



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**



FACULTAD DE INGENIERÍA

**INVESTIGACIÓN Y ESTUDIO DE UN SENSOR DE PRESIÓN Y
TEMPERATURA UTILIZANDO UN SISTEMA INTERFEROMÉTRICO**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES

PRESENTA:

NOÉ HERNÁNDEZ MARTELL

DIRECTOR DE TESIS:

DR. GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO

2014

CCADET

**CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y
DESARROLLO TECNOLÓGICO**

Resumen

En el presente trabajo se analizan los interferómetros Mach-Zehnder, Fabry-Perot y Michelson, con el fin de determinar cuál es el mejor, con base en sus ventajas y desventajas, para poder implementarlo experimentalmente, se describe la implementación y el funcionamiento de un sensor capaz de realizar mediciones nanométricas de desplazamiento empleando un interferómetro de Michelson en fibra óptica. Para inducir los desplazamientos se utilizó un actuador piezoeléctrico, el cual es excitado con una señal de voltaje alterno. Se determinó teóricamente la distancia recorrida por el actuador mediante la ecuación característica del interferómetro de Michelson.

Un interferómetro tipo Michelson consta de dos brazos uno de referencia y otro de detección. En este último se coloca el transductor piezoeléctrico que proporciona un cambio en el camino óptico, de esta forma se genera una señal de fase, la cual causará interferencia con la del brazo de referencia, con la suma de estas dos señales se obtiene la salida del interferómetro.

Posteriormente se presentan los resultados obtenidos experimentalmente en los cuales se varía la amplitud del voltaje alterno aplicado al piezoeléctrico, para ello se analizaron los patrones de interferencia obtenidos con ayuda de un fotodetector acoplado al osciloscopio, se tiene como resultado una relación entre la amplitud de la señal medida con el desplazamiento asociado.

Agradecimientos

Esta tesis de licenciatura fue un reto personal ya que representó nuevos conocimientos y nuevas habilidades que tuve que desarrollar para lograr un trabajo consistente, esto pudo llevarse a cabo gracias a compañeros de laboratorio como Roberto Giovanni Ramírez Chavarría quien me apoyo en la redacción del artículo para el Congreso de Instrumentación SOMI. A la vez agradezco la oportunidad que me dio el Dr. Gabriel Eduardo Sandoval Romero por trabajar en el laboratorio de sensores ópticos. Y a mis compañeros de laboratorio Francisco y Natalie por darme buenos consejos para mejorar mi trabajo.

También quiero agradecer a mi abuelita Guadalupe Vda. de Martell por recibirme siempre con un plato en la mesa. A mi papá y a mi mamá por apoyarme siempre, para ser mejor en todos los aspectos de la vida. Cabe mencionar el apoyo que me brindó mi novia Sandra Zulema Pérez Hernández por escucharme en momentos difíciles e impulsarme en mis proyectos académicos.

También agradezco el apoyo otorgado por la DGAPA-UNAM, a través del financiamiento del proyecto PAPIIT IT-101712.

Contenido

Resumen.....	1
Agradecimientos	2
Contenido.....	3
Introducción	6
Objetivos	7
Capítulo 1 Marco Teórico.....	8
1.1 Naturaleza de la luz.....	9
1.1.1 Reflexión y refracción.....	10
1.1.2 Principio de Huygens.....	11
1.1.3 Principio de Fermat (longitud del camino óptico).....	12
1.2 Interferencia.....	13
1.2.1 Superposición.....	13
1.2.2 Interferencia constructiva y destructiva.	13
1.2.3 Diferencia de fase y diferencia de camino óptico	15
1.2.4 Coherencia.....	15
1.2.5 Interferencia de dos fuentes (Experimento de Young).	17
1.3 Fuentes de luz.	18
1.3.1 LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)	19
1.3.2 Diodo emisor de luz (LED-Light EmittingDiode).	20
1.4 Fibra Óptica	21
1.4.1 Ventanas de transmisión.....	22
1.4.2 Tipos de fibra.....	23
1.4.3 Atenuación	25
1.4.4 Apertura Numérica.....	26
1.5 Detectores.....	27
1.6 Componentes pasivos.	27
1.6.1 Conectores	27
1.6.2 Empalmes.....	28
1.6.3 Acopladores Bidireccionales	29

1.7	Conclusiones.....	29
Capítulo 2 Sensores Ópticos.....		31
2.1	Sensores basados en fibra óptica.....	32
2.1.1	Intrínsecos	33
2.1.2	Extrínsecos	33
2.2	Principio de operación	34
2.3	Interferómetro Mach-Zehnder.....	35
2.4	Interferómetro Fabry-Perot	36
2.5	Configuraciones de sensores Fabry-Perot.....	38
2.5.1	Sensores Intrínsecos Fabry-Perot.....	38
2.5.2	Sensores Extrínsecos Fabry-Perot	39
2.6	Interferómetro Michelson.....	40
2.6.1	Obtención de la señal de salida del interferómetro.	41
2.6.2	Señal de salida en términos del cambio de camino óptico.....	42
2.6.3	Sensibilidad de fase del interferómetro Michelson.	44
2.6.4	Adaptación de la ecuación teórica para poder despejar ΔL	44
2.6.5	Aproximación del modelo matemático (Linealidad).	45
2.6.6	Modelos matemático de ΔL	45
2.7	Transductores para interferómetros en fibra óptica	46
2.8	Ruido en interferómetros Michelson.....	47
2.9	Conclusiones.....	48
Capítulo 3 Desarrollo experimental		50
3.1	Caracterización del acoplador.....	51
3.1.1	Configuración experimental.....	52
3.1.2	Resultados	54
3.2	Interferómetro Michelson extrínseco.....	55
3.2.1	Configuración experimental.....	55
3.2.2	Experimento con voltaje fijo y frecuencia variable.....	58
3.2.3	Tiempo de subida y ancho de banda.....	61
3.2.4	Experimento con frecuencia fija y voltaje variable	63
3.2.4.	Resultados experimentales.	67
3.2.5	Análisis de los resultados.	68

3.2.6	Relación señal/ruido.....	69
3.2.7	Simulación en MATLAB	71
3.3	Conclusiones.....	72
Capítulo 4	Conclusiones Generales.....	73
Anexo A	Mecanismos de transducción	76
Anexo B	Programas en MATLAB y Python.....	79
Anexo C	Hojas de especificaciones.....	84

Introducción

Un sensor interferométrico consta de un sistema interferométrico y un transductor para medir magnitudes físicas, como por ejemplo presión, temperatura o desplazamientos, Fig. 1.

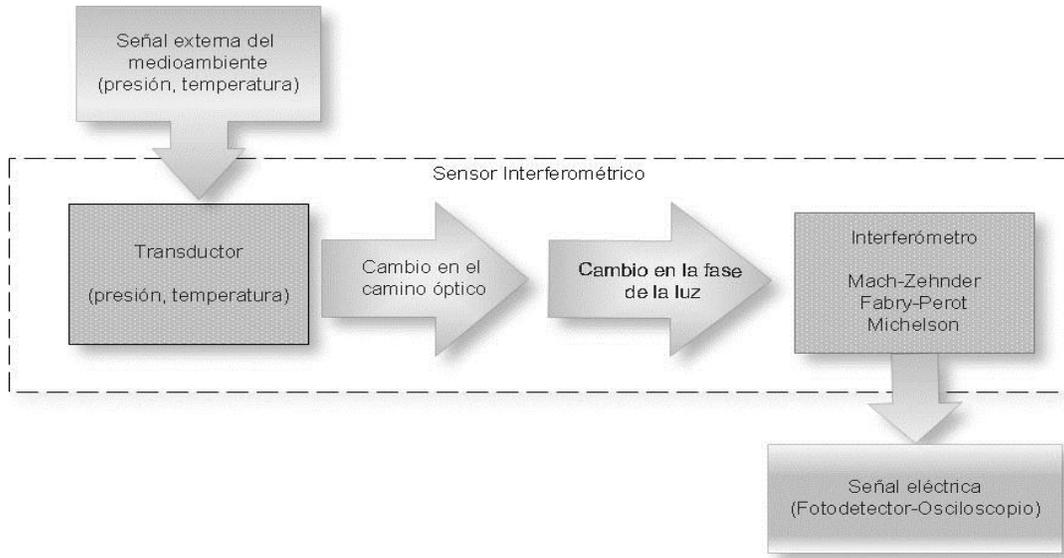


Figura 1. Diagrama de flujo de un sensor interferométrico

En esta tesis no se pretende construir un transductor, en su lugar se usa un piezoeléctrico previamente fabricado con el fin de representar uno de presión o temperatura, donde se sustituyen las señales medioambientales por una señal de voltaje controlado, obteniendo una relación entrada-salida.

Objetivos

Determinar la mejor configuración de un sensor interferométrico de desplazamiento, a partir de un análisis cualitativo y cuantitativo de las configuraciones Mach-Zehnder, Fabry-Perot y Michelson, ya sean intrínsecos o extrínsecos, haciendo una comparación de sus ventajas y desventajas para implementarlo en fibra óptica.

Objetivos particulares

Analizar la sensibilidad de los interferómetros antes mencionados.

Implementar la configuración más adecuada para medir desplazamientos.

Determinar el límite de detección del interferómetro seccionado.

Capítulo 1

Marco Teórico

1. Marco Teórico

Este capítulo ayudará a tener presente los conceptos y ecuaciones que gobiernan a la luz y su propagación, también ayudará a entender posteriormente el funcionamiento de las diferentes configuraciones interferométricas descritas en el capítulo 2.

1.1 Naturaleza de la luz.

Actualmente los físicos le dan la doble naturaleza a la luz, por una parte como onda electromagnética y por otro como la transmisión de una partícula llamada fotón. Para explicar la propagación de la luz se utiliza la teoría electromagnética. Mientras que la interacción de la luz con la materia, como son la absorción y emisión de energía encuentra su explicación en la teoría cuántica descrita por Einstein.

En la Tabla 1 se muestran las longitudes de onda visibles y sus respectivos colores.

Longitudes de Onda	Colores
400 a 440 nm	Violeta
440 a 480 nm	Azul
480 a 560 nm	Verde
560 a 590 nm	Amarillo
590 a 630 nm	Naranja
630 a 700 nm	Rojo

Tabla 1. Longitudes de onda de la luz visible

“Una onda electromagnética es una perturbación que consiste en campos eléctricos y magnéticos que varían con el tiempo, capaz de propagarse a través del espacio de una región a otro, aun cuando no exista materia en la región intermedia.”, [2].

“El frente de onda se define como: el lugar geométrico de todos los puntos adyacentes en los cuales la fase de vibración de una magnitud física es la misma.”, [2].

Cualquier onda periódica tiene la relación entre longitud de onda λ , frecuencia f y rapidez de propagación c , dado por la ecuación 1.1.

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (1.1)$$

El índice de refracción de un material óptico, denotado por n , es muy importante en la óptica. Es la razón entre la rapidez de la luz c en el vacío y la rapidez de la luz v en el material, ecuación 1.2.

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.2)$$

Podemos obtener la longitud de onda de la luz en un material específico, ecuación 1.3.

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (1.3)$$

Donde λ_0 es la longitud de onda en el vacío y λ es la longitud de onda en el materia cuyo índice de refracción es n .

1.1.1 Reflexión y refracción.

“El ángulo de reflexión θ_r es igual al ángulo de incidencia θ_i para todas las longitudes de onda y para cualquier par de materiales” [2], ecuación 1.4.

$$\theta_r = \theta_i \quad (\text{Ley de reflexión}) \quad (1.4)$$

Cuando un rayo de luz cruza entre dos material, la razón de los senos de los ángulos θ_i y θ_t es igual al inverso de la razón de los dos índices de refracción, ecuación 1.5, Fig. 1.1.

$$n_i \text{ sen } \theta_i = n_t \text{ sen } \theta_t \quad (\text{Ley de Snell}) \quad (1.5)$$

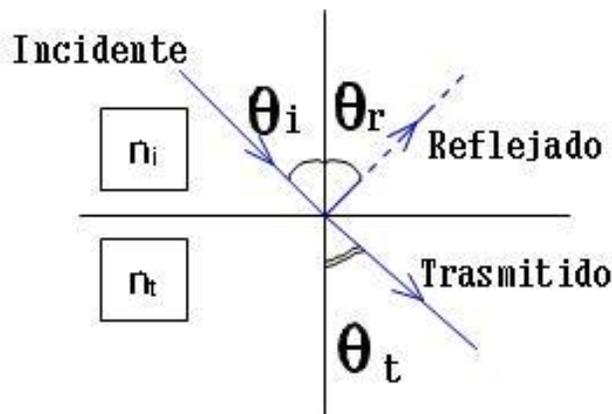


Figura 1.1.Reflexión y refracción

Es posible encontrar el ángulo crítico para dos materiales dados si se iguala $\theta_t = 90^\circ$ ($\text{sen } \theta_t = 1$) en la ley de Snell. De esta forma, se tiene el ángulo crítico para la reflexión total interna, ecuación 1.6.

$$\text{sen } \theta_{\text{crit}} = \frac{n_t}{n_i} \quad (1.6)$$

La reflexión total interna ocurrirá si el ángulo de incidencia θ_i es mayor o igual que θ_{crit} . Como se muestra en la Fig.1. 2

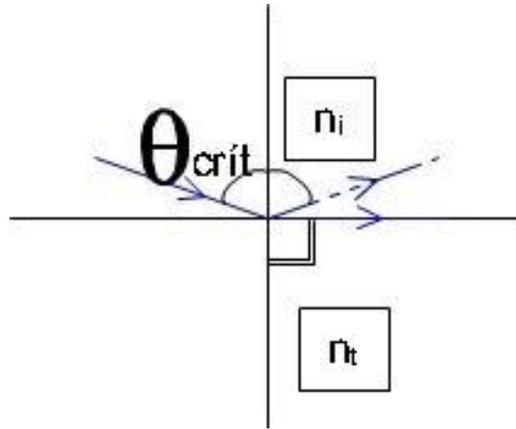


Figura 1.2. Reflexión total interna

El coeficiente de reflexión nos indica que cantidad de luz hay en la onda incidente, reflejada y refractada. La ecuación para calcular el coeficiente de reflexión es, [2]:

$$R = \left(\frac{n_t - n_i}{n_t + n_i} \right)^2 \quad (1.7)$$

1.1.2 Principio de Huygens.

“El principio de Huygens establece que si se conoce la posición de un frente de onda en cierto instante, entonces la posición del frente en un momento posterior se puede construir como una fuente de ondas secundarias”, [2].

En la Figura 1.3 se muestra un frente de onda circular llamado A y un frente de onda secundario llamado B en donde r es la distancia de A hacia B y se puede calcular multiplicando la velocidad de la luz en el medio v por un tiempo determinado t .

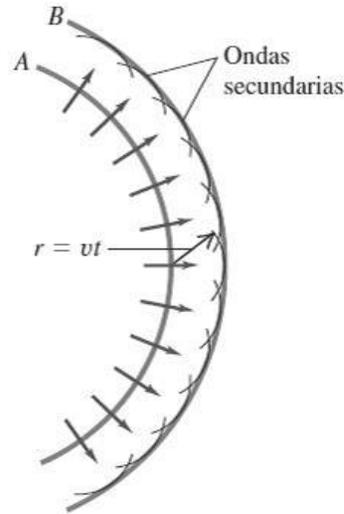


Figura 1.3. Principio de Huygens

1.1.3 Principio de Fermat (longitud del camino óptico)

Cuando un rayo de luz se transmite de un punto S a un punto P, deberá recorrer una longitud de camino óptico en donde la suma se conoce como la longitud de camino óptico (*LCO*) atravesada por el rayo, que es diferente a la longitud de la trayectoria espacial $\sum_{i=1}^m L_i$. [3], Fig. 1.4, [3].

