la ecuación. Estos parámetros fijan completamente el diseño de la red de difracción y determinarán su comportamiento [3].

Usando la teoría del modo acoplado, la reflectividad de una rejilla con amplitud y período de modulación constante viene dada por la siguiente expresión [32]

$$R(l, \lambda) = \frac{k^2 \sinh^2(sl)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)} \quad (4.6)$$

Donde  $R(l, \lambda)$  es la reflectividad, la cual, es función de la longitud  $l$  de la red de difracción y la longitud de onda  $\lambda$ , asimismo se tiene:

$\Delta\beta = \beta - \frac{\pi}{\lambda}$ , es el vector de onda desafinado, con  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ .  
 $s^2 = k^2 - \Delta\beta^2$  con  $k = \frac{\pi\Delta n}{\lambda} M$  donde  $M$  es el coeficiente de acoplamiento.

En el caso de que la fibra sea una red uniforme, el coeficiente  $M$  puede ser aproximado a  $1 - V^2$ , donde  $V$  frecuencia normalizada dada por:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (4.7)$$

Donde:

$a$  : Radio del núcleo.

$n_{co}, n_{cl}$  Índice del núcleo y del revestimiento de la fibra respectivamente. En la longitud de onda central de la rejilla de Bragg, la desafinación del vector de onda es  $\Delta\beta = 0$ , por lo que la expresión de la reflectividad se convierte en

$$R(l, \lambda) = \tanh^2(kl) \quad (4.8)$$

Como implica el resultado, al aumentar el valor de  $kl$ , el retardo de tiempo disminuye significativamente y alcanza su valor mínimo en la longitud de onda reflejada diseñada para la fibra óptica de sílice y polímero [3]. Además, el retardo de tiempo se vuelve apreciable cerca de los bordes de la banda y los lóbulos laterales del espectro de reflexión, donde tiende a variar rápidamente con la longitud de onda [16].

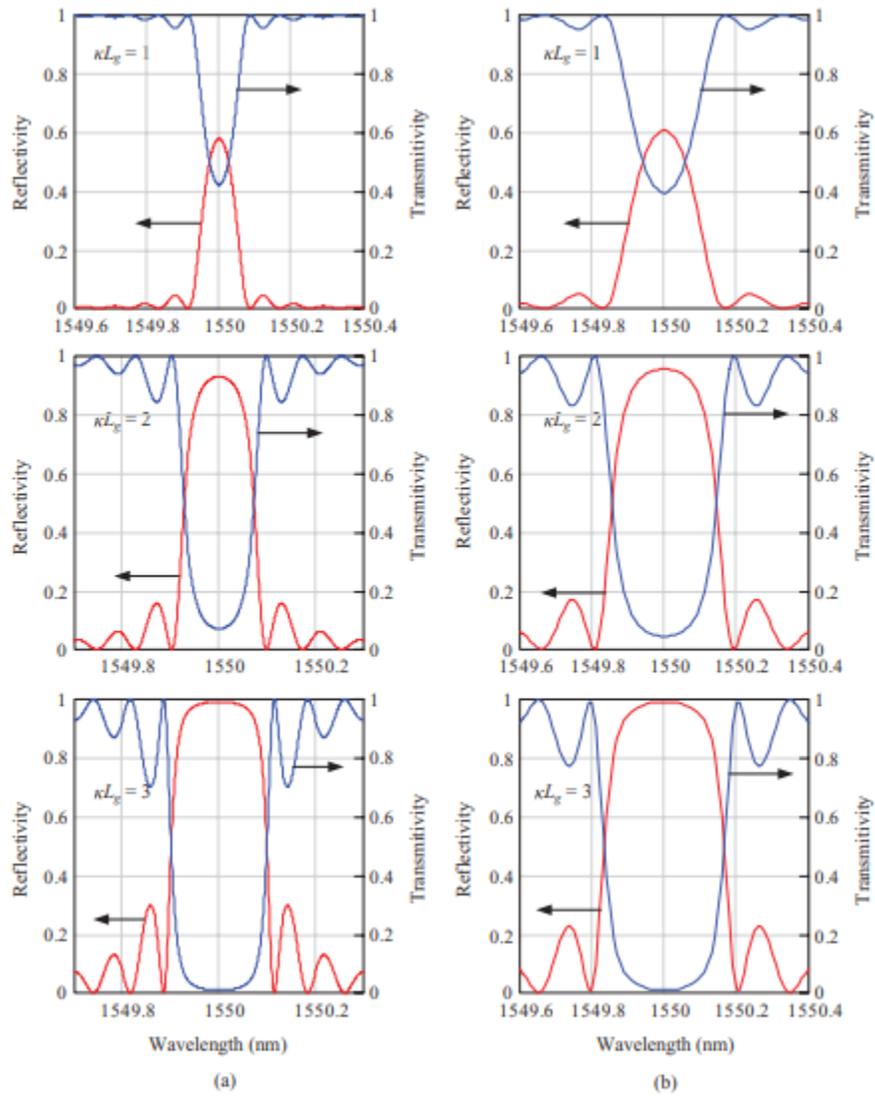


Figura 4: Espectro de reflexión y transmisión vs. longitud de onda a diferentes valores de  $\kappa l$  para una fibra de a)Silicio y b) de polímero [16]

### 4.3.2. Fabry-Perot:

Un Fabry-Perot (FP) es un dispositivo de cavidad óptica que actúa como interferómetro y, por lo tanto, también se lo conoce como interferómetro de Fabry-Perot (FPI)[28].

En 1981, Douglas L. Frazen y Ernest M. Kim vincularon por primera vez las fibras ópticas a la configuración FP. Luego, se utilizó la idea de implementar un FPI de fibra monomodo con los extremos de la fibra utilizándolos como espejos. Después de esto, debido a las múltiples ventajas encontradas a los FFPI, como la inmunidad a la interferencia electromagnética, la capacidad de responder a una amplia variedad de parámetros, muy alta resolución, alta precisión y tamaño pequeño, se convirtió en un transductor ideal para muchas aplicaciones de detección [10].

Análogamente al FPI, el interferómetro Fabry-Perot de fibra consiste en dos reflectores ópticos con reflectancias  $R_1$  y  $R_2$  separadas una distancia  $L$ . Entre los reflectores se encuentra un medio óptico generalmente isotrópico y transparente con un índice de refracción  $n$  [10].

Hay varias formas de clasificar los sensores FFPI. En primer lugar, en términos de tipos de fibra, los FFPI más comunes utilizan fibra monomodo o multimodo, pero también existen reportes en las que se utilizan fibras microestructuradas [52] o estrechadas. Además de esta clasificación, los FFPI se dividen también en intrínsecos y extrínsecos [53], esta categorización es la más aceptada [27] [10].

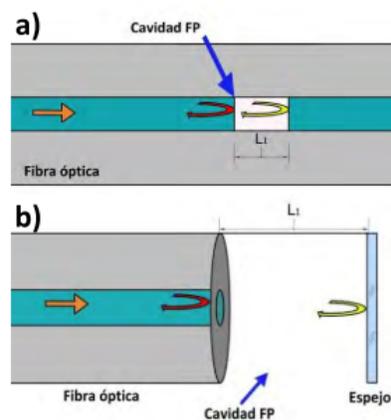


Figura 5: Interferómetros Fabry-perot a) Intrínsecos b) Extrínsecos [10]

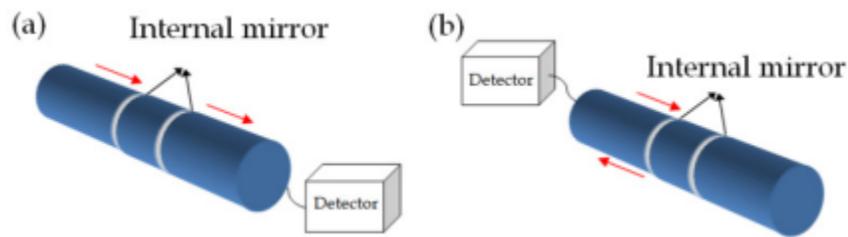


Figura 6: (a) Fabry perot basado en la transmisión de luz. (b) Fabry perot basado en la luz reflejada [27].

Estructura	Variables posibles a medir	Aplicación
Cavidad de aire [48]	Presión, temperatura, esfuerzo, vibración y aceleración	Monitoreo de estructuras y edificios
Tubo hueco que une la punta de la fibra con un diafragma [49]	Presión, aceleración e índices de refracción	Energía (Aceites, gases y electricidad)
Cavidad extrínseca con superficie reflejante [50]	Altas y bajas temperaturas	Aeroespacial (Aeronaves y motores)
Membrana de silicio micromecanizado adherida a una base de vidrio [51]	Presión	Biomedicina

Figura 7: Variantes de los FFPI y sus aplicaciones [10].

Los sensores de fibra óptica basados en el interferómetro Fabry-Perot son en su gran mayoría más compactos y extremadamente sensibles a las perturbaciones que afectan la diferencia de trayectoria óptica entre dos espejos reflectantes. La región de detección puede ser muy compacta para ofrecer una supervisión multipunto gracias a que las franjas de interferencia, como resultado de reflejos múltiples del haz en la cavidad, son mucho más estrechas que las franjas normales de dos haces y se vuelven mucho más nítidas con el aumento de la reflectancia  $R$  [10].

- Temperatura [5]
- Presión [14]
- Fuerza y desplazamiento [35]
- Acústico [34] y de ultrasonido
- Índice de refracción [33]
- Humedad [4]

- Salinidad [11]

El interferómetro Fabry-perot(FPI) consiste en dos espejos semitransparentes planos y paralelos separados por una distancia fija, como se muestra en la Figura 4. Una onda de luz monocromática que incide sobre un FPI a un ángulo arbitrario con respecto a la normal de las superficies, experimentará múltiples reflejos dentro de los espejos. [10]

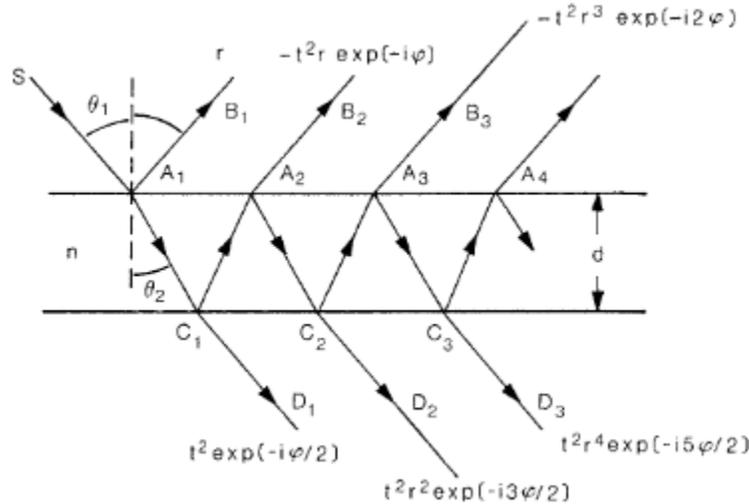


Figura 8: Interferencia de múltiple haz [15].