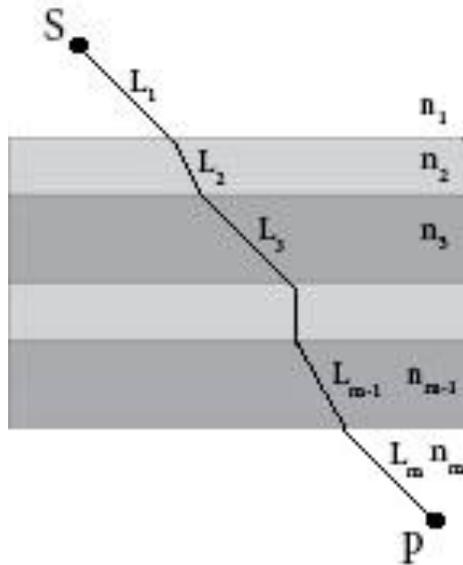


Figura 1.4. Principio de Fermat

Para un medio no homogéneo donde n sea una función de posición, la longitud de camino óptico puede calcularse por la ecuación 1.8.

$$LCO = \int_S^P n(L) dL \quad (1.8)$$

Para un medio homogéneo donde n es constante en función de la posición. La longitud del camino óptico puede calcularse por la ecuación 1.9.

$$LCO = n * L \quad (1.9)$$

La longitud de camino óptico corresponde a la distancia en el vacío equivalente a la distancia recorrida L en el medio de índice n . Es decir, ambas distancias corresponderán al mismo número de longitudes de onda, y el mismo cambio de fase a medida que la luz avanza.

1.2 Interferencia.

El término interferencia se refiere a cualquier situación en la que dos o más ondas se traslapan en un punto del espacio. Cuando esto ocurre, la onda total está gobernada por el principio de superposición, [4].

1.2.1 Superposición.

El principio de superposición establece lo siguiente:

“Cuando dos o más ondas se traslapan, el desplazamiento resultante en cualquier punto y en cualquier instante se encuentra sumando los desplazamientos instantáneos que producirían en el punto las ondas individuales si cada una se presentara sola.”, [4].

El desplazamiento en el caso de las ondas electromagnéticas, por lo general se refiere a una componente específica del campo eléctrico o magnético.

1.2.2 Interferencia constructiva y destructiva.

Cuando las ondas de dos o más fuentes llegan en fase a un punto llamado P, la amplitud de la onda resultante es la suma de las amplitudes de las ondas individuales; éstas se refuerzan una a la otra. Esto se llama interferencia constructiva, [4].

En la Fig. 1.5 se observa que en P ocurre la interferencia constructiva, la diferencia de las longitudes de camino óptico $LCO_2 - LCO_1$ para las dos fuentes F_1 y F_2 debe ser un múltiplo entero de la longitud de onda λ , según la ecuación 1.10.

$$LCO_2 - LCO_1 = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \quad (\text{Interferencia constructiva}) \quad (1.10)$$

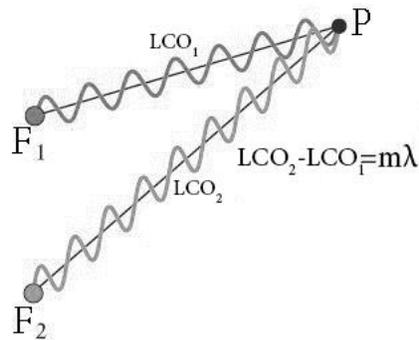


Figura 1.5. Interferencia Constructiva

La cancelación o anulación parcial de las ondas individuales recibe el nombre de interferencia destructiva. La condición para que haya interferencia destructiva es que las ondas provenientes de dos fuentes F_1 y F_2 lleguen al punto P exactamente medio ciclo fuera de fase, Fig. 1.6.

$$LCO_2 - LCO_1 = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \quad (\text{Interferencia destructiva}) \quad (1.11)$$

La cresta de una onda llega al mismo tiempo que un "valle" de la otra onda. La amplitud resultante es la diferencia entre las dos amplitudes individuales. Si éstas son iguales, entonces la amplitud total es igual a cero, [4].

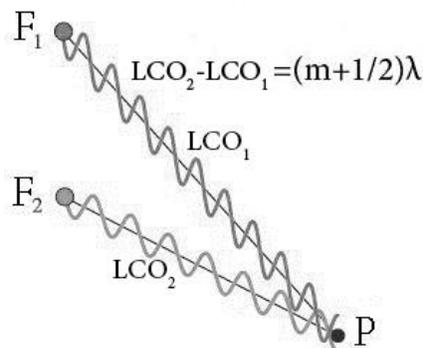


Figura 1.6. Interferencia Destructiva

1.2.3 Diferencia de fase y diferencia de camino óptico

Cuando la diferencia de longitud de camino óptico (LCO) es de una longitud de onda, la diferencia de fase es de un ciclo, y $\phi = 2\pi \text{ rad} = 360^\circ$. Cuando la diferencia de fase es $\lambda/2$, entonces $\phi = \pi \text{ rad} = 180^\circ$, y así sucesivamente. Es decir, la razón de la diferencia de fase ϕ con respecto a 2π es igual a la razón de la diferencia de $LCO = LCO_2 - LCO_1$ con respecto a λ , según la ecuación 1.12, [4].

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{LCO_2 - LCO_1}{\lambda} \quad (1.12)$$

Así, una diferencia de trayectoria ($LCO_2 - LCO_1$) ocasiona una diferencia de fase dada por:

$$\phi = \frac{2\pi * LCO_2 - LCO_1}{\lambda} = k (LCO_2 - LCO_1) \quad (1.13)$$

Donde $k = 2\pi/\lambda$ que es el número de onda. El número de onda es una magnitud que indica el número de veces que vibra una onda en una unidad de distancia, en el sistema internacional se ocupa los ciclos por metro, debido a su forma sinusoidal es más útil utilizar el número de onda en radianes por metro, [4].

La diferencia de fase puede expresarse para un medio homogéneo por la ecuación 1.14.

$$\phi = k * n * (L_2 - L_1) \quad (1.14)$$

Si el material en el espacio entre las dos fuentes y el patrón de interferencia es diferente del vacío, en la ecuación 1.13 debemos usar la longitud de onda en el material. Si el material tiene el índice de refracción n , entonces: $\lambda = \lambda_0/n$ y $k = nk_0$. Donde λ_0 y k_0 son la longitud de onda y el número de onda, respectivamente, en el vacío.

1.2.4 Coherencia

Los efectos de la interferencia se ven con más facilidad cuando se combinan ondas sinusoidales con una sola frecuencia f y longitud de onda λ , [5].

En óptica, las ondas sinusoidales son características de la luz monocromática (la de un solo color). La fuente que más se acerca a ser monocromática de todas las que se dispone actualmente es el láser.

Se dice que dos fuentes monocromáticas de la misma frecuencia y con una relación de fase constante definida (no necesariamente en fase) son coherentes. También se utiliza el término ondas coherentes (en el caso de las ondas luminosas, luz coherente), [5].

Esto quiere decir que para que dos fuentes sean coherentes sus fases deben ser iguales o cambiar con una ley o leyes bien definidas.

Coherencia temporal

Capacidad de la luz para interferir con una versión desfasada temporalmente de ella misma, [6].

El tiempo de coherencia es el intervalo temporal en el que podemos predecir la fase de la onda luminosa en un punto dado del espacio, ecuación 1.10. Está directamente relacionada con el ancho de banda $\Delta\nu$. Si la luz fuera totalmente monocromática $\Delta\nu$ sería cero y el tiempo de coherencia Δt_c sería infinito, [7].

$$\Delta t_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.15)$$

La longitud de coherencia es la extensión en el espacio en la que la onda tiene una forma sinusoidal de tal manera que su fase puede predecirse con seguridad, ecuación 1.11.

$$\Delta l_c = c \cdot \Delta t_c = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.16)$$

Cuanto mayor sea el tiempo de coherencia, mayor será la longitud de coherencia de la fuente. La longitud de coherencia también se puede escribir por la ecuación 1.12.

$$\Delta l_c = \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right) \lambda \quad (1.17)$$

Donde λ es la longitud de onda de la fuente.

Coherencia espacial

Capacidad de la luz para interferir con una versión desfasada espacialmente de ella misma, [6].

La luz tiene coherencia espacial cuando la diferencia de fase entre dos puntos en el espacio es constante en el tiempo. La coherencia espacial de la luz significa que la luz se emite desde un punto fuente, [7].

Cuando una fuente opera en un modo transversal básico único (TEM_{00}), tiene la máxima coherencia espacial. El encapsulado de las fibras monomodo implica que la luz emitida tenga una coherencia espacial elevada, [7].

La Fig. 1.7 [3] muestra una onda no coherente que al pasar por un agujero pequeño crea una onda esférica que presenta coherencia espacial completa y coherencia temporal parcial.

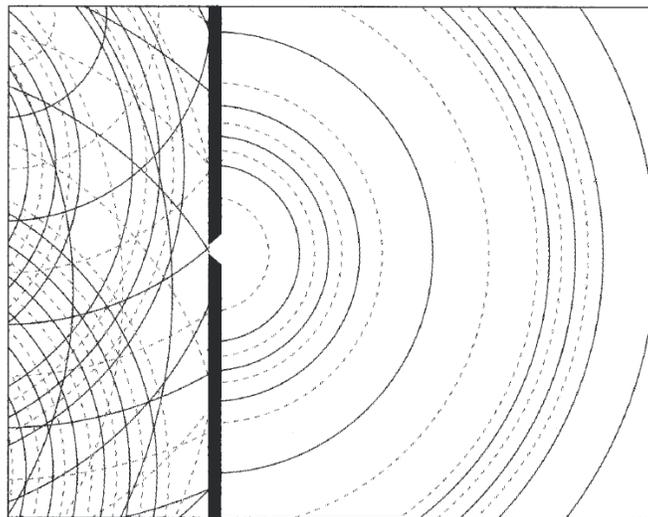


Figura 1.7. Coherencia espacial

1.2.5 Interferencia de dos fuentes (Experimento de Young).

La luz solar se hizo pasar por a través de un agujero central el cual es la fuente primaria que tiene una coherencia espacial con la que se iluminaban de la misma forma dos agujeros posteriores colocados para lograr una patrón de interferencia, que se logra ver como franjas oscuras y brillantes. En la Fig. 1.8 [3] las ondas superpuestas muestran máximos y mínimos formando un patrón de interferencia, " d " es la distancia entre las fuentes coherentes, " R " es la distancia entre las fuentes de luz y el patrón de interferencia, " y " es la distancia desde un punto del patrón al centro.

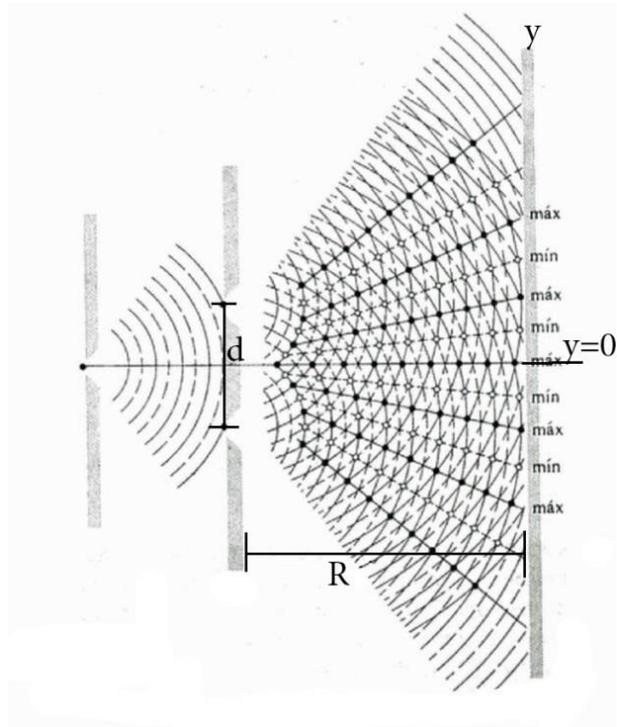


Figura 1.8. Experimento de Young

En la Fig. 1.9. [2] Se observa las franjas de interferencia del experimento de Young, se presentan máximos de interferencia cuando ϕ es un entero múltiplo de 2π .

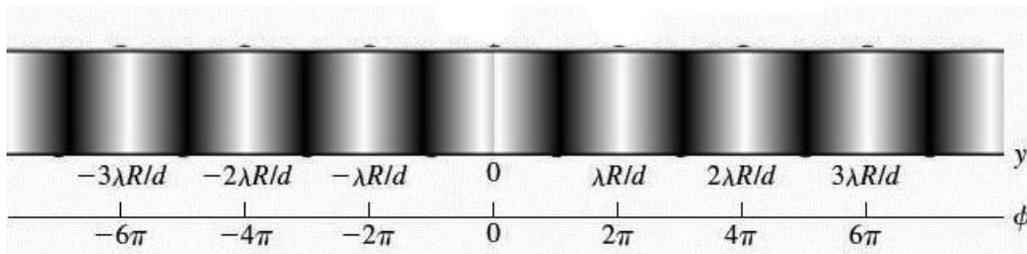


Figura 1.9. Patrón de Interferencia

1.3 Fuentes de luz.

Un oscilador óptico es una cavidad amplificadora con un sistema de bombeo, en sus extremos se coloca un par de espejos planos (o ligeramente cóncavos).

La Fig. 1.10 [8], muestra al oscilador óptico con el sistema de bombeo.

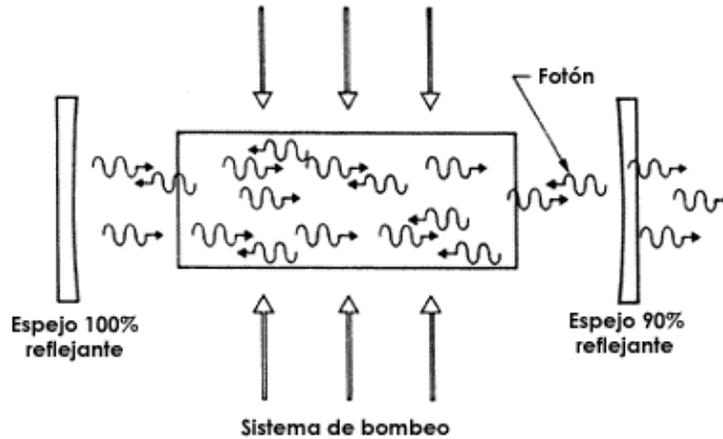


Figura 1.10. Oscilador óptico

Los fotones emitidos a lo largo del eje óptico del oscilador serán amplificados por el proceso de emisión estimulada e inmediatamente generaremos un enorme flujo de fotones, confinados por el resonador óptico, que se propaga a lo largo del eje óptico. [8]

1.3.1 LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)

Debido a que uno de los espejos del resonador tiene una reflectancia del 90%, esto permitirá que el 10% de los fotones que incidan allí sean transmitidos fuera del resonador óptico, formando un haz de luz muy intenso, monocromático (formado por fotones de idéntica energía), coherente (pues todos sus fotones están en fase, ya que fueron producidos por el proceso de emisión estimulada) y altamente direccional. Éstas son las propiedades fundamentales de la luz láser que es generada por todo oscilador óptico, [8].