### Descripción matemática

Suponiendo que la intensidad de la onda incidente es  $I$ , la reflectancia dado por  $r$  es de alrededor del 4 % de la magnitud de la onda incidente, y por otro lado, la transmitancia  $t$  es de alrededor del 96 %. Asimismo, se tiene la intensidad del haz  $n$ -ésimo transmitido  $I_{nt}$  y la intensidad del haz  $n$ -ésimo reflejado  $I_{nr}$ . En la tabla 1, se puede observar el decaimiento de la magnitud de las ondas transmitidas, como era de esperarse.

Intensidad	Ecuación	Valor
$I_{1r}$	$r \cdot I$	0,04I
$I_{1t}$	$t^2 \cdot I$	0,9216I
$I_{2r}$	$t^3 r \cdot I$	0,003I
$I_{2t}$	$t^2 r^2 \cdot I$	0,00015I
$I_{3r}$	$t^2 r^3 \cdot I$	0,006 % I
$I_{3t}$	$t^2 r^4 \cdot I$	$2,4 \times 10^{-4} I$

Tabla 2: Intensidades reflectantes y transmitidas de un FPI con una baja reflexión de Fresnel del 4 % [28].

Obviamente, después de la tercera reflexión, la intensidad  $I_{3r}$  es mucho menor que las dos primeras, por lo que se puede despreciar la influencia de  $I_{3r}$ . Significa que basta con

considerar solo dos haces reflejados.

La forma de la distribución de intensidad de los haces interferentes reflejados y transmitidos por el FPI, un conjunto de anillos concéntricos brillantes sobre un fondo oscuro para el caso de reflexión, es debido a la simetría circular del dispositivo como se puede observar en la Figura 3. El diámetro angular de estas franjas depende del espacio entre los espejos y de la longitud de onda de la fuente. Por lo tanto, la función básica de un FPI es transformar la longitud de onda en un desplazamiento angular [10].

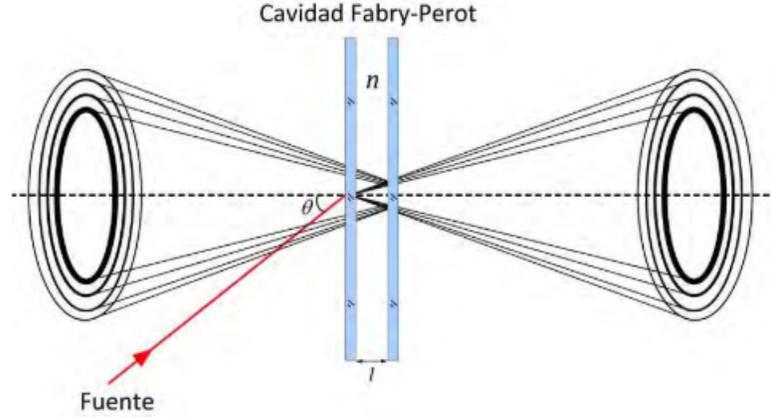


Figura 9: Anillos formados por un FPI [28].

Como interferómetro, asumimos transmitancia  $T_i$  y reflectancia  $R_i$ ,  $i = 1, 2$ , tal que  $R_i + T_i = 1$ . Despreciamos el exceso de pérdida, confiando en la absorción y la dispersión. La reflectancia  $R$  y la transmitancia  $T$  se calculan utilizando las siguientes ecuaciones [28]

$$R = \frac{R_1 + R_2 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cos \phi}{1 + R_1 R_2 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cos \phi} \quad (4.9)$$

$$T = \frac{T_1 T_2}{1 + R_1 R_2 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cos \phi} \quad (4.10)$$

Donde  $R$  es la relación entre la intensidad reflejada por FPI  $I_r$  y la intensidad incidente  $I_i$ ,  $T$  es la relación entre la intensidad transmitida  $I_t$  y la intensidad incidente, y  $\phi$  es el desplazamiento de fase de propagación en el interferómetro, que se calcula mediante:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (4.11)$$

Donde  $\Delta$  es la diferencia de trayectoria óptica (OPD), que se basa principalmente en las características de la cavidad y  $\lambda$  es la longitud de onda óptica del espacio libre. Para el caso de la fibra óptica, el coeficiente  $R$  de reflexión está dado a partir de los índices de refracción propia de la fibra [28] [10].

$$R = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 \quad (4.12)$$

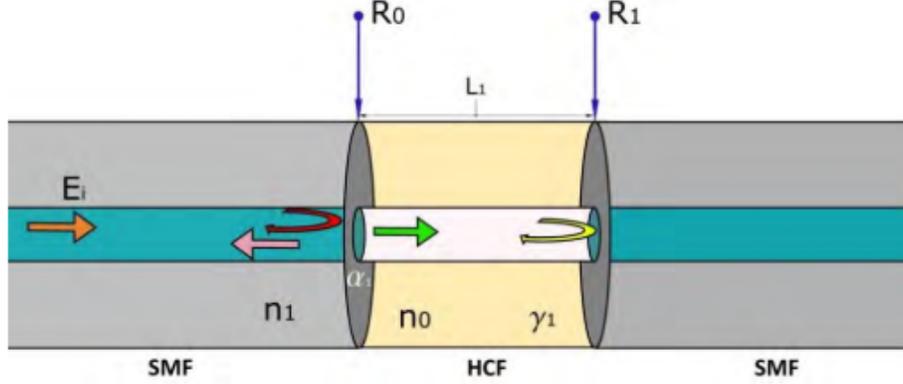


Figura 10: Modelo de una cavidad FP en fibra óptica [10]

Es posible calcular el campo eléctrico reflejado en términos del incidente  $E_i$ . El modelo más simple es el de una cavidad. El campo eléctrico incidente en la primera superficie reflejante, tendrá una reflexión  $E_0$  dada por:

$$E_0 = \sqrt{R_0} E_i \quad (4.13)$$

Donde  $R_0$  es el coeficiente de reflexión, la señal transmitida se puede expresar como:

$$E_t = \sqrt{1 - \alpha_1} \sqrt{1 - R_0} E_i \quad (4.14)$$

Después de recorrer  $L_1$ ,  $E_t$  será entonces:

$$E_{i1} = \sqrt{1 - \alpha_1} \sqrt{1 - \gamma_1} \sqrt{1 - R_0} e^{-jknL_1} E_i \quad (4.15)$$

Al llegar a la superficie  $R_1$ , se reflejará, en este punto, se puede expresar  $E_2$  como:

$$E_3 = \sqrt{1 - \alpha_1} \sqrt{1 - \gamma_1} \sqrt{1 - R_0} \sqrt{R_1} e^{-(jknL_1 + \phi)} E_i \quad (4.16)$$

Luego de transcurrida la distancia  $L_1$  y se expresará cómo:

$$E_4 = \sqrt{1 - \alpha_1} (1 - \gamma_1) \sqrt{1 - R_0} \sqrt{R_1} e^{-(jknL_1 + \phi)} E_i \quad (4.17)$$

Finalmente, transmitida a través de la superficie  $R_0$  se obtendrá:

$$E_5 = (1 - \alpha_1) (1 - \gamma_1) (1 - R_0) \sqrt{R_1} e^{-(jknL_1 + \phi)} E_i \quad (4.18)$$

La interferencia esta dada por la suma de los campos:

$$E_{int} = E_1 + E_5 = E_i \left[ \sqrt{R_0} + (1 - \alpha_1) (1 - \gamma_1) (1 - R_0) \sqrt{R_1} e^{-(jknL_1 + \phi)} \right] \quad (4.19)$$

Para calcular la reflectancia total se debe dividir el campo reflejado entre el campo incidente:

$$R = \frac{E_{int}}{E_i} = \sqrt{R_0} + (1 - \alpha_1) (1 - \gamma_1) (1 - R_0) \sqrt{R_1} e^{-(jknL_1 + \phi)} \quad (4.20)$$

Se puede definir la intensidad cómo:

$$I_R = E \cdot E^* \quad (4.21)$$

Calculando el complejo conjugado se tendrá:

$$E^* = \sqrt{R_0} + (1 - \alpha_1)(1 - \gamma_1)(1 - R_0)\sqrt{R_1} e^{(jknL_1 + \phi)} \quad (4.22)$$

Reemplazando se tendrá:

$$I_R = \sqrt{R_0} + (1 - \alpha_1)(1 - \gamma_1)(1 - R_0)\sqrt{R_0 R_1} [e^{(jknL_1 + \phi)} + e^{-(jknL_1 + \phi)}] + (1 - \alpha_1)^2 (1 - \gamma_1)^2 (1 - R_0)^2 R_1 \quad (4.23)$$

$$R = R_0 + (1 - \alpha_1)^2 (1 - \gamma_1)^2 (1 - R_0)^2 R_1 + 2(1 - \alpha_1)(1 - \gamma_1)(1 - R_0)\sqrt{R_0 R_1} \cos(2kn_0 L + \phi) \quad (4.24)$$

Donde  $n_0$  es el índice de refracción de la cavidad,  $L$  es la longitud de la cavidad,  $\phi$  es la fase inicial de la señal,  $\alpha_1$  es el factor de atenuación de intensidad en el la primer superficie semireflejante y  $\gamma_1$  es el factor de pérdida de transmisión en la cavidad. Por simplicidad se puede asumir que  $\alpha_1 = \gamma_1 = 0$ , entonces tendremos de la ecuación:

$$R = R_0 + (1 - R_0)^2 R_1 + 2\sqrt{R_0 R_1} \cos(2kn_0 L + \phi) \quad (4.25)$$

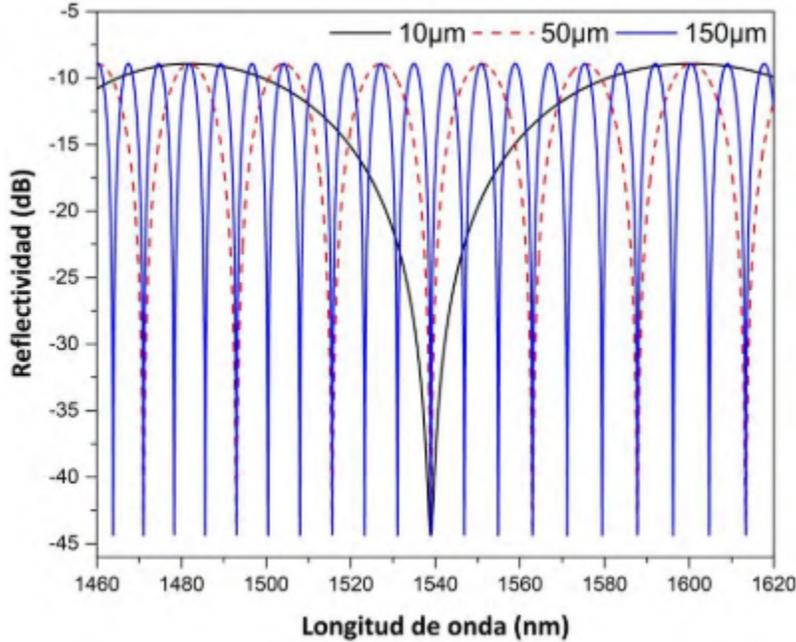


Figura 11: Espectro de reflexión de tres FFPI con variación en la longitud de sus cavidades [10].

Se tendrá asimismo la función de transferencia:

$$T(f) = \left| \frac{E_s}{E_i} \right|^2 = \frac{(1 - A_1 - R_1)(1 - A_2 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2\left(\frac{2\pi f n L}{c}\right)} \quad (4.26)$$

## 4.4. Algoritmos de demodulación de longitud

El algoritmo de demodulación para la longitud de la cavidad de Fabry-Perot determina el límite de resolución de Fabry-Perot sistema de detección basado en interferómetro. Actualmente, se han propuesto muchos métodos de demodulación para la longitud de la cavidad de Fabry-Perot, entre los cuales están:

4Transformada de Fourier. Seguimiento de longitud de onda. La interrogación de longitud de onda de dos picos. Algoritmo de correlación cruzada. El método de procesamiento de señales basado en la estimación del error cuadrático medio mínimo (MMSE).

Sin embargo, todos estos métodos tienen algunas deficiencias. El método de la transformada de Fourier y el método de interrogación de longitud de onda de dos picos generalmente tienen una resolución no mejor que decenas de nanómetros; el método de seguimiento de la longitud de onda puede alcanzar una alta resolución de hasta 0,03 nm pero no puede realizar una medición absoluta; el algoritmo de correlación cruzada con una resolución de demodulación de 0.25 nm [12] y el método de procesamiento de señales basado en MMSE con una resolución de 0.18 nm son capaces de realizar mediciones absolutas, pero el rango dinámico es pequeño, que es restringido por el problema de "salto de modo". Ninguno de estos métodos puede realizar una resolución subnanométrica y una medición absoluta en un amplio rango dinámico de forma simultánea por sí solo [35].

El método de análisis de franjas que se utiliza con más frecuencia para los interferómetros de luz blanca es el método de seguimiento de picos de franjas, en el que se identifican la posición del pico de una franja o los puntos de muestra fraccionados entre franjas en el interferograma para determinar el orden de franjas y para estimar el OPD del sensor. Aunque este método de análisis de franjas se ha utilizado con éxito en muchos sistemas de sensor interferométrico único, requiere una alta relación señal / ruido (SNR) para determinar los órdenes de franja correctamente y detectar las posiciones de los picos con precisión y no se puede aplicar directamente a sistemas de sensores multiplexados [30].

### 4.4.1. Transformada de Fourier:

Como se vio en la función de transferencia, se muestra que la intensidad reflejada es una función periódica  $I(\nu)$ , la frecuencia angular puede ser expresada como:

$$\omega = \frac{2\pi L\nu}{c} \quad (4.27)$$

La ecuación anterior revela que se puede medir el largo de la cavidad midiendo la frecuencia de la onda:

$$L = \frac{\omega c}{2\pi\nu} \quad (4.28)$$

La señal recibida se tendrá en un OSA (Optical Spectrum Analyzer), por lo tanto, la señal que se tendrá para la demodulación, se tendrá en el dominio espacial (nm), por lo tanto, para la señal digitalizada se tendrá:

Número de onda:  $\nu = \frac{1}{\lambda}$

Número de onda circular:  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

Frecuencia angular  $\omega = 2\pi\nu$

Intervalo de muestreo:  $\delta\lambda$

Frecuencia angular digital:  $\omega_d = \omega\delta\lambda$

La transformada discreta de Fourier del espectro de interferencia de remuestreo se puede expresar como:

$$X(k) = \sum_{m=0}^{N-1} x(m) \exp\left(-j\frac{2\pi}{N}mk\right) \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (4.29)$$

Asimismo, se tendrá la frecuencia digital como

$$F = \frac{2\pi k}{N}$$

Igualando:

$$\frac{2\pi nL}{c} \Delta\nu = \frac{2\pi k}{N}$$

Despejando la longitud se tendrá:

$$L = \frac{ck}{Nn\Delta\nu} \quad (4.30)$$

#### 4.4.2. Error cuadrático medio:

Basado en la teoría de la estimación de parámetros, el método de procesamiento de señal basado introduce el error cuadrático medio (MSE) para estimar el parámetro a medir

$$mse = var(\hat{\theta}) + bias^2(\hat{\theta}) \quad (4.31)$$

Donde  $\hat{\theta}$  es un valor estimado del verdadero valor  $\theta$ ,  $var(\hat{\theta})$  y  $bias(\hat{\theta})$  son la varianza y la desviación de  $\hat{\theta}$  respectivamente. La ecuación anterior muestra que la MSE incluye errores causados por la varianza y la desviación de  $\hat{\theta}$ . Sólo cuando  $var(\hat{\theta})$  y  $bias(\hat{\theta})$  toman su valor mínimo, la MSE toma el valor mínimo, así, la MSE es un parámetro efectivo para estimar  $\hat{\theta}$ .

## 5. Estado del arte

Para la abordar las fuentes de investigación que tratan el tema de este proyecto, primero se debe enfocar el tema, evaluar las fuentes entre otros aspectos, para esto, se establece los siguientes términos:

### 📌 Tema:

Sensores en fibra óptica para la medición de fuerza, micro-desplazamiento para cualquier aplicación.

### ▪ Límites espacio temporales:

Área mundial, artículos publicados en inglés, español y/o alemán. Para aplicaciones concretas de los sensores en fibra óptica, publicaciones no mayores a 10 años, y para publicaciones de fundamentación teórica, no mayores a 30 años.

### ▪ Subtemas:

Fibra óptica Fabry-Perot, fibra óptica de red de difracción de Bragg, instrumentación para la medición dimensional,

A partir de la búsqueda bibliografía, se extraen las siguientes referencias:

#### 1. Título de texto:

”Wide-Range Displacement Sensor Based on Fiber-Optic Fabry-Perot Interferometer for Subnanometer Measurement Xinlei”

##### 1.1 Tema:

Sensor de micro desplazamiento, control de un CLSM (Confocal Laser Scannig)

##### 1.2 Propósito:

Proponer un sensor de desplazamiento con resolución sub métrica basado en fibra óptica tipo Fabry-Perot con demodulado Fourirer para el control de movimiento de un CLSM

##### 1.3 Ideas centrales:

Un microscopio CLSM ha sido desarrollado rápidamente desde los años 80, y un sistema de posición es importante para su desempeño. La cavidad Fabry perot con sus terminaciones reflejantes, ha sido objeto de gran estudio. Existen diferentes algoritmos para la demodulación de la longitud de la cavidad Fabry-Perot, los cuales, determinan la resolución del instrumento, sin embargo, ninguno tiene resolución nanométrica

##### 1.4 Conclusión:

Se pudo lograr una resolución de 0,084 nm, integrando en un algoritmo de demodulación, integrando las ventajas del método de la transformada de Fourier y el basado en el método MMSE de procesamiento de señales, y al mismo tiempo una medición dinámica de 3 nm, así, se desarrollo un método para mejorar el control de desplazamiento del CLSM [35].

A continuación se presenta otra aplicación de la cavidad Fabry-perot, pero esta vez como medidor de presión.

## 2. Título:

”Low-pressure fiber-optic sensor by polyester Fabry-Perot cavity and its phase signal processing analysis”

### 2.1 Tema:

Sensor de presión basado en fibra óptica Fabry-Perot

### 2.2 Propósito:

Presentar un sensor de presión con muy alta sensibilidad en el rango de los 0 a 3 psi, basado en fibra óptica Fabry-Perot, con un análisis de espectro.

### 2.3 Ideas centrales:

Los sensores de presión en Fabry-Perot se dividen dependiendo de su rango de operación, entre alta ( $> 145,04$  psi), medio ( $> 6,89$  psi) y de baja presión ( $< 6,89$  psi). Su principio de funcionamiento se pasa en la aplicación de fuerza uniforme en la cavidad Fabry-Perot y como resultado esta afecta la birrifringencia y así el espectro es alterado. A medida que se va aplicando presión, se observa como va cambiando la fase de la onda inducido por el cambio del índice de refracción así como por la variación en el grosor de la cavidad, aunque debido a que la cavidad solo cambia 55 nm, este aspecto contribuye muy poco

### 2.4 Conclusión:

Se demostró la utilización de un sensor de baja presión Fabry-Perot mediante el método del análisis de fase [14].

Posteriormente, se recolecta artículos relacionados con sensores de desplazamiento pero esta vez en basa a la red de difracción de Bragg en fibra óptica:

## 3. Título:

A simple temperature-insensitive fiber Bragg grating displacement sensor”

### 3.1 Tema:

Sensor de desplazamiento en FBG embebido.

### 3.2 Propósito:

Desarrollo de un sensor de desplazamiento FBG embebido a estructuras inmune a la medición de la temperatura.

### 3.3 Ideas centrales:

Los sensores FBG basados en el cambio de la longitud de onda tienen el problema de discriminar entre la respuesta de temperatura y la de fuerza, numerosas técnicas han sido diseñadas para cancelar la respuesta térmica de la red de difracción, así como para una demodulación rápida y en tiempo real que permita un sistema embebido.

### 3.4 Conclusiones:

Se ha propuesto y demostrado un módulo sensor FBG novedoso y simple que puede traducir la fuerza en variación del ancho de banda de FBG y, por lo tanto, la medición de desplazamiento simplemente implica monitorear la potencia reflejada desde el FBG. El FBG está integrado en material de bajo costo (como compuesto

reforzado con fibra) y está bien protegido y, por lo tanto, tiene una mayor mecánica fuerza [25].

## 6. Proceso

Para la utilización de la cavidad Fabry-Perot en la simulación instrumento, se tendrá primero, en Optisystem la utilización de una fuente de espectro amplio como lo es un LED, luego un bloque Matlab, por medio del cual se efectuara la conexión hacia este software para implementar la función de transferencia de la cavidad y los algoritmos requeridos para obtener la medida a partir de la señal. A continuación se describe cada una de estas partes.