Existen diferentes tipos de láseres según el medio activo, [9], por ejemplo:

- Láseres de estado sólido como el rubí cuyas potencias de salida oscilan en longitud de onda entre aproximadamente 170 nm y 3 900 nm.
- Láseres de gas funciona a través del espectro desde el IR lejano al UV (de 1 mm a 150 nm). Entre ellos, están en primer lugar el helio-neón, argón y criptón.
- Láser de semiconductor desempeña un papel central en electro-óptica, sobre todo por su pureza espectral, eficiencia elevada, robustez, capacidad de modulación a velocidades muy altas, vida útil larga y potencia moderada a pesar de su tamaño diminuto.

La Fig. 1.11 [8], muestra el diagrama de un láser semiconductor

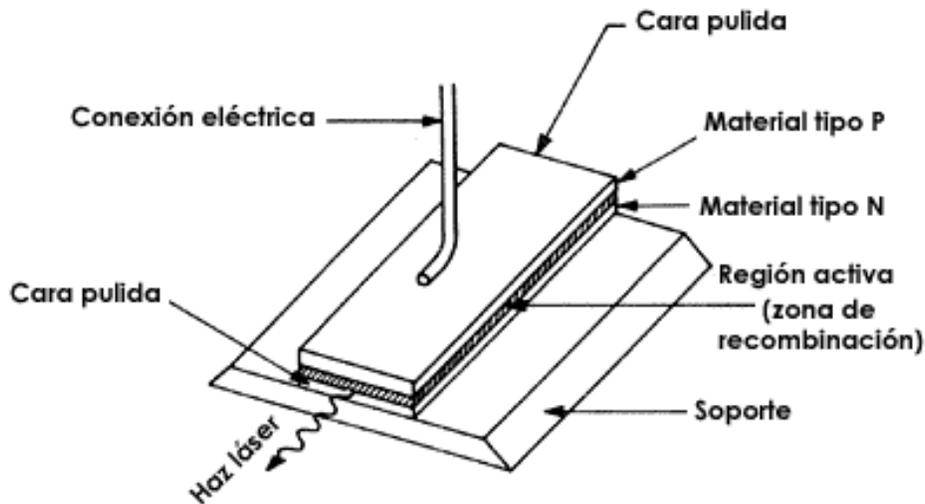


Figura 1.11. Diagrama de un Láser Semiconductor

1.3.2 Diodo emisor de luz (LED-Light Emitting Diode).

Las fuentes de luz no coherente LED se fabrica con una unión p-n polarizada que emiten luz de acuerdo con la corriente eléctrica que se haga pasar por la misma.

El proceso de generación de la luz en un LED se basa en la recombinación de electrones y huecos en una unión p-n, lo que provoca emisión de fotones. Básicamente existen tres clases de diodos LED utilizados en los sistemas de comunicación en fibra óptica, y son, [10]:

- LED de emisión lateral, ELED.
- LED súper luminiscente, SLD.
- LED por emisión superficial, SLED.

Comparación LED y LASER

Un Láser es en esencia un LED al que se le ha acoplado in situ una cavidad resonante, instalándole dos espejos en caras opuestas, o simplemente tallando dichas caras.

LASER	LED
Emisión de luz coherente	Emisión de luz no coherente
Mayor potencia de salida	Menor potencia de salida
Luz emitida unidireccional	Luz emitida múltiples direcciones
Fibras monomodo y multimodo	Fibra multimodo
Mayor potencia de acoplamiento	Menor potencia de acoplamiento
Espectro estrecho	Espectro ancho

Tabla 2. Diferencias entre LED y LASER

En la Fig. 1.12 se muestra el espectro típico de un Láser y un LED.

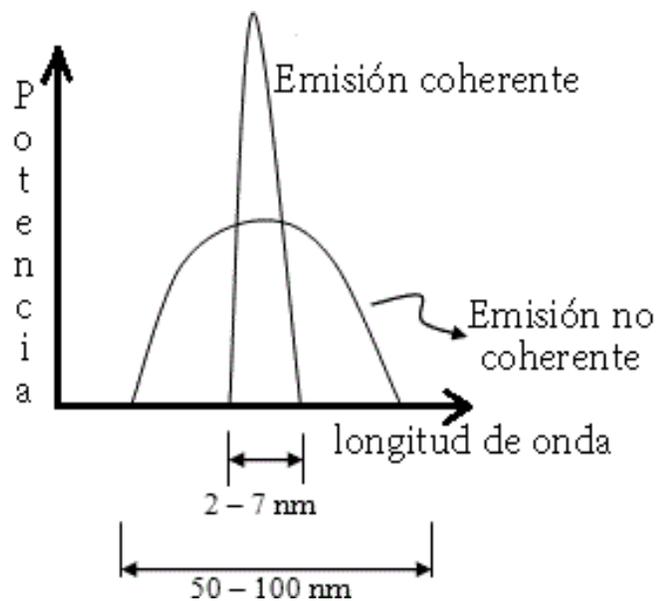


Figura 1.12. Espectro del Láser y LED

1.4 Fibra Óptica

La fibra óptica es el medio preferido para la transmisión guiada de luz. Se construye con materiales dieléctricos, preferentemente sílice. Una fibra típica tiene 125 μm de grosor, aproximadamente el doble que el cabello humano. La luz se guía por un núcleo central cuyo diámetro oscila entre 4 y 62,5 μm . El revestimiento de la fibra óptica está modificado de forma que tenga un índice de refracción ligeramente inferior al del núcleo., este cambio de índice lo que hace que la luz se guíe por el interior de la fibra, [11].

En la Fig. 1.13 se observa un cable de fibra óptica compuesto por tres partes concéntricas: núcleo (core), revestimiento (cladding), un recubrimiento (buffer), y una protección (jacket)

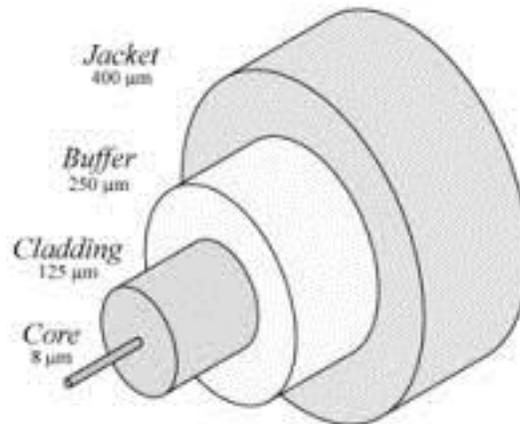


Figura 1.13. Diagrama de una fibra óptica monomodo

1.4.1 Ventanas de transmisión

Las fibras tienen contaminaciones de metales de transición tales como el cobre, cromo, hierro, y los iones hidroxilo. La Fig. 1.14 [12], muestra una curva de pérdida para una fibra de telecomunicaciones y el efecto de la atenuación. Los efectos acumulativos de la contaminación de hierro, cobre y el esparcimiento resultan en una curva que tiene longitudes de onda en el que la transmisión se optimiza, "ventanas", [12].

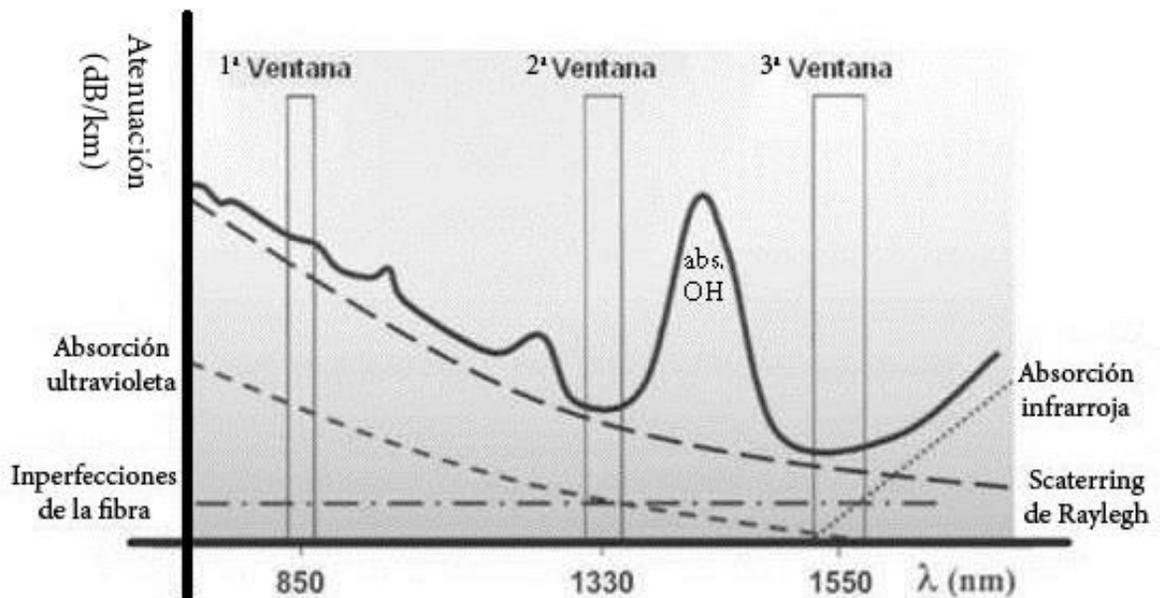


Figura 1.14. Ventanas de trabajo en longitudes de onda.

1.4.2 Tipos de fibra

Las fibras ópticas se pueden clasificar según el modo de propagación, según el índice de refracción y según los materiales de fabricación (básicamente de plástico y de Silicio con distintos materiales dopantes). En la Fig. 1.15 se resumen los tipos de fibras ópticas.

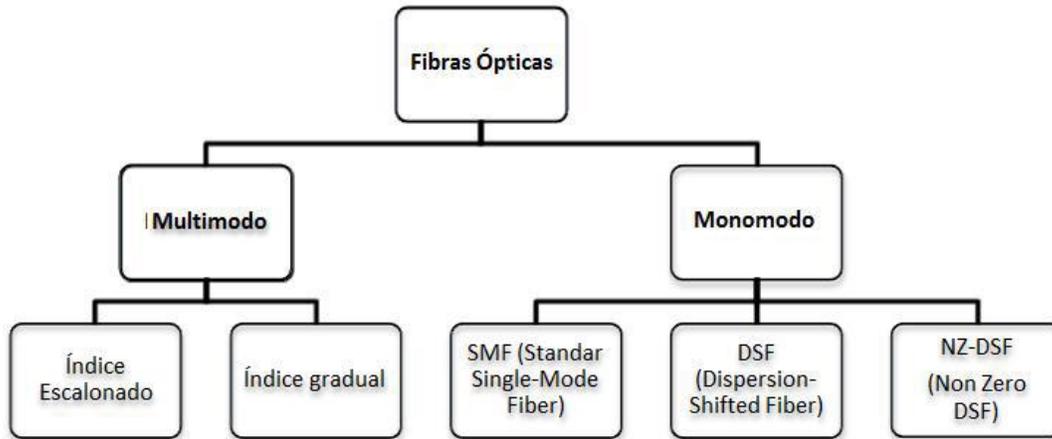


Figura 1.15. Tipos de Fibra Óptica

En las fibras monomodo solo se propaga un modo por lo que se evita la dispersión modal, debida a la diferencia de velocidad de propagación de los modos que se transmiten por la fibra. Esto se debe al pequeño tamaño de su núcleo que va de $4\mu\text{m}$ a $9\mu\text{m}$. Esto dificulta el acoplamiento de la luz, pero permite alcanzar mayores distancias, [13].

En las fibras multimodo se pueden propagar varios modos de forma simultánea. El diámetro del núcleo suele ser $50\mu\text{m}$ o $62.5\mu\text{m}$, por lo que el acoplamiento de la luz es más sencillo que las anteriores. En la Fig. 1.16 se observa el tamaño de las fibras.

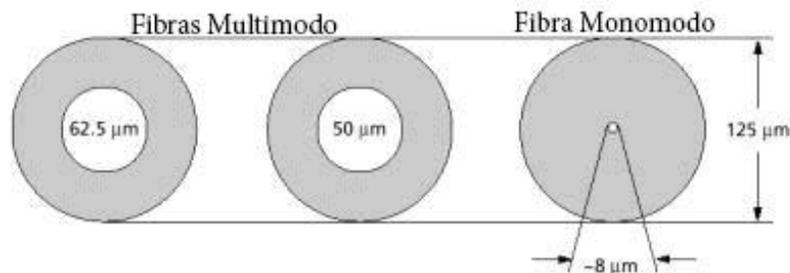


Figura 1.16. Fibra multimodo y monomodo

Algunos tipos de fibras monomodo que podemos encontrar son, [13]:

- Fibra SMF (Standar Single Mode Fiber). Este tipo de fibra monomodo tiene como características una atenuación de 0,2 dB/km y una dispersión cromática de 16 ps/km·nm en la tercera ventana (1550nm). En la segunda ventana (1330nm) la dispersión es nula pero la atenuación es mayor, casi el doble que en la tercera ventana.
- Fibra DSF (Dispersion Shifted Fiber). Las fibras DSF son fabricadas de tal manera que logran tener una dispersión cromática nula en la tercera ventana. Por contra su atenuación aumenta ligeramente (0.25dB/km); y su principal inconveniente se debe a los efectos no lineales.
- Fibra NZDSF (Non Zero Dispersion Shifted Fiber). Para resolver inconvenientes de la fibra anterior, surge la fibra NZDSF. Esta tiene un valor de dispersión próximo a cero pero, no nulo, para lograr contrarrestar los efectos no lineales mediante la dispersión cromática.

En la Fig. 1.17 [13], se representan la curva de la dispersión cromática de estas fibras ópticas para distintas longitudes de onda.

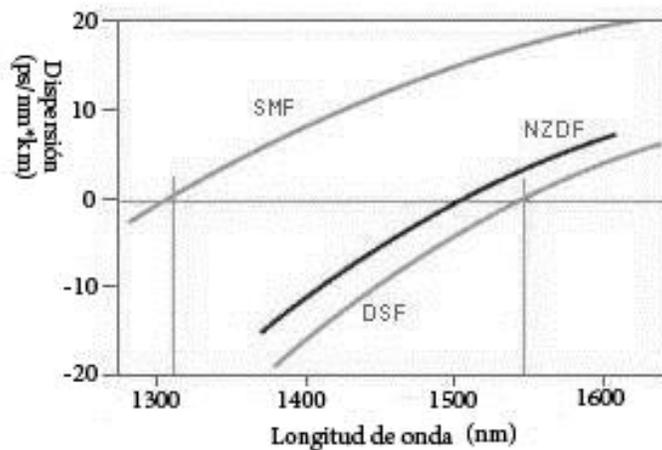


Figura 1.17. Dispersión Cromática de las fibras monomodo

Dentro de las fibras multimodo hay dos tipos de fibra según su índice de refracción [13]:

- En las fibras ópticas de índice escalonado, el índice de refracción del núcleo y del revestimiento son uniformes, siendo el índice de refracción del núcleo sensiblemente mayor, por lo que el cambio de índice de refracción cambia bruscamente, Fig. 1.18.

- En las fibras ópticas de índice gradual, el índice del núcleo varía gradualmente desde el centro del núcleo hasta el revestimiento. Con este tipo de fibras se reduce la dispersión modal ya que con ellas se consigue reducir la diferencia de caminos que recorren los distintos modos de propagación.

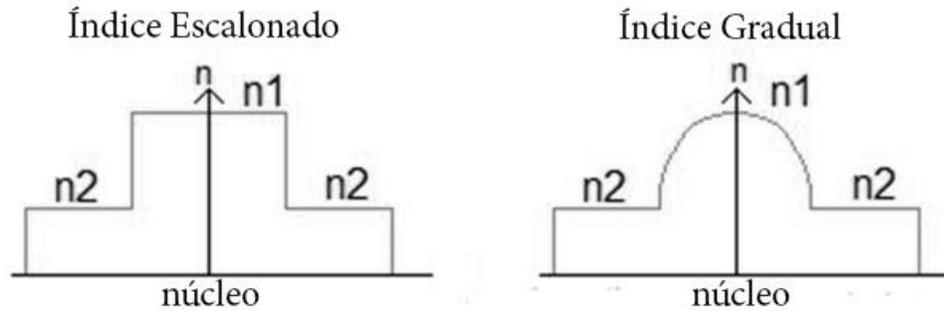


Figura 1.18. Índice escalonado y gradual

1.4.3 Atenuación

Los mecanismos responsables de la atenuación de la señal en una fibra óptica son numerosos, y se deben a distintos fenómenos. Entre estos fenómenos se encuentran: absorción del material, Scattering o esparcimiento del material (ya sea de origen lineal o no lineal), pérdidas por curvaturas y microdobles, Fig. 1.19. Pérdidas de radiación por acoplamiento de modos y pérdidas por conectores y empalmes.

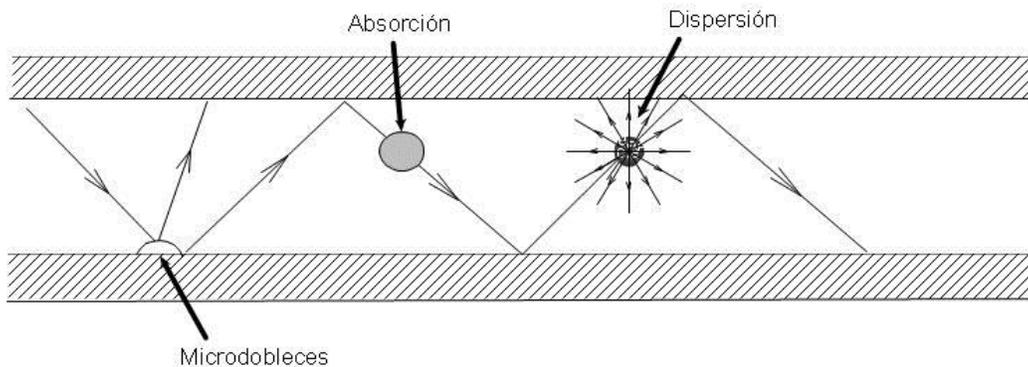


Figura 1.19. Diferentes mecanismos de atenuación

Además de las pérdidas en la propia fibra, hay pérdidas en los extremos de la fibra debido a la reflexión. La diferencia de índice de refracción entre la fibra y, por lo general, una interfaz conduce a pérdidas de reflexión de Fresnel. Como resultado, pequeñas cantidades de energía se reflejan en la fibra. Estas pérdidas se presentan al conectar la fibra a dispositivos ópticos o a otras fibras y debe ser considerado en las pérdidas totales del sistema.

1.4.4 Apertura Numérica

En la Fig. 1.20 [11] se muestra un rayo de luz que incide sobre el extremo de la fibra en un ángulo α_m se refracta en el núcleo de la fibra. Si el rayo viaja a través del núcleo con un ángulo mayor de θ_c se refleja en las paredes del cilindro. El ángulo crítico θ_c se puede calcular por la ecuación 1.7.

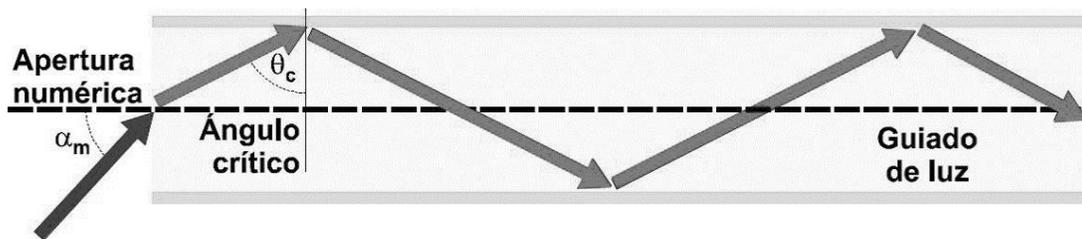


Figura 1.20. Propagación de la luz en una fibra óptica

En la Fig. 1.22 se observa que el ángulo crítico θ_c determina un ángulo máximo de aceptación α_m , por encima del cual la luz introducida en la fibra no se guía, por lo tanto la luz que incide en la interfaz con un ángulo mayor que el ángulo crítico se guía. Esta limitación condiciona el ángulo de entrada (llamado a veces aceptación) por el extremo de la guía.

El seno de ese ángulo máximo de aceptación α_m , recibe el nombre de apertura numérica (AN), y es un parámetro fundamental que caracteriza una fibra óptica, ecuación 1.18.

$$AN = \text{sen} \alpha_m = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.18)$$

1.5 Detectores.

Existen dos tipos de foto-detectores que son de uso común, [14]:

- Detectores térmicos: convierten la energía de los fotones (luminosa) en calor. No son muy eficientes y son relativamente lentos por el tiempo requerido para cambiar su temperatura (por estas características no son adecuados para muchas aplicaciones).
- Detectores foto-eléctricos: algunos materiales absorben fotones y se obtienen transiciones electrónicas hacia niveles energéticos altos generándose portadores de carga. Bajo el efecto de un campo eléctrico, estos portadores se desplazan y producen una corriente eléctrica que puede medirse.

La foto-conductividad se manifiesta como un incremento en la conductividad eléctrica del material cuando este interactúa con fotones. Este efecto se presenta en casi todos los materiales semiconductores con los que se fabrican detectores tales como, [14]:

- Foto-diodos: juntura p-n en la que los fotones absorbidos generan electrones y huecos que al estar expuestos a un campo eléctrico fluyen en direcciones opuestas produciendo una corriente eléctrica.
- Foto-diodos de avalancha (APD): incorporan mecanismos de amplificación internos con lo que la señal puede ser detectada en forma de corriente más fácilmente.

1.6 Componentes pasivos.

El principio de operación de los componentes ópticos pasivos se basa en la teoría óptica. A continuación se presenta estos componentes.

1.6.1 Conectores

Los conectores tienen por objetivo unir dos fibras o unir la fibra a algún equipo de medición de manera que pueda ser desmontable.

En estos momentos existen alrededor de 70 tipos de conectores en uso. Los conectores están fabricados de abrazaderas de metal, vidrio, plástico y cerámica con el fin de buscar la mayor precisión en las conexiones, [15].

A continuación podemos ver en la Fig. 1.21 [15], algunos de los conectores más comunes.

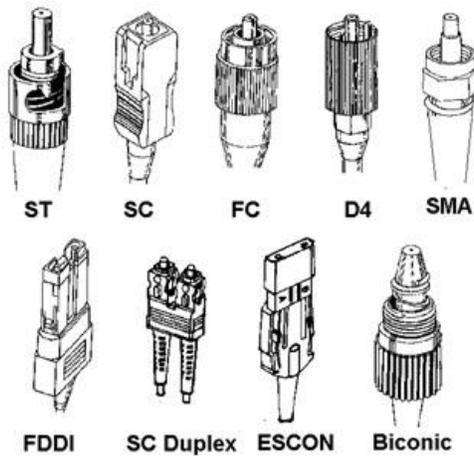


Figura 1.21.Tipos de conectores

1.6.2 Empalmes

El objetivo de los empalmes es unir dos fibras por mucho tiempo. Existen dos tipos de empalmes, empalmes por fusión y empalmes mecánicos, [15].

Los empalmes por fusión se hacen soldando las fibras a través de un arco eléctrico. Tiene la ventaja de ofrecer bajas pérdidas, ser bastante fuertes, baja reflexión y confiabilidad a largo plazo. Por su parte los empalmes mecánicos utilizan un gel para juntar las fibras de manera de minimizar las reflexiones, Fig. 1.22. En algunos casos utilizan abrazaderas metálicas.

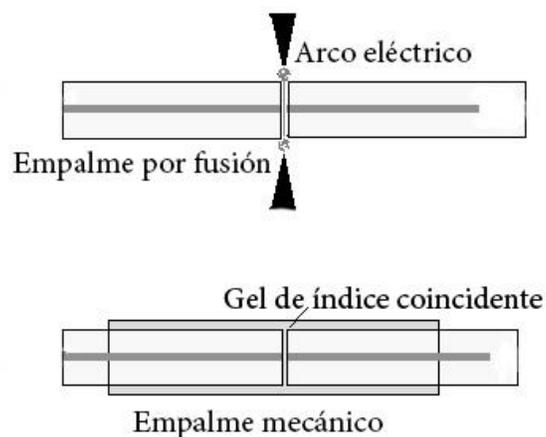


Figura 1.22. Empalmes

1.6.3 Acopladores Bidireccionales

Los acopladores bidireccionales, son usados para mezclar o dividir las señales ópticas que viajan por la red. Son dispositivos $n \times n$, es decir, n entradas y n salidas, [15].

La Fig. 1.23 presenta un acoplador de 2×2 : 2 entradas y 2 salidas.

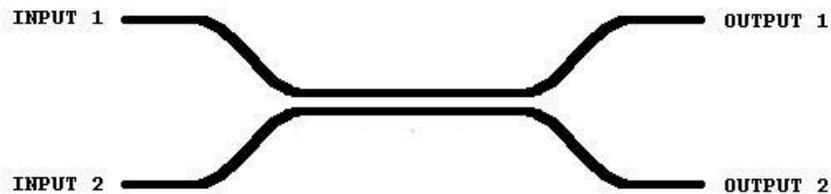


Figura 1.23. Acoplador bidireccional 2x2

El principio de operación de este dispositivo es el siguiente: el acoplador toma una fracción de la potencia de la entrada 1 y la envía a la salida 1, el resto de la potencia es enviada a la salida 2, [15].

Los acopladores son los principales componentes para la construcción de otros elementos de redes ópticas, como filtros y multiplexores.

1.7 Conclusiones.

La luz se nos presenta como una onda electromagnética la cual no necesita de un medio para poder viajar ya que las ondas electromagnéticas generan el campo eléctrico y magnético de forma consecutiva, por lo que pueden viajar largas distancias, tienen una velocidad en el vacío de 3×10^8 m/s. Esta velocidad cambia con relación al índice de refracción, debido al medio en donde se propaga la luz, está será más lenta que en el vacío.

En la naturaleza de la luz se presentan diversos fenómenos como la dispersión, la difusión, la difracción, la reflexión, la refracción, y la que más nos interesa es la reflexión total interna ya que este fenómeno se presenta en las fibras ópticas ya sea de índice gradual o escalonado, multimodo o monomodo, la principal función de una fibra óptica es el trasladar las señales luminosas de un lugar a otro.

La señal se atenúa dentro de la fibra óptica por diversas formas, ya sea por absorción, esparcimiento o microdobles; debido a la necesidad de optimizar la transmisión de señales luminosas se utilizan 3 ventanas, estas son en 850nm, 1330nm y 1550nm.

Las fuentes de luz son elementos activos y las más comunes son el láser y el LED. El LED genera una luz no coherente y tiene un espectro ancho a diferencia de un láser que logra una luz coherente y un espectro reducido.

Las fuentes láser tienen una potencia de salida alta, lo que permite la transmisión en fibra óptica a grandes distancias, la luz monocromática que genera un láser reduce las pérdidas por dispersión, esto los hace ideales para comunicaciones ópticas.

Los detectores ópticos son elementos indispensables en un sistema óptico, ya que funcionan como receptores de la señal luminosa, transformando la luz (fotón) en impulsos eléctricos debido al efecto de la foto-conductividad.

Capítulo 2

Sensores Ópticos

2 Sensores ópticos

Este capítulo nos ayudara a comprender el principio de operación de un sensor interferométrico en fibra óptica, las configuraciones estudiadas son Michelson, Mach-Zehnder y Fabry-Perot, se compara la sensibilidad de fase y se estudian las diferentes configuraciones arriba mencionadas, como sensor en fibra óptica.

2.1 Sensores basados en fibra óptica

Los sensores ópticos son dispositivos en donde la señal (haz de luz) sufre un cambio a consecuencia del medio ambiente o la magnitud física a medir. El sensor interferométrico de fibra óptica se basa en la medida de un parámetro físico por medio de la modulación de fase que este parámetro produce en la señal óptica. En la Fig. 2.1 se muestra un diagrama general de un sensor óptico.



Figura 2.2. Diagrama general de un sensor óptico

La tecnología de sensores de fibra óptica ha sido impulsada por el desarrollo y la producción en serie de los componentes ópticos, esto ha hecho que los precios bajen y mejoren la calidad. Los sensores de fibra óptica han mejorado para desplazar a los sensores tradicionales de rotación, aceleración, medición de campo eléctrico y magnético, temperatura, presión, acústica, vibración lineal, posición angular, humedad, viscosidad y mediciones químicas, [16].

Las ventajas inherentes que incluyen los sensores de fibra óptica son las siguientes:

- (1) Ligeros, de tamaño muy pequeño.
- (2) Pasivos, de baja potencia.
- (3) Inmune a las interferencias electromagnéticas.
- (4) Alta sensibilidad.
- (5) De gran ancho de banda.

Sus desventajas principales son el alto costo de fabricación y la falta de familiaridad de los usuarios finales.

Los sensores de fibra óptica están agrupados en dos clases básicas: sensores extrínsecos o híbridos de fibra óptica y sensores intrínsecos o totalmente de fibra óptica, dentro de los sensores intrínsecos distinguiremos entre directos e indirectos, [17].

2.1.1 Intrínsecos

El sensor intrínseco o totalmente de fibra óptica utiliza una fibra óptica para transportar el haz de luz, y el efecto del medio ambiente modula la información sobre el haz de luz mientras está en la fibra, Fig. 2.2, [17].

Una implementación de un sensor intrínseco de un interferómetro de fibra óptica, en el que la acción de una magnitud física produce una modulación en la fase de la onda guiada. En un sensor directo esta modulación está producida por la acción de una magnitud directa sobre la fibra. En un sensor indirecto, la magnitud a medir actúa sobre un elemento auxiliar que es el que, al interactuar sobre la fibra, produce la modulación de fase.

Los sensores directos pueden responder a cambios en la temperatura, tensión y presión. En muchos sensores indirectos la fibra se enrolla en un elemento sensible o se recubre de un material de determinadas propiedades mecánicas. Un ejemplo importante de este sensor es el que mide campos magnéticos, en el que la fibra se enrolla en un material magnetostrictivo: este material experimenta un cambio dimensional al situarlo en un campo magnético y por tanto somete la fibra a una tensión [17].



Figura 2.3. Sensor intrínseco

2.1.2 Extrínsecos

En este caso una fibra óptica entra a una "caja negra" que modula el haz de luz como respuesta a un efecto ambiental, Fig. 2.3, [17]. La información podría ser modulada en términos de intensidad, fase, frecuencia, polarización, contenido espectral u otros métodos. Una fibra óptica lleva la luz con la información modulada por el medio ambiente a un procesador óptico y/o electrónico. En algunos casos la fibra óptica de entrada también actúa como la fibra de salida.

En un sensor extrínseco, los haces atraviesan una zona de medición por caminos no guiados. De esta forma, la zona sensible es externa a la fibra óptica y por tanto la modulación de la fase, inducida por la magnitud a medir, se produce en el haz no guiado. En este tipo de sensores las fibras ópticas sólo sirven como guías de ondas que conectan la fuente, el detector y la zona de medida. Estos dispositivos pueden hacer uso de sistemas ópticos que no sean en fibra óptica; es decir, pueden ser dispositivos híbridos con una

parte en fibra óptica y otra de óptica convencional. De esta forma se puede simplificar el diseño de la parte óptica, aumentar la versatilidad del dispositivo y acceder a entornos de otra manera inaccesibles, [17].