### 6.1. Función de transferencia

Se tendrá la siguiente función de transferencia:

$$T(f) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2\left(\frac{\pi f}{FSR}\right)} \quad (6.1)$$

Donde el FSR esta dado por:

$$FSR = \frac{c}{2nL} \quad (6.2)$$

A continuación se muestra una gráfica suave de la función de transferencia anterior, con valores de  $L = 150 \mu m$ ,  $n = 1,0029$ ,  $R_o = 0,54$  y  $R_1 = 0,84$ :

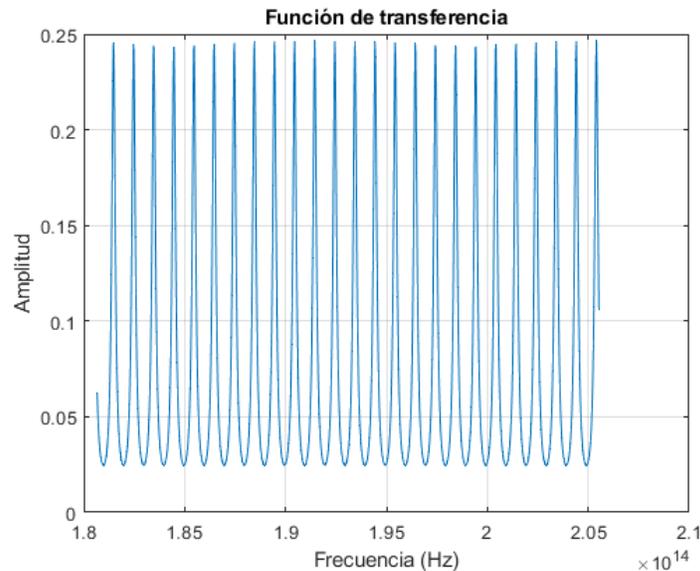


Figura 12: Función de transferencia

Se puede dar el caso de que los espejos tengan las mismas características, es decir,  $R_o = R_1 = R$ , la ecuación 6.1 quedará de la siguiente forma:

$$T(f) = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\pi f}{FSR}\right)} \quad (6.3)$$

A continuación se muestra la gráfica de la función de transferencia anterior:

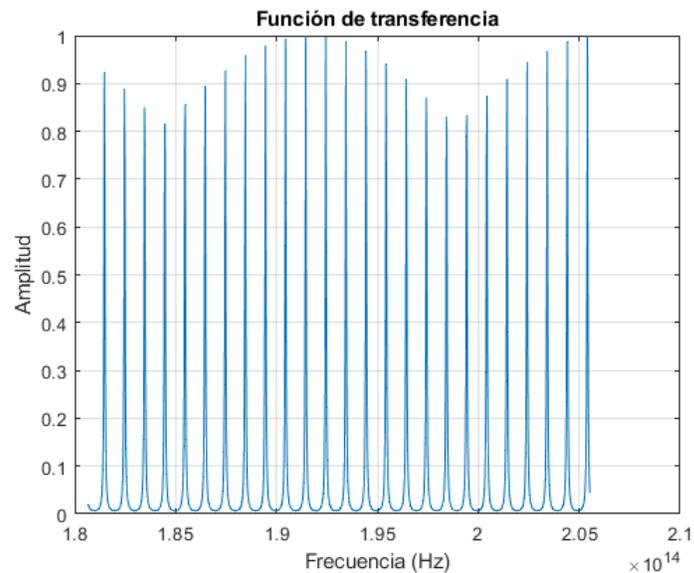


Figura 13: Función de transferencia con el parámetro R

En base a la gráfica anterior, se ve que al tener  $R_0 = R_1$ , la magnitud de la señal cambia, pero no su período, esto debido a que el periodo de la señal viene dado por el parámetro FSR, el cual no está en función de R.

## 6.2. Esquemático y corroboración de la función de transferencia

Para corroborar que la función de transferencia planteada corresponde con la realidad, se hizo la comparación con un el software comercial Optisystem.

Usando el bloque de simulación de la Fabry-Perot de Optisystem, se tendrá una configuración en tercera ventana a 1550 nm, con un bit rate de 300 M/s, una secuencia de bit de 2 bits, y unas muestras por bit de 32768.

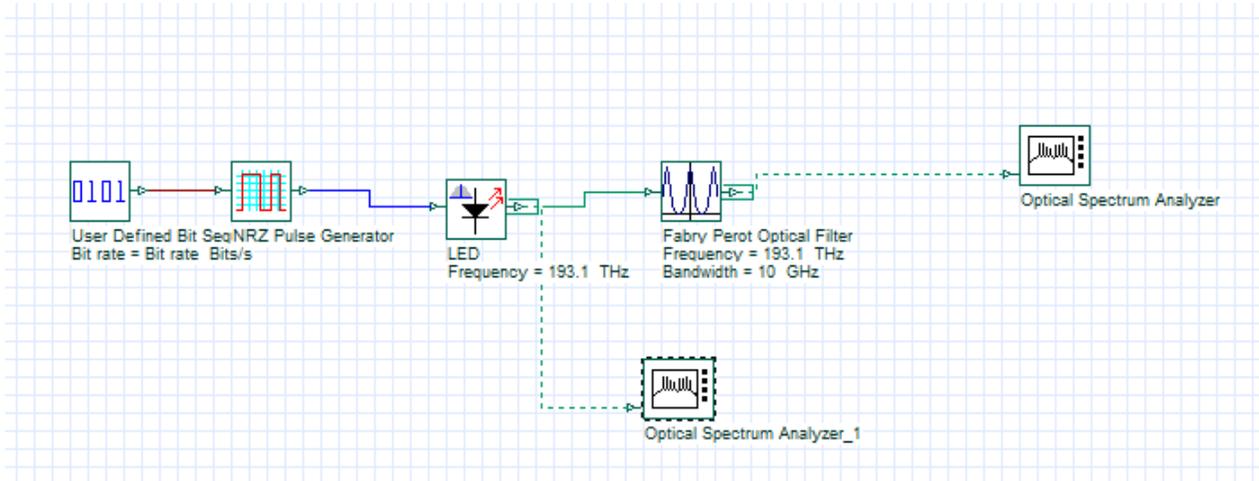


Figura 14: Montaje inicial en Optisystem

A continuación se presenta el espectro óptico del LED y a la salida del filtro:

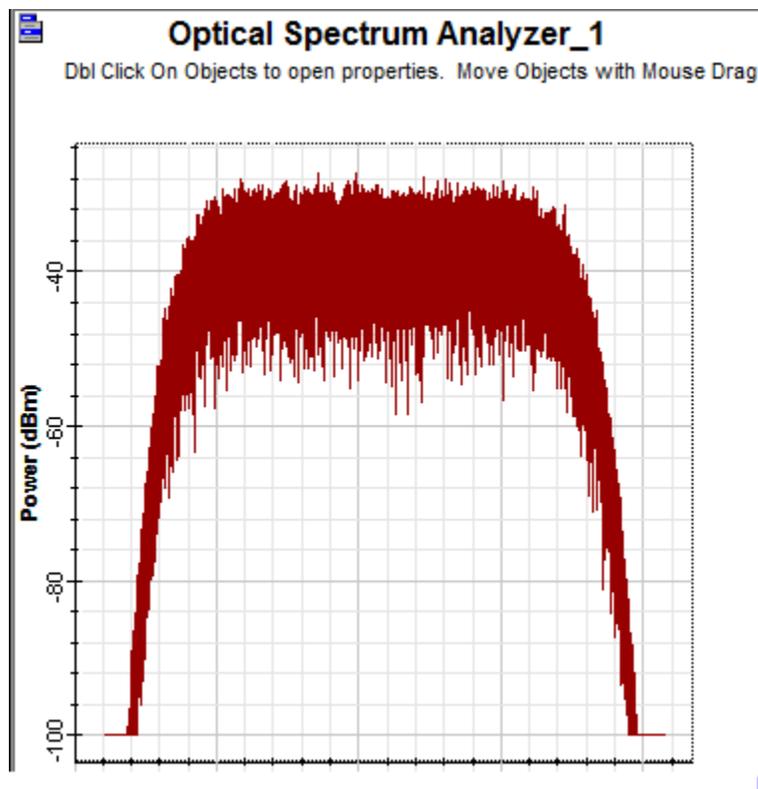


Figura 15: Espectro óptico del LED

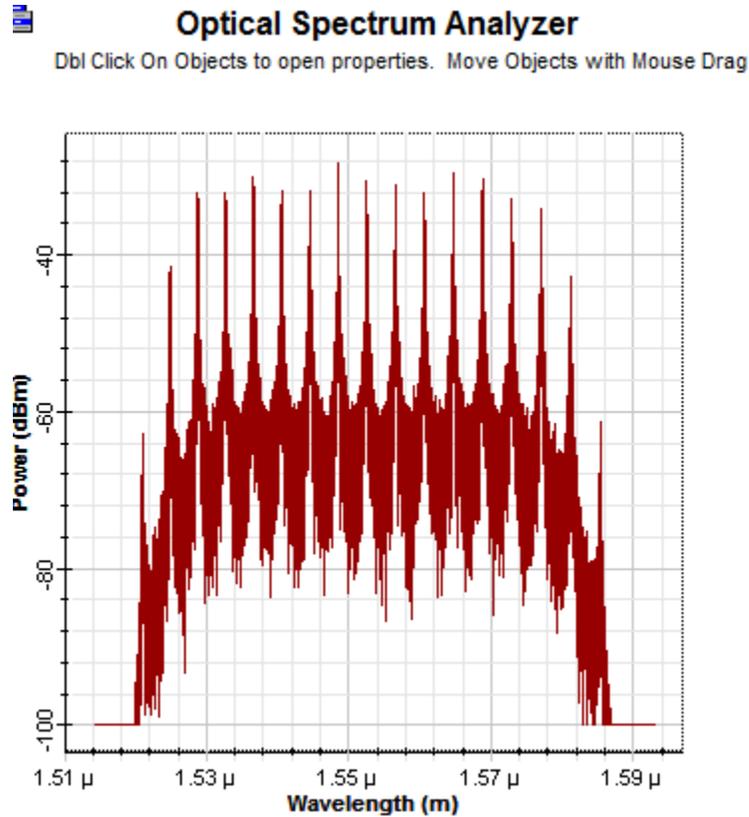


Figura 16: Espectro óptico a la salida del filtro

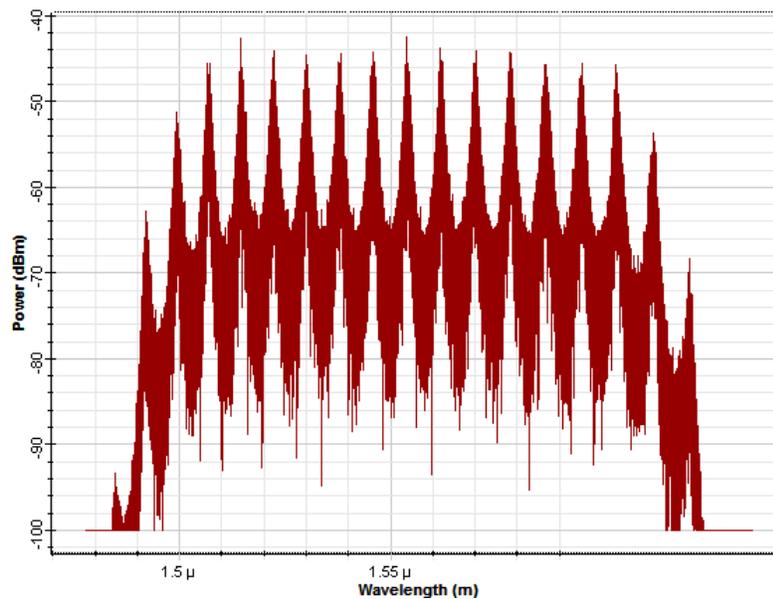


Figura 17: Espectro de salida con la función de transferencia en Matlab

De la misma manera que se puede apreciar por el analizador óptico de optisystem, se puede ver por matlab,

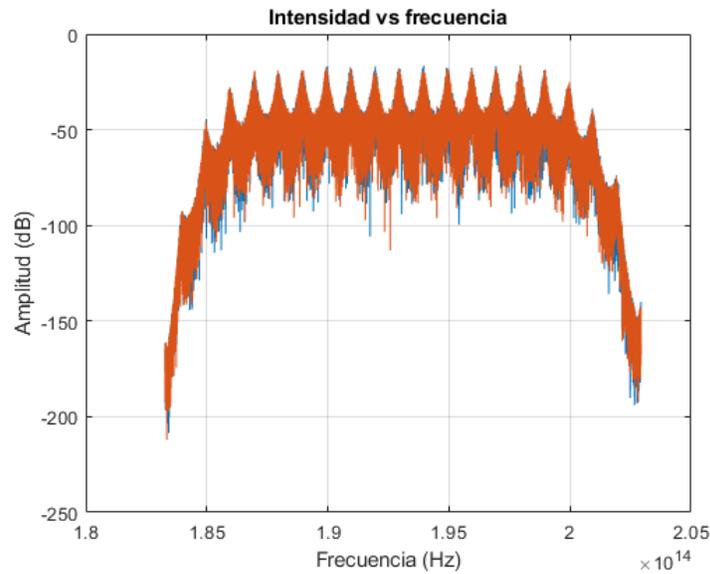


Figura 18: Espectro en matlab

## 7. Resultados

### 7.1. Algoritmo para determinar el periodo

Para analizar el comportamiento del filtro así como para emplear algoritmos futuros, es necesario conocer el periodo de la señal de salida, para esto, se desarrollo un algoritmo, el cual, primero encuentra el valor máximo de la señal, para después extraer los valores por debajo de ese máximo dentro de un rango específico, y finalmente hallar el periodo como la diferencia de los valores en y de esos máximos reconocidos, guardando algunas salvedades en caso de que el algoritmo reconozca puntos que no son máximos en la señal(Código en anexos).