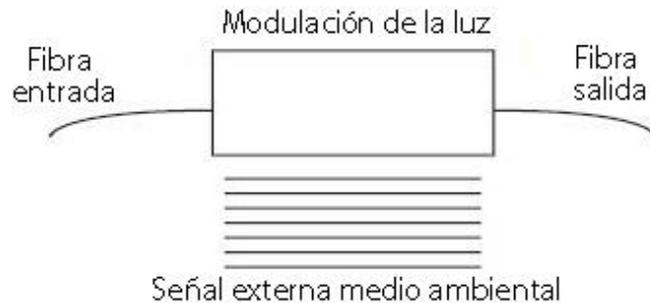


Figura 2.4 Sensor extrínseco

2.2 Principio de operación

Para producir interferencia en un punto del espacio se necesitan dos o más haces de luz que interfieran, estos deben ser coherentes, para lograr ver las franjas de interferencia la diferencia del camino óptico recorrido por los dos haces debe ser menor a la longitud de coherencia de la fuente óptica.

En las fibras multimodo se transmiten varios haces de luz por lo que no mantiene totalmente la coherencia espacial. En las fibras monomodo el núcleo es pequeño por lo que solo viaja un solo haz de luz. La fibra monomodo se utiliza en mayor medida para dispositivos interferométricos.

La interferometría de dos haces permite la medición de desplazamientos de fase extremadamente pequeños en la fibra óptica. El retardo de fase óptica (en radianes) de la luz que pasa a través de una fibra está dada por

$$\phi = nkL \quad (2.1)$$

En donde n es el índice de refracción del núcleo de la fibra, k es el número de onda óptica en el vacío ($2\pi/\lambda$, siendo λ la longitud de onda), y L es la longitud física de la fibra. Cabe señalar que nL se conoce como la longitud del camino óptico. También hay que señalar que la fibra óptica convencional puede soportar dos modos de polarización ortogonales y que, debido a efectos tales como la flexión, la fibra se vuelve birrefringente. En consecuencia, la luz que emerge de la fibra es, en general, polarizada elípticamente. Se puede observar que el valor de ϕ puede depender de la polarización de la luz de salida (aunque $L_1 = L_2 = L$, para diferentes modos de polarización $n_1 \neq n_2$, debido a la birrefringencia de la fibra). En esta tesis no se consideran propiedades de polarización de los interferómetros.

Las pequeñas variaciones en el retardo de fase se encuentran por diferenciación de 2.1:

$$\frac{d\phi}{\phi} = \frac{dL}{L} + \frac{dn}{n} + \frac{dk}{k} \quad (2.2)$$

Los primeros dos términos están relacionados con los cambios físicos en la fibra causado por la perturbación a medir. En general, los cambios en la presión, y la temperatura contribuyen a la diferencia de fase $d\phi$ a través de los términos dL y dn . En frecuencias bajas (por debajo de 50 kHz) los mecanismos de detección se basan en alguna forma de material adherido a la fibra, ya sea como un recubrimiento o por medio de adhesivos, para producir predominantemente términos dL , [18]. Sin embargo, debido al coeficiente de deformación óptica de la fibra, se produce un cambio dn (de menor magnitud en términos de $d\phi$), [19].

El último término dk tiene en cuenta cualquier variación de la longitud de onda (o frecuencias) asociada con la fuente láser. Este término es útil para considerar los términos de interferencia tales como las fluctuaciones de frecuencia del láser, [20], lo que resulta en un ruido de fase. Se han desarrollado un gran número de configuraciones distintas de interferómetros ópticos. Los interferómetros se pueden clasificar, con arreglo a su estructura y a su función, de la siguiente manera:

- De dos haces, como por ejemplo Mach-Zehnder y Michelson.
- De múltiples haces: Fabry-Perot.
- De caminos en direcciones opuestas, tipo Sagnac.

2.3 Interferómetro Mach-Zehnder

El interferómetro de Mach-Zehnder convencional es de dos brazos, Fig. 2.4. Normalmente hay un brazo de referencia el cual se aísla de los efectos medioambientales, y un brazo de detección el cual se expone a las señales a medir.

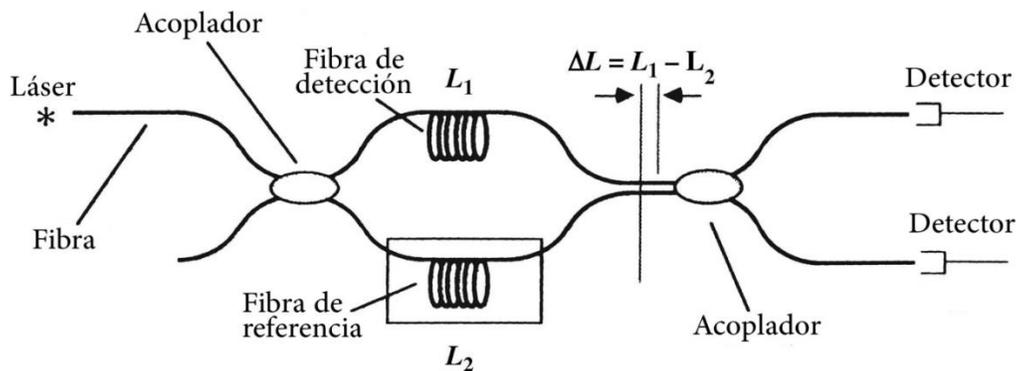


Figura 2.4. Interferómetro Mach-Zehnder.

A diferencia del Michelson en esta configuración se obtienen dos señales de salida de la misma magnitud pero que están en contrafase, esto quiere decir que tienen una diferencia de fase de π *radianes*.

La intensidad de salida para el primer detector es, ecuación 2.3.

$$I = \frac{I_0}{2}(1 + \cos\phi) \quad (2.3)$$

La intensidad de salida para el segundo detector es, ecuación 2.4.

$$I' = \frac{I_0}{2}(1 - \cos\phi) \quad (2.4)$$

2.4 Interferómetro Fabry-Perot

El interferómetro de Fabry-Perot (IFP) consta de dos espejos de reflectancia R separados por una cavidad de longitud L . Desde su invención en el siglo 19, [21], la versión de óptica convencional del IFP ha sido ampliamente utilizada para la espectroscopia de alta resolución.

A finales de 1980, los interferómetros de Fabry-Perot de fibra comenzaron a ser aplicados a la detección de temperatura, tensión y la presión ultrasónica en materiales compuestos. Estos trabajos sentaron las bases de una extensa investigación y desarrollo, así como la comercialización, que siguió durante los años 1990, [21].

La configuración para un interferómetro Fabry-Perot en fibra se muestra en la Fig. 2.5, una fibra (en la mayoría de los casos, monomodo transporta la luz desde un emisor al interferómetro y desde el interferómetro a un fotodetector.

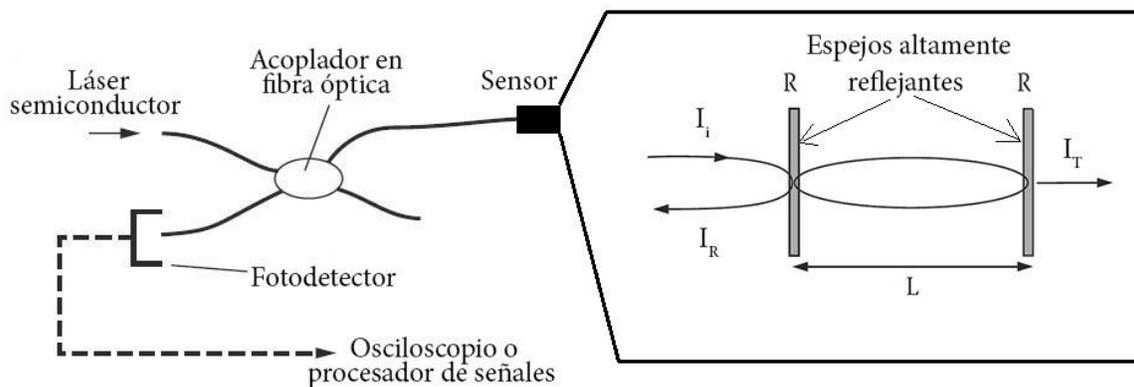


Figura 2.5. Interferómetro de Fabry-Perot.

En este tipo de interferómetro, debido a la alta reflectividad de los espejos, la luz rebota en la cavidad, experimentando así retardo de fase en la cavidad de fibra muchas veces. La

variación de la intensidad de salida de transmisión en función del cambio de fase de un interferómetro Fabry-Perot está dada por, ecuación 2.5.

$$I_T(\phi) = \frac{I_0 T^2}{(1 - R^2)} \frac{1}{1 + [4R/(1 - R^2)] \sin^2 \phi} \quad (2.5)$$

Donde T y R son los coeficientes de transmisión y reflexión de los espejos, E_0 es la intensidad de entrada [17]. Cabe señalar que la intensidad reflejada se puede calcular por la ecuación 2.6.

$$I_R(\phi) = 1 - I_T(\phi) \quad (2.6)$$

El retardo de fase total ϕ para un único trayecto a través de la cavidad, ecuación 2.7.

$$\phi = knL \quad (2.7)$$

Donde n es el índice de refracción de la región entre los espejos y λ la longitud de onda. Se ha supuesto que la luz experimenta un cambio de fase de $\pi / 2$ en cada reflexión, según sea apropiado para espejos dieléctricos, que se añade al desplazamiento de fase de propagación de la ecuación 2.7.

La forma de esta salida se muestra en la Fig. 2.6. Como se puede ver, la máxima sensibilidad a pequeños cambios en ϕ se produce a ambos lados de I_{max} , suponiendo que no hay pérdida de la absorción o esparcimiento, es igual a I_0 . Con este supuesto, $I(\phi)$ se puede escribir como, ecuación 2.8.

$$I_T(\phi) = \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \phi} = \frac{I_0}{1 + F \phi^2} \quad (2.8)$$

Donde $F = 4R/(1 - R)^2$ se denomina el coeficiente de finura. La ecuación de la derecha también asume sólo pequeñas desviaciones de ϕ para I_0 (es decir, $\sin \phi = \phi$). La pendiente de esta función de intensidad puede obtenerse a través de la diferenciación:

$$\frac{dI_T(\phi)}{d\phi} = -\frac{2I_0 F \phi}{(1 + F \phi^2)^2} \quad (2.9)$$

Este será un máximo cuando $d^2 I(\phi)/d\phi^2 = 0$, que corresponde a $\phi = \pm 1/\sqrt{3F}$. Esto puede ser sustituido en la ecuación anterior para dar:

$$\left(\frac{dI_T}{d\phi}\right)_{max} = \frac{9I_0 F_{fin}}{4\pi\sqrt{3}} = 0.413 F_{fin} I_0 \quad (2.10)$$

Donde $F_{fin} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$ se denomina la finura del interferómetro. Interferómetros Fabry-Perot con finura de más de 100 han sido fabricados, [22], esto significa que tienen una sensibilidad muy alta.

En la Fig. 2.6 se observa la respuesta en transmisión de un interferómetro Fabry-Perot, con una finura muy grande, esto debido a que se considera una cavidad con espejo altamente reflejante.

En las redes ópticas la configuración Fabry-Perot se utiliza como filtro, dependiendo de las dimensiones de la cavidad se obtiene una frecuencia de resonancia o longitud de onda central.

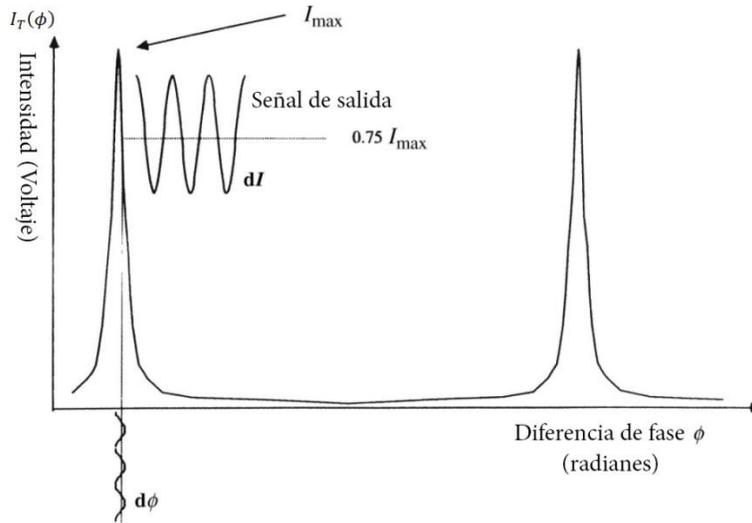


Figura 2.6. Respuesta de un interferómetro Fabry-Perot, trabajando en transmisión.

2.5 Configuraciones de sensores Fabry-Perot

Los sensores Fabry-Perot de fibra que se han desarrollado se clasifican generalmente como intrínsecos y extrínsecos. En un sensor interferométrico Fabry-Perot de fibra intrínseco, los dos espejos están separados por una longitud de fibra. En un sensor Fabry-Perot de fibra extrínseco, los dos espejos están separados por un espacio de aire o por algún material sólido distinto de la fibra.

Ambos están diseñados de tal manera que la distancia entre los dos espejos afecta a la longitud del camino óptico de la cavidad, y la luz reflejada o transmitida por el interferómetro es convertida por un fotodetector en una señal eléctrica que se procesa electrónicamente para obtener dicha distancia.

2.5.1 Sensores Intrínsecos Fabry-Perot

Las configuraciones para sensores se muestran en la Fig. 2.7, [17]. Un extremo cortado o pulido de la fibra forma un espejo y el segundo espejo es interno a la fibra. Un extremo de la fibra rota o cortada muestra generalmente muy baja reflectancia. Alternativamente, el extremo puede ser pulido en un ángulo.

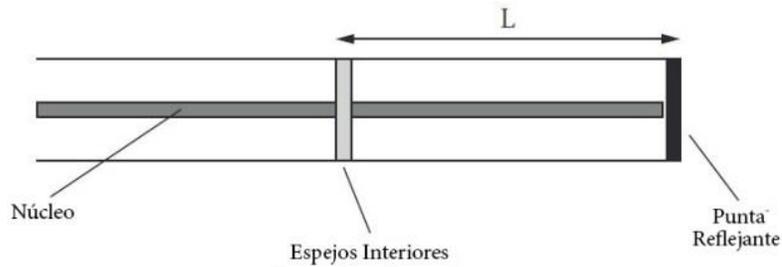


Figura 2.7. Fabry-Perot intrínseco, con punta reflejante.

La versión intrínseca más ampliamente estudiada y utilizada (Fig. 2.8, [17]) tiene dos espejos internos seguidos por un extremo de la fibra.

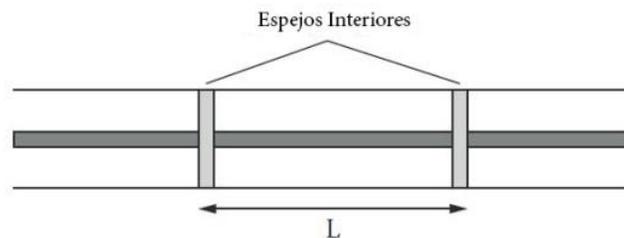


Figura 2.8. Fabry-Perot intrínseco, con espejos internos.