A continuación se presenta la señal de salida, junto con círculos sin relleno, que representan los puntos que el algoritmo reconoce como máximos de la señal.

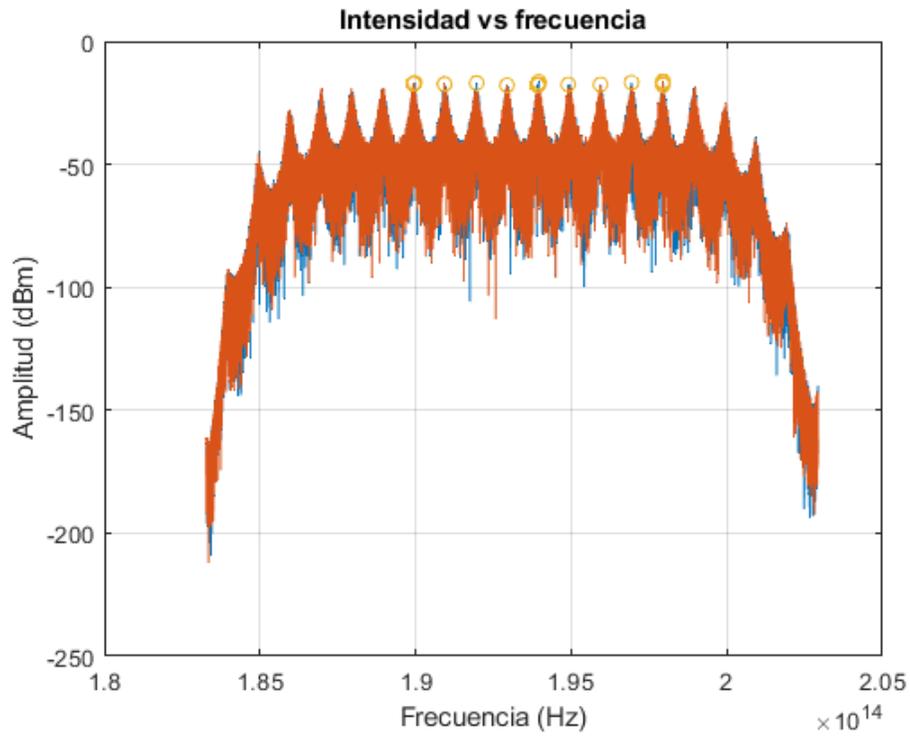


Figura 19: Señal de salida con puntos identificados como máximos

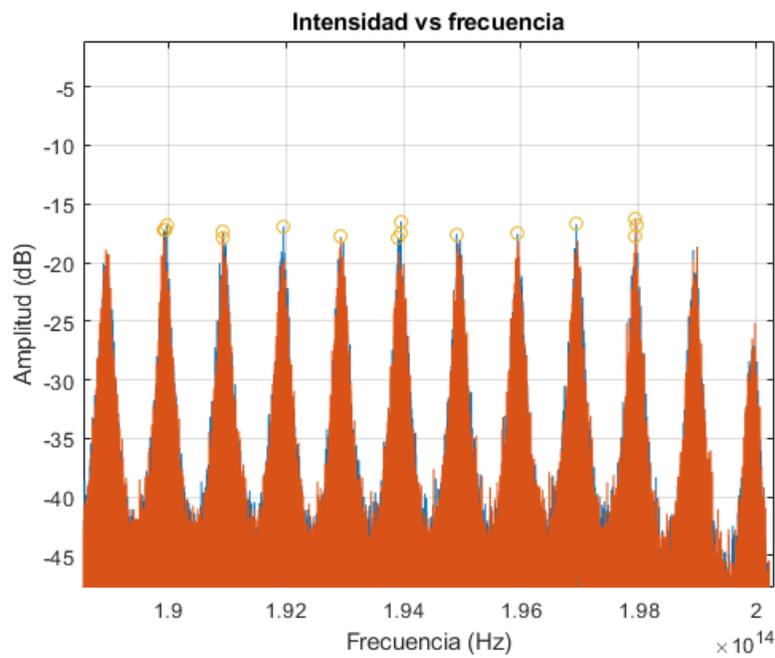


Figura 20: Ampliación a máximos reconocidos por el algoritmo

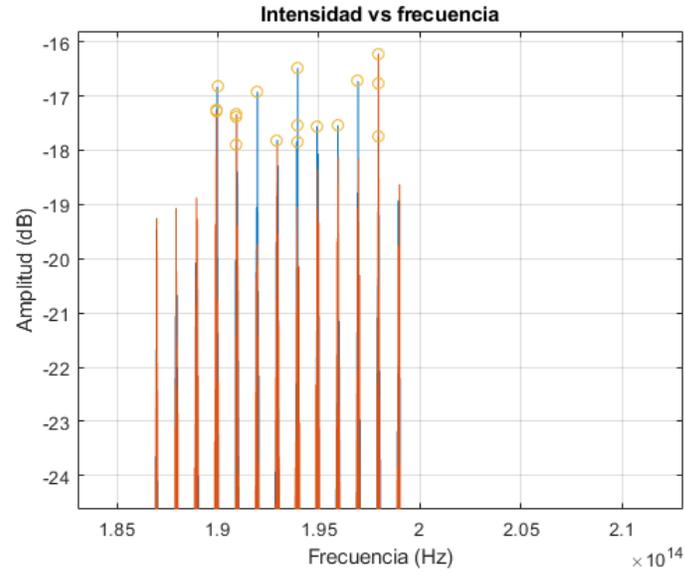


Figura 21: Ampliación de los puntos máximos reconocidos por el algoritmo en un armónico

A continuación, se presenta una gráfica de la longitud de la cavidad versus el ancho de línea espectral (FSR), calculado con la fórmula (6.2), contrastado con tres medidas calculadas por el algoritmo descrito:

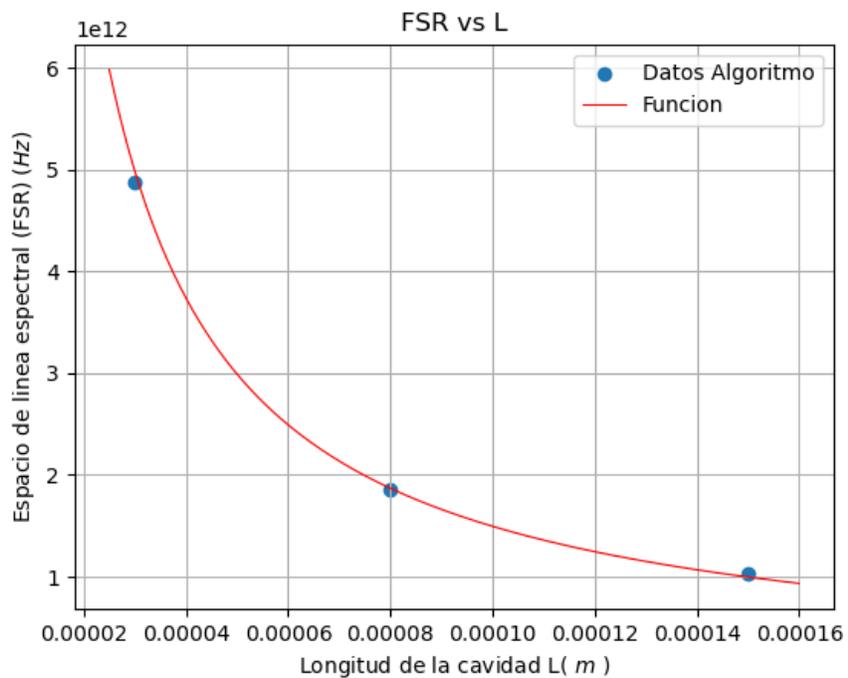


Figura 22: Longitud de la cavidad versus FSR

## 7.2. Algoritmos para determinar la longitud de la cavidad

### 7.2.1. Medición del FSR (Free Spectral Range)

Para determinar la longitud de la cavidad, esta se halla mediante la medición del FSR, dato con el cual, se puede calcular a partir de la siguiente ecuación:

$$L = \frac{c}{2n FSR} \quad (7.1)$$

Se realizó una primera medición del FSR con  $L = 150 \text{ } \mu\text{m}$ , esto utilizando el algoritmo para determinar el período anteriormente descrito, con lo cual se obtuvo:

$$FSR = 1,02347 \times 10^{12} \text{ Hz}$$

Reemplazando en la formula se tendrá:

$$L = \frac{3 \times 10^8 \frac{m}{s}}{2(1,00029)(1,02347 \times 10^{12} \text{ Hz})} = 146,5 \times 10^{-6} \text{ m} \quad (7.2)$$

A continuación se presentaron los resultados para varias medidas:

$\frac{L}{nm}$	$\frac{Lm}{nm}$	error %
25	25,617115750800	2,468463
30	30,618207766000	2,06069255
35	35,524020148000	1,49720042
40	42,215817181000	5,53954295
45	44,946667130000	0,11851749
50	51,668622540000	3,33724508
55	56,751023359000	3,18367883
60	61,554192690000	2,59032115
65	65,832686950000	1,28105685
70	70,485124300000	0,69303471
75	74,545691839000	0,60574421
80	81,838005510000	2,29750689
85	84,374436200000	0,73595741
90	89,065675970000	1,03813781
95	90,481085827000	4,75675176
100	105,660415300000	5,6604153
110	110,011893200000	0,010812
120	121,465039200000	1,220866
130	135,487859200000	4,22143015
140	145,499082500000	3,92791607
150	148,735291000000	0,84313933

Figura 23: Medidas obtenidas con su error

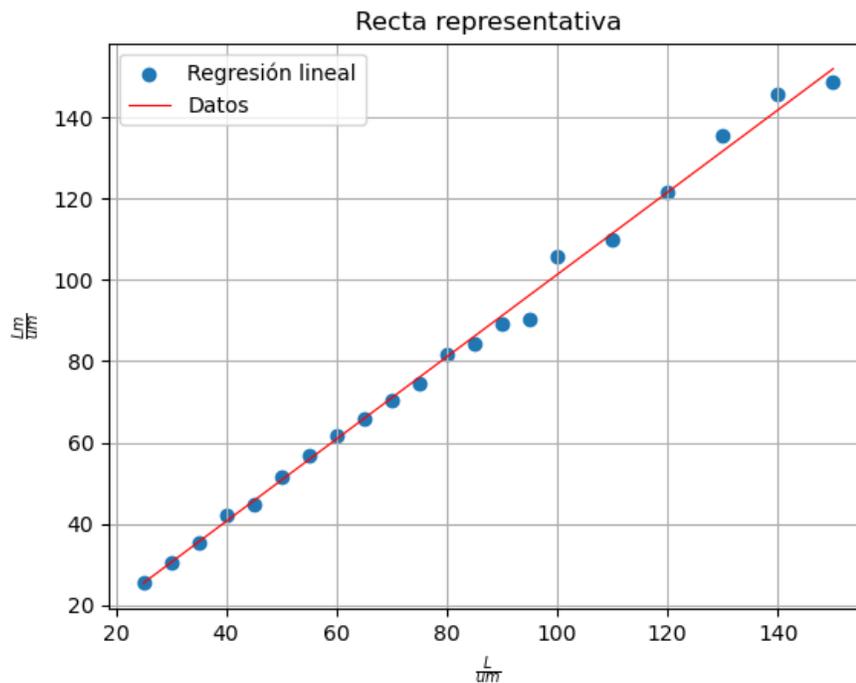


Figura 24: Recta representativa primer método

A partir de esta, se tiene la ecuación de la recta cómo:

$$y = 1,01208252x + 0,1162762 \quad (7.3)$$

### 7.3. Resolución:

Para hallar la resolución del instrumento, se empieza haciendo el análisis desde la parte sensorial del instrumento, a partir de la ecuación (7.1), se tendrá:

$$FSR = \frac{c}{2nL}$$

Debido a que la longitud está en el denominador de la expresión, se puede apreciar que es un sistema no lineal, como se puede apreciar mejor en la figura 22, por lo cual, se procederá a hacer un cambio de variable así:

$$\gamma = \frac{1}{L} \quad (7.4)$$

Para lo cual se tendrá:

$$FSR = \frac{c}{2n} \gamma = S_S \gamma \quad (7.5)$$

Donde  $S_s$  es la sensibilidad del sensor, en función de  $c$  y  $n$ . Posteriormente, se plantea la ecuación del discretizador como:

$$b_d = \lfloor (S_D FSR + 0,5) \rfloor \quad (7.6)$$

Donde la sensibilidad del discretizador  $S_D$  esta dada por:

$$S_D = \frac{2^n}{f_H} \quad (7.7)$$

Donde n es la cantidad de bits, en este caso 17 para hacer 131072 datos. Reemplazando se tendrá que

$$b_d = \lfloor (S_D S_s \gamma + 0, 5) \quad (7.8)$$

Despejando para hallar el parámetro gamma emulado se tendrá:

$$\gamma_e = \frac{(b_D - 0, 5)}{S_D S_s} \quad (7.9)$$

Finalmente, la resolución se puede expresar como la derivada de gamma con respecto a  $b_D$ :

$$Resolución = \frac{\partial \gamma}{\partial b_D} = \frac{1}{S_s S_D} \quad (7.10)$$

De esta manera, se tiene una resolución lineal tomando como parámetro gamma, con unidades 1/m.

### 7.3.1. Algoritmo de demodulación basado en la transformada de Fourier:

A partir de la señal muestreada en el dominio del espacio (lambda), se procede a realizar la transformada de Fourier en el dominio del espacio para pasarla a una bajo el dominio del número de onda.

De la función de transferencia de la fibra óptica, se tendrá que es una función periódica con frecuencia dada por:

$$\omega = FSR = \frac{2\pi nL}{c} \quad (7.11)$$

Asimismo, debido al proceso de muestreo tendremos la frecuencia discreta dada por:

$$\omega_d = \omega \Delta \nu \quad (7.12)$$

Por otro lado, a partir de la fórmula de la transformada de Fourier se tendrá a frecuencia discreta cómo:

$$\omega_s = \frac{2\pi k_d}{N} \quad (7.13)$$

Donde  $k_d$  es el subíndice para el cual se tendrá el máximo. Igualando términos y despejando la longitud de la cavidad se tendrá:

$$\begin{aligned} \omega_d &= \omega \Delta \nu \\ \frac{2\pi k_d}{N} &= \frac{2\pi nL}{c} \Delta \nu \\ L &= \frac{ck_d}{Nn\Delta \nu} \end{aligned} \quad (7.14)$$

Realizando la transformada rápida de Fourier de la señal de la salida se obtiene la siguiente imagen:

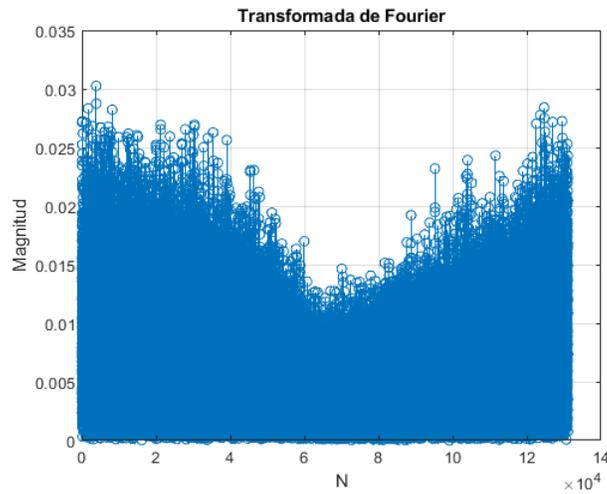


Figura 25: Espectro de la señal

Se puede observar que tiene múltiples componentes, esto debido a que la señal de salida no es suave, por lo tanto tendrá componentes de alta frecuencia. Por lo tanto, para hallar el subíndice del primer armónico de la señal, se debe, primero, filtrar la señal solo para que los primeros datos, como se muestra a continuación

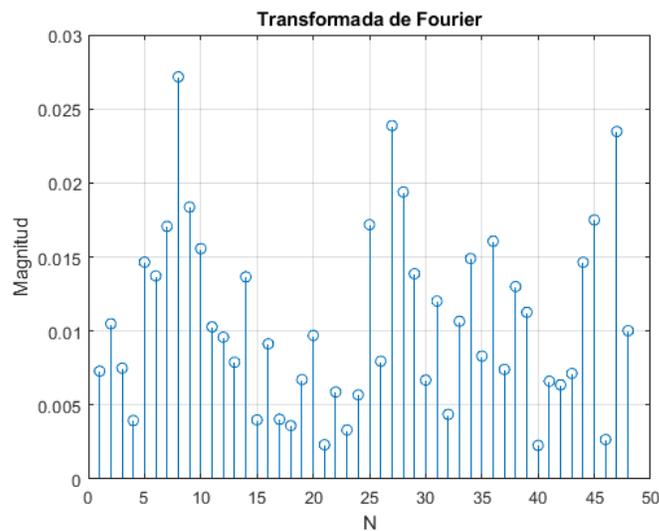


Figura 26: Espectro de la señal en los primeros 50 datos

Se procede a hallar el dato de mayor magnitud, el cual se tendrá en el subíndice número 8, reemplazando los datos, se tendrá:

$$L = \frac{3 \times 10^8 \frac{m}{s} (8)}{(131072)(1,00029)(1,49998 \times 10^8 Hz)} = 122,03 \times 10^{-6} m \quad (7.15)$$

## 7.4. Simulación de medición de películas

A continuación, al simulador descrito anteriormente se le introducirán medidas de cierto tipo de películas gruesas (Thick films) con el fin de obtener error de medida de sustratos existentes.

Thick Film	$\frac{L}{\mu m}$	$\frac{Lm}{\mu m}$	error %
SU-8 on microscope glass wafer. SU-8 film	31,8	33,574071406434	5,5788409
SU-8 on Si wafer. SU-8 film	50	51,668622543494	3,33724509
SU-8 on Si wafer. SU-8 film	86,75	83,239575365000	4,046599
Cover slip No.1 from Coming	148,6	143,964415132022	3,11950529

Figura 27: Tabla con la simulación de 4 medias de películas gruesas

## 8. Análisis de resultados

### 8.1. Parámetros de la cavidad Fabry-perot

Se validó a partir de la gráfica de la figura 20, que la longitud de la cavidad y el ancho de línea FSR son inversamente proporcionales, es decir, el periodo de la señal va a aumentar a medida que la cavidad Fabry-Perot se hace más pequeña. A partir de esto, se podría trabajar un límite inferior de medida, para lo cual el ancho de banda sería menor al FSR, por lo tanto no se podría medir y hallar la longitud de la cavidad, es decir,

$$FSR > B \quad (8.1)$$

Se trabajó con un LED de ancho de banda de  $B = 24,86$ , y se tendrá el parámetro FSR como en la ecuación (6.2), así se podría reemplazar como:

$$\frac{c}{2nL} > B \quad (8.2)$$

Despejando la longitud L, se obtendrá

$$L < \frac{c}{2nB} \quad (8.3)$$

$$L < 6 \mu m \quad (8.4)$$

La ecuación anterior, indica que con el ancho de banda que se trabajó, no se podrían hacer mediciones teóricamente inferiores a 6 micrómetros.

Otro parámetro de la cavidad Fabry-Perot que puede cambiar son las reflectancias  $R_0$  y  $R_1$  de los espejos de la misma, en la anterior simulación trabajo con valores de  $R_0 = 0,54$  y  $R_1 = 0,85$ , sin embargo, como se ve en la teoría reflejada en la figura número 2, a medida que crece el parámetro R, los picos de la señal se van haciendo más pronunciados, es decir, el parámetro F del filtro, aunque no cambia el periodo de la señal, como se vio en las figuras 12 y 13, a continuación se muestran dos señales, para un  $L = 20 \mu m$ , para  $R_0 = 0,54$ ,  $R_1 = 0,84$  y  $R_0 = R_1 = 0,84$