Los espejos se depositan por medio de un sistema de pulverización catódica al vacío que se produce cuando un material es bombardeado por partículas altamente energéticas. Si las partículas que bombardean son de la energía y el impulso necesario, pueden dejar átomos en la superficie del objetivo. Cuando se utiliza como un método de deposición, la muestra que se va a recubrir se coloca cerca del objeto bombardeado y la superficie desprende átomos que se asientan en la muestra, formando una capa delgada y uniforme, [23].

2.5.2 Sensores Extrínsecos Fabry-Perot

Uno de las primeras configuraciones más útil se presenta en la Fig. 2.9, [17]. Este sensor hace uso de un diafragma posicionado cerca del extremo cortado o pulido de una fibra [24,25]. La cavidad espaciada por el aire está limitada por las superficies reflectantes del diafragma como del extremo de la fibra. Después de que la fibra se posiciona para lograr la longitud de la cavidad deseada (típicamente, micras), se une de forma permanente a la estructura de soporte. Estas longitudes de cavidad corta hacen posible el funcionamiento de estos sensores con fuentes de luz LED de baja coherencia.

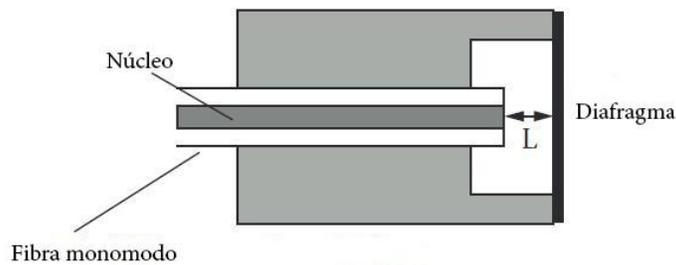


Figura 2.9. Fabry-Perot extrínseco, con diafragma.

Otra configuración del interferómetro ampliamente utilizado (Fig. 2.10, [17]) hace uso de una cavidad de aire formado entre dos superficies de las fibras pulidas, donde las fibras se alinean de extremo a extremo en un tubo hueco, [26].

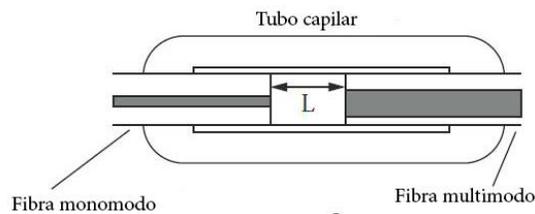


Figura 2.10. Fabry-Perot extrínseco, con tubo capilar.

2.6 Interferómetro Michelson

En la Fig. 2.11 se observa la configuración para un interferómetro de Michelson en fibra óptica.

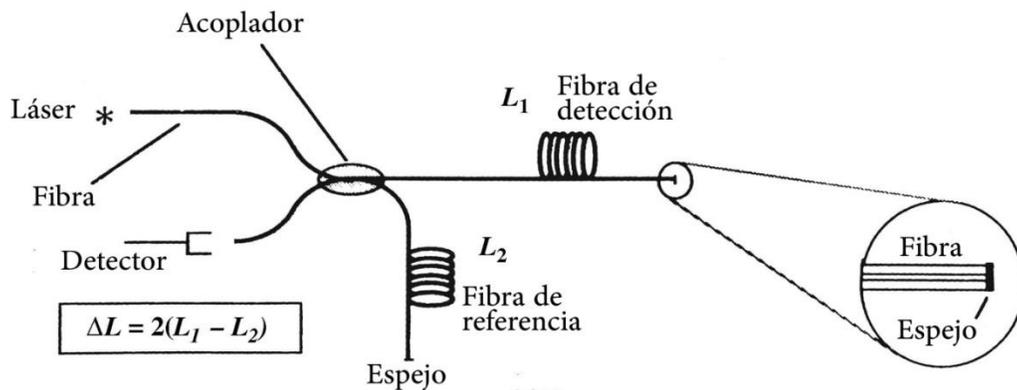


Figura 2.11. Interferómetro de Michelson

La implementación del interferómetro puede realizarse en óptica de volumen o en fibra óptica, siendo este último la implementación usada en el presente trabajo, ya que el espacio de trabajo se reduce además que la fibra presenta alta inmunidad a la interferencia electromagnética, entre otras ventajas.

El interferómetro de Michelson en fibra óptica utiliza un acoplador para dividir la intensidad de la luz de entrada, proveniente de una fuente coherente, en dos caminos ópticos diferentes, también llamados brazos del interferómetro, uno de referencia y otro de detección. Entonces, la luz se divide en dos haces, uno por cada brazo.

2.6.1 Obtención de la señal de salida del interferómetro.

La luz procedente de la fuente óptica se separa en amplitud por medio de un acoplador para producir un brazo de referencia y un brazo de detección. Estos haces los podemos representar respectivamente por:

$$E_R = \frac{E_0}{2} \exp[i(\omega t + \phi_R)] \quad (2.11)$$

$$E_D = \frac{E_0}{2} \exp[i(\omega t + \phi_D)] \quad (2.12)$$

Los dos haces experimentan un aumento en la fase óptica que viene dado por

$$\phi_R = 2 \cdot k \cdot n \cdot L_R \quad (2.13)$$

$$\phi_D = 2 \cdot k \cdot n \cdot L_D \quad (2.14)$$

Donde $n \cdot L_R$ y $n \cdot L_D$ son el camino óptico, la luz recorre una distancia L entre el acoplador y el espejo de referencia o el espejo de detección respectivamente, $k = 2\pi/\lambda$ donde λ es la longitud de onda de la luz, y ω es la frecuencia angular.

Después de atravesar los brazos del interferómetro, los dos haces de luz se recombinan de nuevo en el acoplador; la amplitud del haz resultante es igual a

$$E_T = \frac{E_0}{2} \exp[i(\omega t + \phi_R)] + \frac{E_0}{2} \exp[i(\omega t + \phi_D)] \quad (2.15)$$

La intensidad luminosa a la salida del interferómetro se obtiene multiplicando E_T por su conjugado $\overline{E_T}$, ecuación 2.16.

$$I = [E_T] \times [\overline{E_T}] \quad (2.16)$$

Para resolver la ecuación 2.16 se utiliza la igualdad trigonométrica $\cos(x) = \frac{e^{i(x)} + e^{-i(x)}}{2}$ y se obtiene la ecuación 2.17.

$$I = \left(\frac{E_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{2}\right)^2 + 2 \left(\frac{E_0}{2}\right) \left(\frac{E_0}{2}\right) \cos(\phi) \quad (2.17)$$

Donde ϕ es la diferencia de fase entre la señal del brazo de detección y la del brazo de referencia:

$$\phi = (\phi_D - \phi_R) = 2kn\Delta L \quad (2.18)$$

Donde $\Delta L = L_D - L_R$. Simplificando y sustituyendo la irradiancia $I_0 = \langle E_0^2 \rangle$, se obtiene la intensidad de la salida del interferómetro, ecuación 2.19.

$$I(\phi) = \frac{I_0}{2} * [1 + \cos(\phi)] \quad (2.19)$$

Si $I(\phi) = I_0$ entonces $\phi = 0$

Si $I(\phi) = 0$ entonces $\phi = \pi$

Se puede calcular la distancia que se mueve el espejo para pasar de una intensidad máxima ($I(\phi) = I_0$) a una mínima ($I(\phi) = 0$), despejando ΔL de la ecuación 2.20.

$$\phi = 2kn \cdot \Delta L = \pi \quad (2.20)$$

Donde $k = 2\pi/\lambda$, λ es la longitud de onda de la luz y $n = 1$.

$$\Delta L = \lambda/4 \quad (2.21)$$

2.6.2 Señal de salida en términos del cambio de camino óptico

Sustituyendo la ecuación 2.18 en la ecuación 2.19 se puede obtener la respuesta del interferómetro Michelson en términos del camino óptico, ecuación 2.22.

$$I(\Delta L) = \frac{I_0}{2} * [1 + \cos(2kn\Delta L)] \quad (2.22)$$

Considerando el movimiento del espejo de detección como un Movimiento Armónico Simple. La amplitud de la señal $\Delta L(t) = \frac{\Delta L}{2} \sin(2\pi ft)$ es equivalente al desplazamiento que tiene el espejo $\frac{\Delta L}{2}$, debido al doble camino que recorre la luz (de ida y de vuelta), en el interferómetro Michelson, por lo tanto si solo se considera el desplazamiento de ida o de vuelta se tiene la ecuación 2.23.

$$I(\Delta L) = \frac{I_0}{2} * [1 + \cos(kn\Delta L)] \quad (2.23)$$

En la Fig. 2.12, [17] se observa la respuesta de salida de un interferómetro Michelson, en donde el movimiento del espejo es menos de $\lambda/4$. Aunque la señal de entrada tiene la misma amplitud se obtienen intensidades de salida diferentes por lo que se observa un máximo y un mínimo en la sensibilidad.

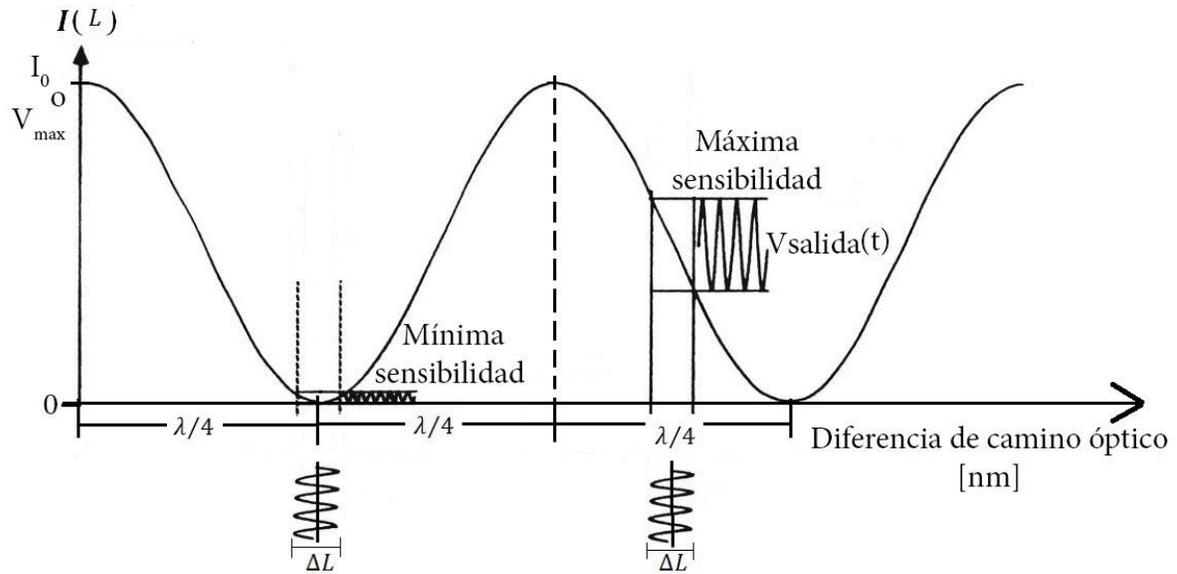


Figura 2.12. Respuesta de un Interferómetro Michelson, cuando $\Delta L < \lambda/4$

La señal de salida del interferómetro Michelson, alcanza una máxima amplitud cuando el espejo se mueve una cantidad $\Delta L \geq \lambda/4$, en la Fig. 2.13, [17] se observa la señal de salida cuando se tiene que el movimiento del espejo es igual a $\Delta L = \lambda/4$.

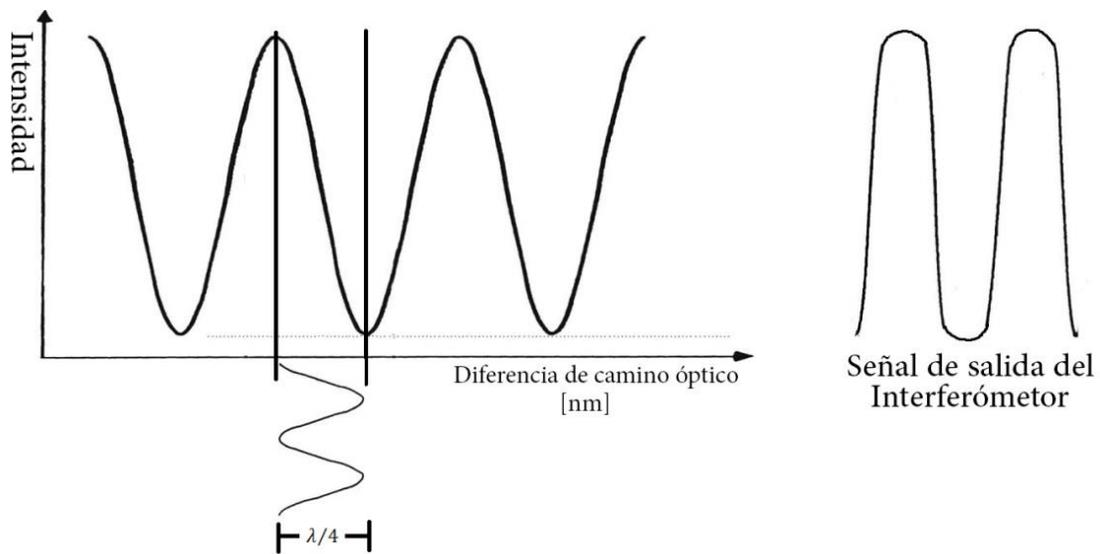


Figura 2.13. Señal de salida de interferómetro Michelson, cuando $\Delta L = \lambda/4$

La señal de salida del interferómetro Michelson debido al movimiento del espejo con valores mayores a $\lambda/4$, se deforma o empieza a tener picos indeseados, como se observa en la Fig. 2.14, [17]. Este tipo de señales de salida necesitan un método de conteo de franjas para poder determinar el desplazamiento del espejo, para esta tesis no se

consideran señal de este tipo debido a que representan un mayor movimiento del espejo y lo que se busca es encontrar el menor desplazamiento medible experimentalmente.

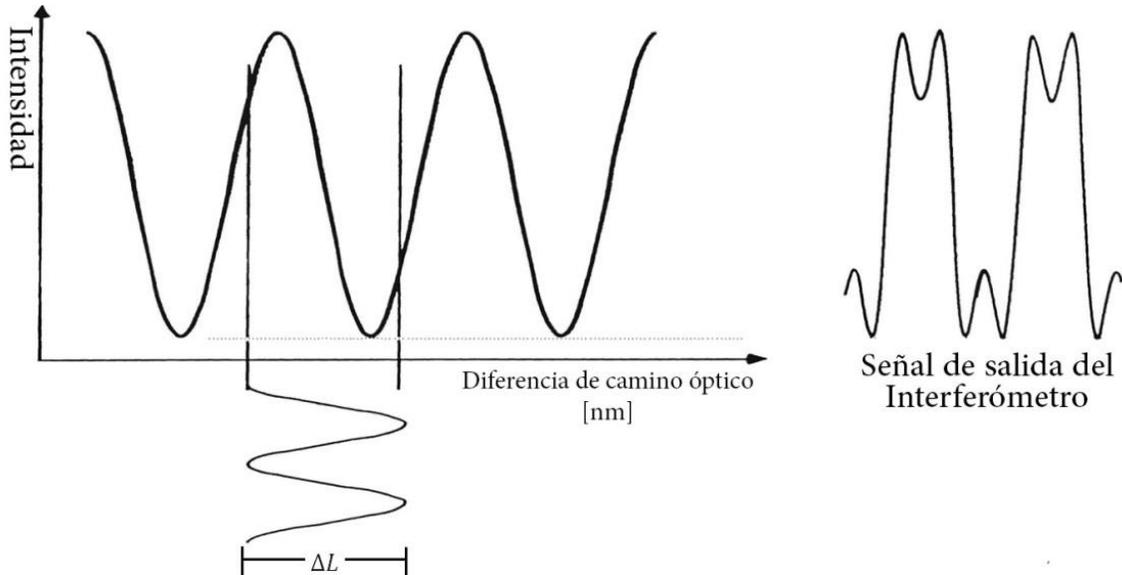


Figura 2.14. Señal de salida de interferómetro Michelson, cuando $\Delta L > \lambda/4$

2.6.3 Sensibilidad de fase del interferómetro Michelson.

La sensibilidad de fase del interferómetro Michelson, ecuación 2.24. Se obtiene igualando a cero la segunda deriva $d^2I(\phi)/d\phi^2 = 0$.

$$\left(\frac{dI}{d\phi}\right)_{max} = \frac{I_0}{2} \quad (2.24)$$

Cuando el interferómetro tiene una diferencia de fase $(\phi)_{max} = \frac{\pi}{2}$ se dice que trabaja en cuadratura, logrando una máxima sensibilidad de fase.