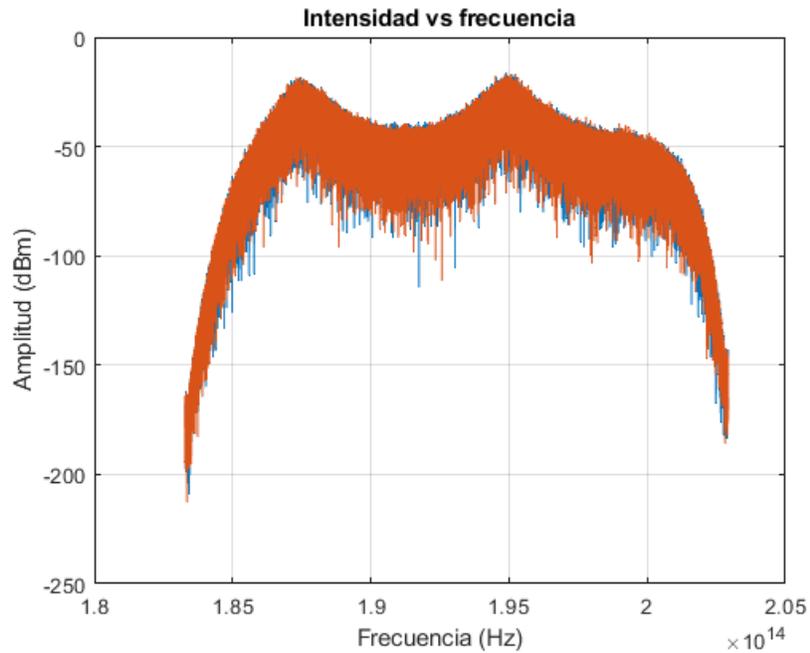


Figura 28: Señal con parámetros  $R_0 = 0,54$  y  $R_1 = 0,84$

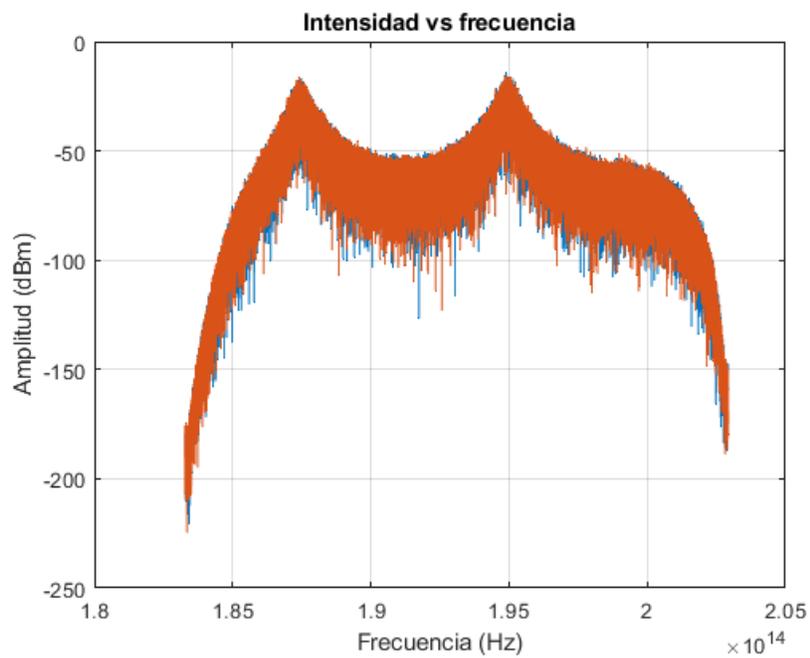


Figura 29: Señal con parámetros  $R_0 = R_1 = 0,84$

En las anteriores figuras se puede apreciar la diferencia de potencia de la señal entre los dos picos, más sin embargo, la señal conserva su forma para ambos casos.

## 8.2. Método para hallar la longitud de la cavidad

La aplicación de la formula para hallar la longitud mediante el FSR fue el método que arrojó un resultado más prometedor en este estudio, aunque con cierta limitante. Por el método de Fourier también se pudo hallar la longitud, aunque el ruido de la señal provoca la aparición de componentes altas, lo que dificulta determinar aquella componente de la transformada máxima que expresa el primer armónico.

## 8.3. Prestaciones del instrumento

Por el rango de medición del instrumento (desde los  $25 \mu m$  hasta los  $150 \mu m$ ) se puede establecer que su utilidad esta para algunas películas denominadas "Thick films", o películas gruesas, asimismo, el instrumento no es capaz de medir películas delgadas o "Thin films", debido a que su grosor esta por debajo de los  $0,1 \mu m$ . Asimismo, se pudo establecer que tiene una resolución no lineal para L, que para valores altos de longitud corresponde a 10 nm.

## 8.4. Modelo de simulación

La utilización del software comercial Optisystem embebido con Matlab, nos permite tener un modelo de simulación completo del instrumento, desde la parte sensitiva hasta la medida que finalmente el usuario obtiene.

El esquemático del montaje que se realizaría en la realidad se representa en Optisystem, con todas las características de sus componentes como la fuente de espectro amplio, mientras que en Matlab se tiene la función de transferencia de la fibra a partir de la cual se podría variar sus parámetros, como el índice de refracción de la cavidad y la reflectancia de los espejos para referencias distintas de fibra tipo Fabry-Perot, asimismo Matlab, cumple la función de simular la recolección de los datos del OSA (Optical Spectrum Analyzer) para que a través del algoritmo implementado en el software se obtenga el valor de la medida final.

## 8.5. Metrología óptica de películas gruesas (Thick Films)

En le marco del estudio realizado, el modelo de simulación del instrumento basado en fibra óptica Fabry-Perot, permitió la medición precisa(error menor del 6 % dentro del rango) con una buena resolución, más sin embargo, solo se permitió la medición de un grupo pequeño de películas gruesas (Thick films), teniendo así la desventaja con otros instrumento incluso los que utilizan RF para medición de espesor, que su rango de medida es corto.

# 9. Conclusiones

1. La simulación del instrumento basado en fibra óptica Fabry-Perot establecido, a partir del método de la medición del FSR se obtuvo una buena sensibilidad no lineal, con un bajo error, máximo medido del 5.7 %, sin embargo su rango de medida (Desde los  $25 \mu m$  hasta los  $150 \mu m$  para este caso), lo restringen sólo a una gama limitada de películas gruesas (Thick films), pero a pesar de su corto rango de medida, este instrumento

óptico tiene buenas prestaciones para el estudio y caracterización de materiales dentro de ese margen.

2. Aunque el método de Fourier tenga una buena resolución [35], este, es complicado de implementar y en la práctica, la medición del parámetro FSR resulto más fácil de utilizar y asimismo posee una buena resolución y un error bajo.
3. El modelo de simulación implementado, con la conexión entre Optisystem-Matlab, permite que el usuario cambie la longitud de la cavidad como valor de entrada fácilmente y los parámetros de la fibra, y asimismo, este obtenga el valor de la media de la cavidad junto con la señal correspondiente, haciendo un modelo sencillo de utilizar y robusto en cuanto a que es un instrumento completo y robusto para medir grosor así como para estudiar cambios de la señal en función de los parámetros de la fibra.
4. Se podría disminuir la menor medida que puede hacer el instrumento, si se tiene un mejor método para hallar el parámetro FSR y si se tiene una fuente de luz con un espectro más amplio, puesto que con un ancho de banda más grande, se podrán ver más ciclos de la señal y por tanto, medir con cavidades cada vez más pequeñas.

## 10. Anexos

### 10.1. Conexión Matlab-Optisystem

A continuación se presenta la configuración del bloque de Optisystem para la conexión, donde se aprecia el nombre del script y la ruta donde se encuentra en el computador:

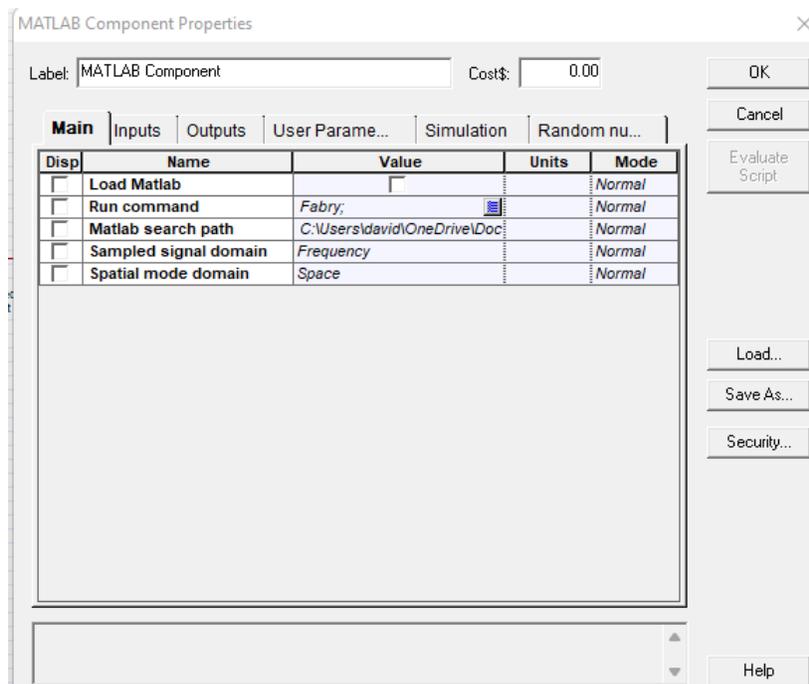


Figura 30: Propiedades del bloque Matlab de Optisystem

Posteriormente se tendrá la declaración de los puertos en Matlab, y la asignación de las variables que toman las magnitudes en el eje x y y.

```
OutputPort1 = InputPort1;  
  
Fundmode = InputPort1.Sampled(1);  
  
Amplitud1=InputPort1.Sampled.Signal;  
Frecuencia1=InputPort1.Sampled.Frequency;
```

Figura 31: Código Matlab

## 10.2. Código Matlab: algoritmo para determinar el FSR

Para determinar el periodo de la señal, que es el mismo parámetro FSR, primero, se recurre al comando `max`, el cual halla el valor máximo de la función, luego, se determina un margen del 10 % para encontrar otros puntos cercanos a ese valor máximo. Posteriormente se halla la diferencia de frecuencias de cada máximo correspondiente y se toma a su vez ese valor máximo.

```

[x,y]=max(pdB);% x valor máximo, y posición.
[x1,y1]=max(x);
z=max(x)+0.1*max(x);
maximos=[];
m=0;
Frecuencia3=[];
x2=[];
for i=1:length(x)
    if x(i)>z
        x2(end+1)=x(i);
        Frecuencia3(end+1)=Frecuencia2(i);
    end
end

ac=xcorr(x,x);
 %[pks,locs] = findpeaks(x2,Frecuencia3);
diferencia1=diff(Frecuencia3);
diferencia2=diff(Frecuencia3);

diferencia_maxima=max(diff(Frecuencia3));

for j=1:length(diferencia1)
    if diferencia_maxima ==diferencia1(j)
        diferencia2(j)=0;
    end
end

```

Figura 32: Código Matlab

```

diferencia_maxima2=max(diferencia2);% segunda diferencia

if diferencia_maxima2<diferencia_maxima && diferencia_maxima<1.2*diferencia_maxima2
    period = max(diff(Frecuencia3)); %Periodo original
elseif diferencia_maxima2<0.2*diferencia_maxima
    period = max(diff(Frecuencia3)); %Periodo original
else
    period = max(diferencia2); % segundo maxima diferencia en frecuencia
end

Lm=(2.99e8)/(2*1.00029*period);%Formula para hallar la longitud
scatter(Frecuencia3,x2);