2.6.4 Adaptación de la ecuación teórica para poder despejar ΔL .

La intensidad de la ecuación anterior se sustituye por voltajes y se trabajan las amplitudes pico-pico de tales voltajes

$$I(\Delta L) \rightarrow [V_{salida}]_{pp} \quad (2.25)$$

$$I_0 \rightarrow [V_{max}] \quad (2.26)$$

Al considerar la amplitud pico-pico $[V_{salida}]_{pp}$ se elimina el offset de la ecuación 2.23. Para obtener la ecuación 2.27.

$$\boxed{[V_{salida}(t)]_{pp} = [V_{max}] * \cos(k * \Delta L - \pi/2)} \quad (2.27)$$

Utilizando la identidad trigonométrica $\sin(x) = \cos(x - \pi/2)$ y despejando $[V_{max}]$ se obtiene la ecuación 2.28.

$$\text{sen}(k * \Delta L) = \frac{[V_{salida}(t)]_{pp}}{[V_{max}]} \quad (2.28)$$

2.6.5 Aproximación del modelo matemático (Linealidad).

En muchos artículos [27, 28, 29] utilizan aproximaciones lineales como la siguiente.

A partir de la ecuación 2.28 se puede hacer una aproximación matemática para que la relación entre el cambio de voltaje de salida y el cambio del camino óptico ΔL sea lineal, simplemente se aproxima $\text{sen}(k * \Delta L)$ por la ecuación 2.29.

$$\text{sen}(k * \Delta L) \approx k * \Delta L \quad (2.29)$$

Para que la ecuación 2.29 se cumpla el cambio en el camino óptico tiene que ser muy pequeño. Siguiendo con el análisis, la ecuación 2.29 se sustituye en la ecuación 2.28, obteniendo la ecuación 2.30.

$$k * \Delta L \approx \frac{[V_{salida}(t)]_{pp}}{[V_{max}]} \quad (2.30)$$

Despejando $[\Delta L]_{pp}$ se obtiene la ecuación 2.31.

$$\boxed{\Delta L \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{[V_{salida}(t)]_{pp}}{[V_{max}]}} \quad (2.31)$$

2.6.6 Modelos matemático de ΔL

Sin embargo se puede despejando la función trigonométrica de la ecuación 2.28, se obtiene la ecuación 2.32.

$$k * \Delta L = \arcsen\left(\frac{[V_{salida}(t)]_{pp}}{[V_{max}]}\right) \quad (2.32)$$

Despejando ΔL y recordando que $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, se obtiene la ecuación 2.33.

$$\Delta L = \frac{\lambda}{2\pi} \arcsen\left(\frac{[V_{salida}(t)]_{pp}}{[V_{max}]}\right) \quad (2.33)$$

En la Figura 2.15 se muestra la comparación del modelo matemático (ecuación 2.33) con la aproximación lineal (ecuación 2.31), se consideró una $\lambda = 1550nm$.

Donde:

$$V_{salida}_{normalizado} = \frac{[V_{salida}(t)]_{pp}}{[V_{max}]} \quad (2.34)$$

Y:

$$0 < V_{salida}_{normalizado} < 1 \quad (2.35)$$

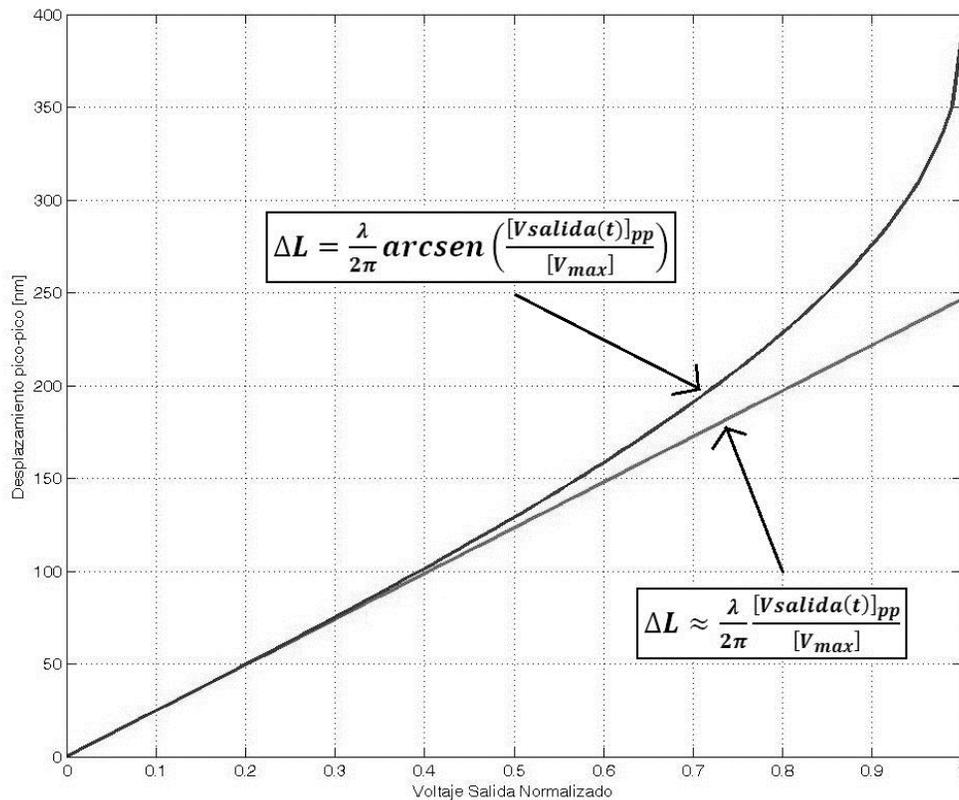


Figura 2.15. Gráficas de la aproximación lineal y del modelo matemático

2.7 Transductores para interferómetros en fibra óptica

Para lograr implementar un sensor de fibra óptica, es necesario construir un transductor apropiado. Esto puede implicar un revestimiento en la fibra que puede ser optimizado para responder a cambios acústicos, térmicos, eléctricos o magnéticos.

Estos recubrimientos en la fibra se utilizan a menudo en combinación con un cilindro hueco o tiras de material flexible como en la Fig. 2.5 [17], que actúan para amplificar la diferencia de camino óptica inducida por el medio ambiente.

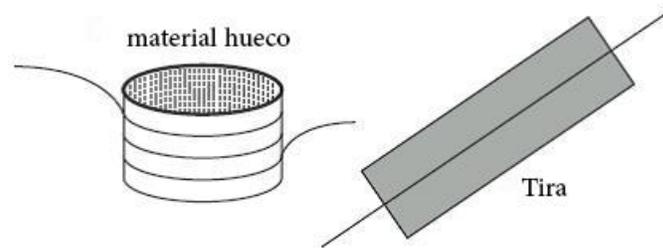


Figura 2.5 Materiales para aumentar las señales medio ambientales.

La fibra óptica unida con cilindros huecos y bandas de materiales sensibles al medio ambiente son métodos comúnmente utilizados para amplificar señales ambientales.

2.8 Ruido en interferómetros Michelson

El interferómetro de fibra óptica monomodo son dispositivos pasivos. Por lo general, la mayoría de los problemas de ruido con estos sistemas se deben a perturbaciones de los brazos de fibra, provocando cambios de fase no deseados. Los problemas típicos son los efectos térmicos en muchos tipos de sensores y las vibraciones indeseadas en otros sensores, [30]. Los problemas de ruido por lo general se resuelven mediante el encapsulado y el montaje de los sensores de forma adecuada. Las técnicas de demodulación y de interrogatorio pueden reducir en gran medida el efecto de perturbaciones no deseadas.

Sin embargo, hay una fuente de ruido fundamental asociado con el sensor, el ruido térmico, [31]. Esto se asocia con fluctuaciones térmicas que actúa sobre el elemento de transducción, que se traduce en un límite de ruido fundamental para el sensor.

Por lo general, el rendimiento está limitado por el ruido de un sensor interferométrico que se asocia con los elementos electroópticos utilizados para interrogar el sensor. Esto se puede considerar en tres partes, [17]:

- (1) Límite de ruido fundamental del fotón.
- (2) Exceso de ruido asociado a la fuente.
- (3) Exceso de ruido asociado con la electrónica.

En un sistema de sensor practico, el exceso de ruido asociado con la fuente es por lo general el término dominante. La relación señal a ruido viene dada por:

$$\frac{S}{N} = \frac{\varepsilon I_0 \alpha B R d \phi}{\sqrt{2 e d f \varepsilon I_0 \alpha A R^2 + 4 k T d f R}} \quad (2.36)$$

Si los acopladores tienen una relación de 50/50, entonces $A = B = 0.5$, donde

A y B - Coeficientes del acoplador,

ε - responsividad de los fotodetectores,

α - pérdidas ópticas,

k - constante de Boltzmann,

T - temperatura absoluta,

e - carga electrónica,

$d f$ - ancho de banda,

R - resistencia de carga.

2.9 Conclusiones

Los interferómetros son muy sensibles a cambios de fase transformando está en un cambio de intensidad de salida. Los interferómetros Michelson y Mach-Zehnder dividen un haz de luz coherente en dos brazos una de referencia y otro de detección. Por otro lado se estudió el interferómetro Fabry-Perot, este interferómetro utiliza la interferencia de muchos haces de luz, gracias a una cavidad resonante construida por dos espejos altamente reflectivos se puede obtener una sensibilidad muy grande.

Después de estudiar la sensibilidad de los interferómetros Michelson, Mach-Zehnder y Fabry-Perot, se concluye que la mayor sensibilidad se puede obtener del interferómetro Fabry-Perot.

El interferómetro Fabry-Perot tiene una ventaja sobre la sensibilidad de Michelson y Mach-Zehnder de aproximadamente la finura de la cavidad que es proporcional a el coeficiente de reflexión de los espejos, mientras mayor sea este coeficiente mayor será la sensibilidad.

Sin embargo la construcción de un interferómetro Fabry-Perot intrínseco no fue motivo de este trabajo, ya que utiliza técnicas de fabricación especializadas, como es la pulverización catódica para depositar los espejos dentro de la fibra óptica. En cuanto a la construcción de un sensor extrínseco Fabry-Perot, no es posible obtener un extremo de la fibra altamente reflejante por lo que la sensibilidad del sensor se vería afectada.

Como segunda mejor opción tenemos al interferómetro Michelson debido a que el haz de luz recorre el doble de camino óptico en relación a un interferómetro Mach-Zehnder, es por esa razón por la que se utiliza un interferómetro Michelson para la construcción del sensor interferométrico.

Capítulo 3

Desarrollo experimental

3 Desarrollo experimental

En el capítulo 2 se realizó un análisis en donde se concluye que el interferómetro Michelson es la mejor opción para construir un sensor de tipo extrínseco, en este capítulo se describe las configuraciones experimentales que se realizaron, se muestran simulaciones con MATLAB, y se analizan los resultados obtenidos.

3.1 Caracterización del acoplador.

Los acopladores son dispositivos que combinan y/o separan las señales procedentes de una fibra óptica. Suelen distinguirse por su número de entradas y de salidas. Así se habla de acopladores 1x2, 2x2, o en general, MxN. Si las entradas son intercambiables por las salidas se dice que los acopladores son bidireccionales. Si no es posible, entonces son unidireccionales, [32].

Los experimentos fueron realizados con un acoplador 2x2, 50/50 bidireccional. El acoplador es un elemento pasivo, hecho en fibra óptica el cual tiene dos entradas y dos salidas. Para el experimento implementado se ocupó una sola entrada (P_{ins}), se separa la potencia en dos partes iguales (P_1 y P_2), la señal de salida (P_{ind}) es debido a reflexiones de Fresnel en los extremos de la fibra número 3 y 4; también aumenta la P_{ind} debido a que se coloca un espejo en el extremos de la fibra de salida número 3, Fig. 3.1.

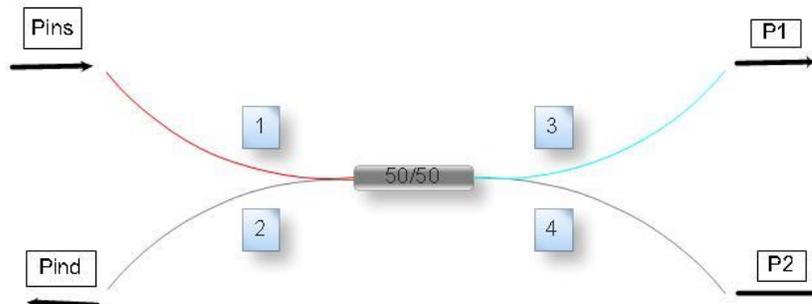


Figura 3.1. Acoplador Bidireccional

P_{ins} – Potencia óptica insertada en el acoplador óptico.

P_{ind} – Potencia óptica deseada

P_1 – Potencia óptica acoplada en el puerto de salida 1.

P_2 – Potencia óptica acoplada en el puerto de salida 2.

3.1.1 Configuración experimental

Este experimento se realizó para caracterizar el acoplador utilizado. Como fuente de luz se utilizó un diodo superluminiscente SLD (marca Thorlabs modelo S5FC) a la entrada del sistema, debido a su buena estabilidad en la señal de salida en el tiempo, ya que un láser de 1550 [nm] que tiene como fuente de alimentación una pila de 9 Volts presenta fluctuaciones indeseadas en la potencia de salida. El rango espectral del SLD es de 1535 a 1565 [nm], con una longitud de onda central en 1547 [nm], con una potencia de salida 22.2 [mW].

Se utilizó un acoplador 2x2 bidireccional 50/50 para fibra monomodo, que trabaja a una longitud de onda de 1300 a 1700 [nm]. Para obtener una máxima potencia de salida óptica se intercambiaron la fuente de luz a los cuatro puertos y el espejo se movió a las diferentes salidas. Haciendo todas las combinatorias posibles. Como resultado de estas pruebas se determinó que la salida con mayor potencia es la número 2.

El acoplador posee 4 puertos en el primero se conecta la fuente SLD, en el segundo el multimetro óptico, en el tercero el espejo móvil, en el cuarto queda libre, Fig. 3.2.