```

Figura 33: Código Matlab

## Referencias

- [1] Douglas E. Adams. *Health Monitoring of Structural Materials and Components: Methods with Applications*. 2007, págs. 1-460. ISBN: 9780470033135. DOI: [10.1002/9780470511589](https://doi.org/10.1002/9780470511589).
- [2] C. Barry Carter y M. Grant Norton. *Ceramic materials: Science and engineering*. 2007, págs. 1-716. ISBN: 0387462708. DOI: [10.1007/978-0-387-46271-4](https://doi.org/10.1007/978-0-387-46271-4).
- [3] Alejandro Carballar Rincón. «ESTUDIO DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA PARA SU APLICACIÓN EN COMUNICACIONES ÓPTICAS». Tesis doct. ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS DE TELECOMUNICACIÓN, 1999, págs. 301-303.
- [4] L. H. Chen y col. «Chitosan based fiber-optic Fabry-Perot humidity sensor». En: *Sensors and Actuators, B: Chemical* 169 (2012), págs. 167-172. ISSN: 09254005. DOI: [10.1016/j.snb.2012.04.052](https://doi.org/10.1016/j.snb.2012.04.052).
- [5] Hae Young Choi y col. «Miniature fiber-optic high temperature sensor based on a hybrid structured Fabry-Perot interferometer». En: *Optics Letters* 33.21 (2008), pág. 2455. ISSN: 0146-9592. DOI: [10.1364/ol.33.002455](https://doi.org/10.1364/ol.33.002455).
- [6] Andrea Cusano y col. «Experimental modal analysis of an aircraft model wing by embedded fiber bragg grating sensors». En: *IEEE Sensors Journal* 6.1 (2006), págs. 67-77. ISSN: 1530437X. DOI: [10.1109/JSEN.2005.854152](https://doi.org/10.1109/JSEN.2005.854152).
- [7] René Domínguez-Cruz y col. «Temperature Sensor Based on an Asymmetric Two-Hole Fiber Using a Sagnac Interferometer». En: *Journal of Sensors* 2018 (2018), págs. 1-6. ISSN: 1687-725X. DOI: [10.1155/2018/7595106](https://doi.org/10.1155/2018/7595106).
- [8] Xingchen Dong y col. «3D Deep Learning Enables Accurate Layer Mapping of 2D Materials». En: *ACS Nano* 15.2 (feb. de 2021), págs. 3139-3151. DOI: [10.1021/ACS.NANO.0C09685](https://doi.org/10.1021/ACS.NANO.0C09685). URL: <https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/acsnano.0c09685>.
- [9] Zhixu Dong y col. «An improved signal processing method for the laser displacement sensor in mechanical systems». En: *Mechanical Systems and Signal Processing* 122 (2019), págs. 403-418. ISSN: 10961216. DOI: [10.1016/j.ymsp.2018.12.018](https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2018.12.018). URL: <https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2018.12.018>.
- [10] Ing Fís, Carmen Edith y Domínguez Flores. «DISEÑO, FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE INTERFERÓMETROS FABRY-PÉROT DE FIBRA ÓPTICA EXTRÍNSECOS Y SU APLICACIÓN EN SISTEMAS DE SENSADO DE VARIABLES FÍSICAS». Tesis doct. Centro de investigaciones en Optica AC, 2018. URL: <https://cio.repositorioinstitucional.mx/jspui/handle/1002/781>.
- [11] Raquel Flores, Ricardo Janeiro y Jaime Viegas. «Optical fibre Fabry-Pérot interferometer based on inline microcavities for salinity and temperature sensing». En: *Scientific Reports* 9.1 (2019), págs. 1-9. ISSN: 20452322. DOI: [10.1038/s41598-019-45909-2](https://doi.org/10.1038/s41598-019-45909-2).
- [12] Victor Giurgiutiu. *Chapter 7 - Fiber-Optic Sensors*. 2016, págs. 249-296. ISBN: 978-0-12-409605-9. DOI: [10.1016/B978-0-12-409605-9.00007-6](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-409605-9.00007-6). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780124096059000076>.

- 
- [13] Victor Giurgiutiu y Andrei N. Zagari. «Electro-mechanical impedance method for crack detection in metallic plates». En: *Advanced Nondestructive Evaluation for Structural and Biological Health Monitoring* 4335.October 2001 (2001), pág. 131. ISSN: 0277786X. DOI: [10.1117/12.434167](https://doi.org/10.1117/12.434167).
- [14] M. Gutierrez-Rivera y col. «Low-pressure fiber-optic sensor by polyester Fabry-Perot cavity and its phase signal processing analysis». En: *Sensors and Actuators, A: Physical* 315 (2020), pág. 112338. ISSN: 09244247. DOI: [10.1016/j.sna.2020.112338](https://doi.org/10.1016/j.sna.2020.112338). URL: <https://doi.org/10.1016/j.sna.2020.112338>.
- [15] P. Hariharan. *Basics of Interferometry*. Second. Vol. 1. AP, pág. 249. ISBN: 9780123735898.
- [16] K. Hisham Hisham. *Fiber Bragg Grating Sensors: Development and applications*. Ed. por Taylor Francis Group. Boca Raton, FL: Group, Taylor Francis, 2020, pág. 119. ISBN: 9780367224851.
- [17] Vidya Kochat y col. «High contrast imaging and thickness determination of graphene with in-column secondary electron microscopy». En: *Journal of Applied Physics* 110.1 (2011), págs. 1-5. ISSN: 00218979. DOI: [10.1063/1.3608062](https://doi.org/10.1063/1.3608062). arXiv: [1203.5983](https://arxiv.org/abs/1203.5983).
- [18] Sulabha K Kulkarni. *Nanotechnology - Principles and Practices 3rd ed (Springer, CP, 2015).pdf*. 2014. ISBN: 9783319091709.
- [19] Sema Kurtaran y M. Selami Kılıçkaya. «The modelling of Fiber Bragg Grating». En: *Optical and Quantum Electronics* 39.8 (2007), págs. 643-650. ISSN: 1572817X. DOI: [10.1007/s11082-007-9117-1](https://doi.org/10.1007/s11082-007-9117-1).
- [20] Min Lu y col. «Online 3D displacement measurement using speckle interferometer with a single illumination-detection path». En: *Sensors (Switzerland)* 18.6 (2018). ISSN: 14248220. DOI: [10.3390/s18061923](https://doi.org/10.3390/s18061923).
- [21] Ayan Majumdar y Haiying Huang. «Development of an in-fiber white-light interferometric distance sensor for absolute measurement of arbitrary small distances». En: *Applied Optics* 47.15 (2008), págs. 2821-2828. ISSN: 15394522. DOI: [10.1364/AO.47.002821](https://doi.org/10.1364/AO.47.002821).
- [22] Angélica María Mesa. «Diseño, Desarrollo, Caracterización y Análisis de Sensores de Fibras Ópticas: Aplicación al Estudio de Materiales y Estructuras». Tesis doct. Universidad Nacional de La Plata, 2018, pág. 203.
- [23] Magdalena Mieloszyk, Katarzyna Majewska y Wieslaw Ostachowicz. «Application of embedded fibre Bragg grating sensors for structural health monitoring of complex composite structures for marine applications». En: *Marine Structures* 76.June 2019 (2021), pág. 102903. ISSN: 09518339. DOI: [10.1016/j.marstruc.2020.102903](https://doi.org/10.1016/j.marstruc.2020.102903). URL: <https://doi.org/10.1016/j.marstruc.2020.102903>.
- [24] P Moyo y col. «Development of fiber Bragg grating sensors for monitoring civil infrastructure». En: 27 (2005), págs. 1828-1834. DOI: [10.1016/j.engstruct.2005.04.023](https://doi.org/10.1016/j.engstruct.2005.04.023).
- [25] Jun Hong Ng y col. «A simple temperature-insensitive fiber Bragg grating displacement sensor». En: 273 (2007), págs. 398-401. DOI: [10.1016/j.optcom.2007.01.040](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2007.01.040).
- [26] Z H Ni y col. «Graphene Thickness Determination Using Reflection and Contrast Spectroscopy». En: *Nano Letters* 7.9 (2007), págs. 2758-2763.

- 
- [27] Ivan Pradon. *INTERFEROMETRY: RESEARCH AND APPLICATIONS IN SCIENCE AND TECHNOLOGY*. Second. 2016, pág. 474. ISBN: 9789535104032.
- [28] Yun-Jiang Rao, Zeng-Ling Ran y Yuan Gong. *Fibre-Optic Fabry-Perot Sensors: An introduction*. Ed. por CRC Press. First. Boca Ratón, FL: Taylor y Francis Group, 2017, pág. 205. ISBN: 9781498736930.
- [29] U. Sharath y col. «Radial arterial compliance measurement by fiber Bragg grating pulse recorder». En: *Journal of Human Hypertension* 28.12 (2014), págs. 736-742. ISSN: 14765527. DOI: [10.1038/jhh.2014.45](https://doi.org/10.1038/jhh.2014.45).
- [30] Fabin Shen y Anbo Wang. «Frequency-estimation-based signal-processing algorithm for white-light optical fiber Fabry – Perot interferometers». En: (2005).
- [31] Toru Shiratsuchi y Tatsuya Imai. «Development of fiber Bragg grating strain sensor with temperature compensation for measurement of cryogenic structures». En: *Cryogenics* 113.December 2020 (2021), pág. 103233. ISSN: 00112275. DOI: [10.1016/j.cryogenics.2020.103233](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2020.103233). URL: <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2020.103233>.
- [32] Mofreh Toba, Fathy M. Mustafa y Tamer M. Barakat. «New simulation and analysis fiber bragg grating: Narrow bandwidth without side lobes». En: *Journal of Physics Communications* 4.7 (2020), págs. 1-13. ISSN: 23996528. DOI: [10.1088/2399-6528/AB0600](https://doi.org/10.1088/2399-6528/AB0600).
- [33] Gao Zhi Xiao y col. «Monitoring changes in the refractive index of gases by means of a fiber optic Fabry-Perot interferometer sensor». En: *Sensors and Actuators, A: Physical* 118.2 (2005), págs. 177-182. ISSN: 09244247. DOI: [10.1016/j.sna.2004.08.029](https://doi.org/10.1016/j.sna.2004.08.029).
- [34] Toshihiko Yoshino y col. «Fiber-Optic Fabry–Perot Interferometer and Its Sensor Applications». En: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30.10 (1982), págs. 1612-1621. ISSN: 15579670. DOI: [10.1109/TMTT.1982.1131298](https://doi.org/10.1109/TMTT.1982.1131298).
- [35] Xinlei Zhou y Qingxu Yu. «Wide-Range Displacement Sensor Based on Fiber-Optic Fabry–Perot Interferometer for Subnanometer Measurement». En: *IEEE Sensors Journal* 11.7 (2011), págs. 1602-1606. ISSN: 1530-437X. DOI: [10.1109/jsen.2010.2103307](https://doi.org/10.1109/jsen.2010.2103307). URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/5678620>.
- [36] Zhenze Zhou y col. «A novel low-cost gas sensor for CO2 detection using polymer-coated fiber Bragg grating». En: *Sensors and Actuators, B: Chemical* 332.January (2021), pág. 129482. ISSN: 09254005. DOI: [10.1016/j.snb.2021.129482](https://doi.org/10.1016/j.snb.2021.129482). URL: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2021.129482>.
- [37] Zhi Zhou y col. «Optical fiber Bragg grating sensor assembly for 3D strain monitoring and its case study in highway pavement». En: *Mechanical Systems and Signal Processing* 28 (2012), págs. 36-49. ISSN: 08883270. DOI: [10.1016/j.ymsp.2011.10.003](https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2011.10.003). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.ymsp.2011.10.003>.