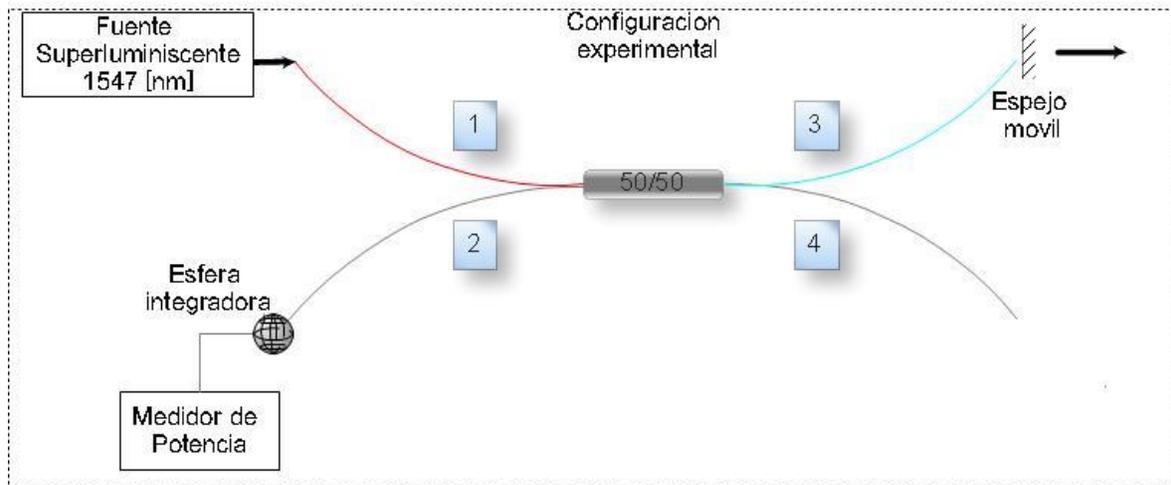


Figura 3.2. Configuración experimental, caracterización del acoplador.

Para medir la potencia de salida se utilizó un instrumento conocido como esfera integradora, que trabaja en un rango espectral de 1300 a 1650 [nm] perteneciente a la región del infrarrojo del espectro de luz, este elemento es conectado al medidor de potencia óptico de la marca ILX Lightwave Corp. Modelo OMH-6722B para obtener la medición.

En el brazo No.3, Fig. 3.2, se fija el extremo de la fibra en una estructura metálica con tornillos para ajustar la posición, enfrente de esta, una platina (Thorlabs MT3/M) que se mueve en los ejes XYZ con una resolución de 10 [μ m] donde fue colocado el espejo, en

conjunto este montaje permite una correcta alineación del dispositivo, como se observa en la Fig. 3.3.

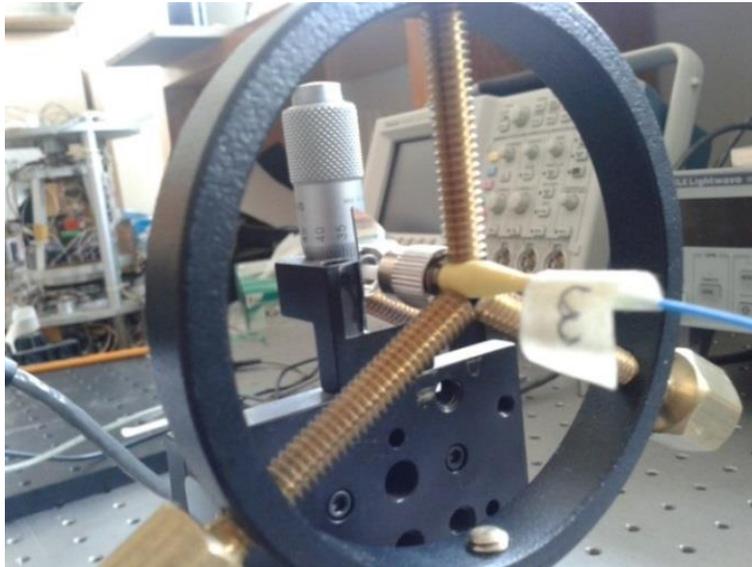


Figura 3.5. Brazo sensor

Como primer paso se colocó la punta de la fibra lo más cerca del espejo, se sujetó con los tornillos para evitar movimientos indeseados. Posteriormente el espejo se desplaza, alejándolo del extremo de la fibra en pasos de 10 $[\mu\text{m}]$, hasta alcanzar 200 $[\mu\text{m}]$.

La Fig. 3.4 muestra el diagrama experimental. La luz viaja a lo largo de la fibra de izquierda a derecha, las flechas en el extremo de la fibra forma un cono. Si el reflector está cerca del extremo de la fibra mayor parte de la luz se refleja de nuevo en la fibra; como el reflector se mueve más lejos desde el extremo de la fibra menos luz se acopla de nuevo en la fibra. La relación entre la distancia fibra-espejo y la luz devuelta puede ser utilizada para determinar la distancia.

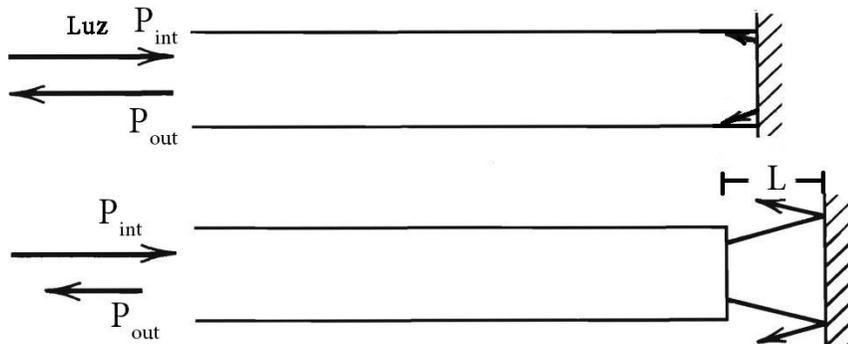


Figura 3.6 Diagrama del experimento

3.1.2 Resultados

La Fig. 3.5 muestra la potencia medida con el medidor de potencia óptico cuando el espejo se va alejando del extremo de la fibra. En la gráfica se observa que la potencia decrece exponencialmente con la distancia. Observando que a una distancia de 0.2 [mm] la potencia llaga a un mínimo de 80 [mW].

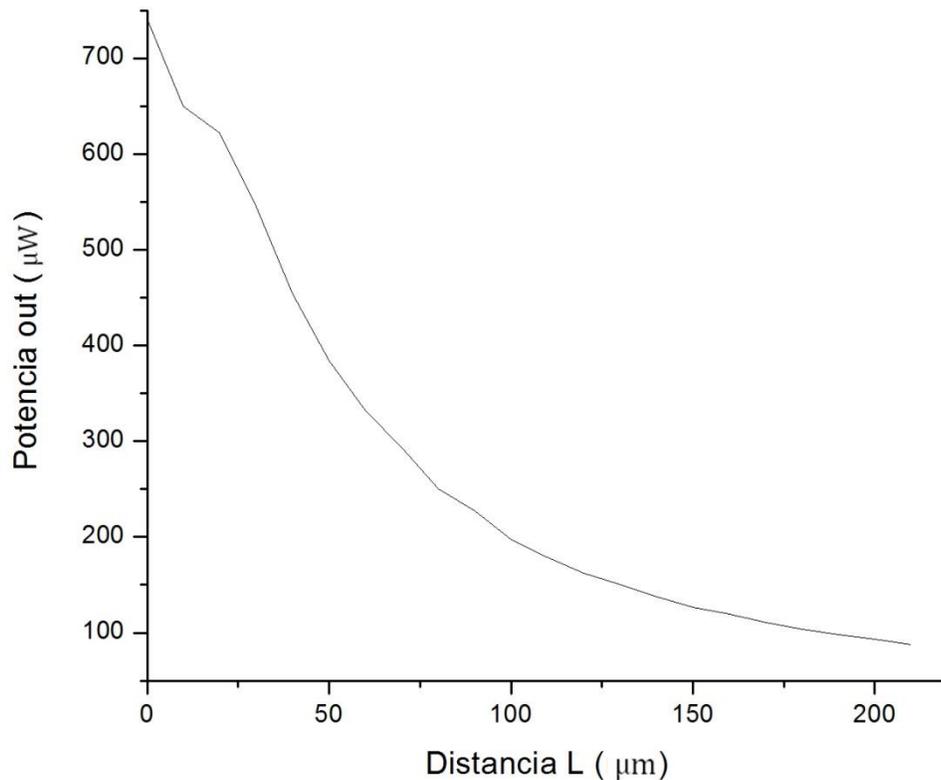


Figura 3.5. Potencia de salida vs. Distancia del espejo

La reducción de potencia es debido a pérdidas en función de la apertura numérica, esto se debe a que la fibra óptica tiene un ángulo de aceptación en el cual la luz reflejada es acoplada nuevamente en la fibra. Mientras más alejado este el espejo menos cantidad de luz es acoplada.

En el capítulo 2 se explicó que el extremo de la fibra pulido o cortado en un ángulo determinado puede ser usado como un espejo. Se calcula teóricamente la reflexión de Fresnel en la punta de la fibra óptica.

$$n_{nucleo} = 1.442$$

$$n_{aire} = 1$$

Utilizando la ecuación 1.6 se calculó el coeficiente de reflexión:

$$R_{fibra-aire} = \left(\frac{1.442 - 1}{1.442 + 1} \right)^2 = 0.0337 \quad (3.1)$$

Que es equivalente a que 3.37% de la luz es reflejada. Por las bajas reflexiones que presenta el extremo de la fibra óptica podemos ignorar las múltiples reflexiones que tiene junto con el espejo móvil.

3.2 Interferómetro Michelson extrínseco.

Después del análisis realizado anteriormente, se eligió el interferómetro Michelson como la opción más adecuada de implementar. Este interferómetro presenta una gran sensibilidad, permite la inclusión de un espejo móvil en el brazo de detección y espejo fijo en el brazo de referencia, que debe estar en un entorno cerrado para evitar ruido. La configuración extrínseca permite tener un espacio de aire entre el extremo de la fibra y el espejo móvil.

3.2.1 Configuración experimental.

Como fuente de luz se utilizó un diodo superluminiscente SLD (marca Thorlabs modelo S5FC) a la entrada del sistema, debido a su buena estabilidad en la señal de salida. El rango espectral del SLD es de 1535 a 1565 [nm] y una longitud de onda central en 1547 [nm] con una potencia de salida 3.62 [mW]. La fuente SLD se conectó a un acoplador de fibra monomodo, la fibra monomodo implica que la luz transmitida tendrá una coherencia espacial elevada.

Para dividir la intensidad de la luz del SLD hacia los brazos del interferómetro de Michelson en partes iguales, se utilizó un acoplador 2x2 bidireccional 50/50 para fibra monomodo, que trabaja a una longitud de onda de 1300 a 1700 [nm]. El acoplador pose 4 puertos en el primero se conecta la fuente SLD, en el segundo el fotodetector, en el tercero el espejo de detección y en el cuarto el espejo de referencia, completando así el sistema propuesto mostrado en la Fig. 3.6.

Este tipo de configuración es propia de un sensor extrínseco en fibra óptica, aquí se tienen pérdidas de Fresnel y por apertura numérica en ambos brazos del interferómetro; sin embargo para el análisis de resultados no se consideraron debido a que no tienen una aportación significativa en las mediciones.

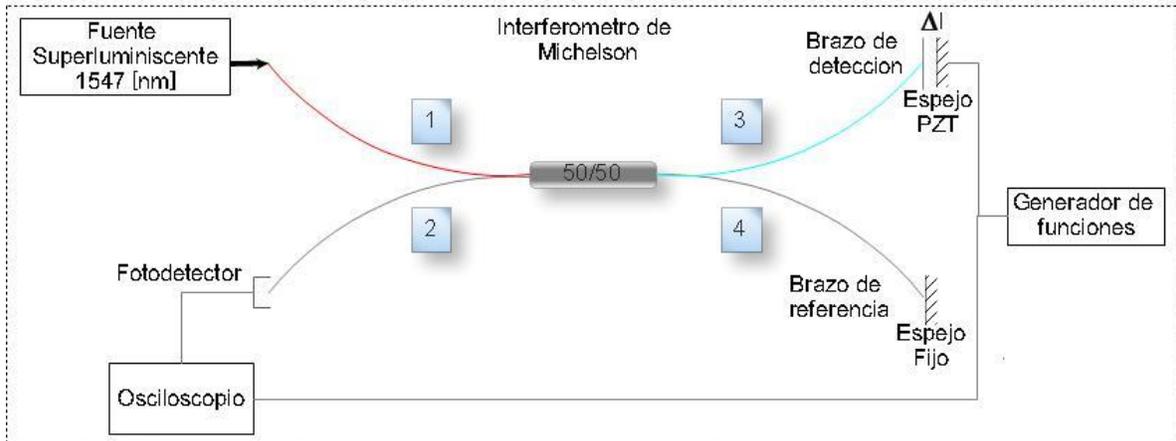


Figura 3.6. Configuración experimental. Interferómetro de Michelson

El fotodetector utilizado se muestra en la Fig. 3.7, un Thorlabs FGA10 que trabaja en un rango espectral de 700 a 1800[nm] perteneciente a la región del infrarrojo del espectro de luz, este elemento es acoplado a un amplificador de transimpedancia para convertir la foto corriente en voltaje; además cuenta con un conector BNC para su conexión directa al osciloscopio.

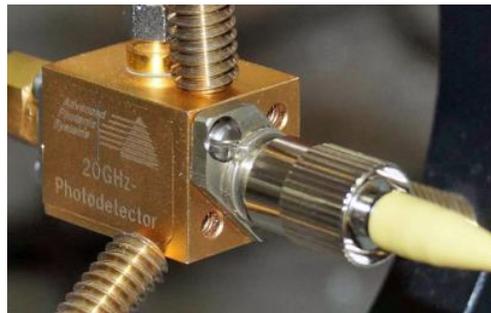


Figura 3.7. Fotodetector

El espejo de referencia que se muestra en la Fig. 3.8 se colocó en medio de un conector mecánico adaptado para que el extremo de la fibra se posicionara lo más cerca posible del espejo.



Figura 3.8. Brazo de Referencia

La piezoelectricidad es un fenómeno que ocurre en determinados materiales que, al ser sometidos a tensiones mecánicas, adquieren una polarización eléctrica y aparece una diferencia de potencial. Este fenómeno también ocurre a la inversa: se deforman al ser sometidos a una diferencia de potencial eléctrico. El efecto piezoeléctrico es normalmente reversible: al dejar de someter los materiales a un voltaje exterior, recuperan su forma. Los materiales piezoeléctricos son cristales naturales o sintéticos, en los experimentos se utiliza un PZT (Titanato Zirconato de Plomo) materiales del que está compuesto.

Cuando se aplica una tensión alterna a un cristal piezoeléctrico, vibra a una frecuencia de la tensión aplicada [33]. Esta vibración se traduce en un desplazamiento del espejo, que a su vez produce un cambio en el camino óptico, el cual genera un desfase relativo de la luz que se propaga por el brazo de detección. Para inducir la tensión alterna, se utilizó un generador de funciones Agilent 33521A y se configuro para obtener una señal de salida sinusoidal.

Para el brazo de detección se colocó la fibra en otro conector mecánico que va sujetado a una plataforma de rotación precisa (Thorlabs PR01/M) que puede mover ángulos con una resolución de 5 [arcmin] para ajustar la posición. El piezoeléctrico fue colocado enfrente del brazo de detección, en una platina (Thorlabs MT3/M). Además, se fabricó una base para sujetar el piezoeléctrico de tal manera que se pudiera ajustar su posición mediante los tornillos que están en la parte trasera de éste, así es posible mover el espejo hasta lograr que quede perpendicular a la fibra óptica, en conjunto este montaje permite una correcta alineación del dispositivo, como se observa en la Fig. 3.9.

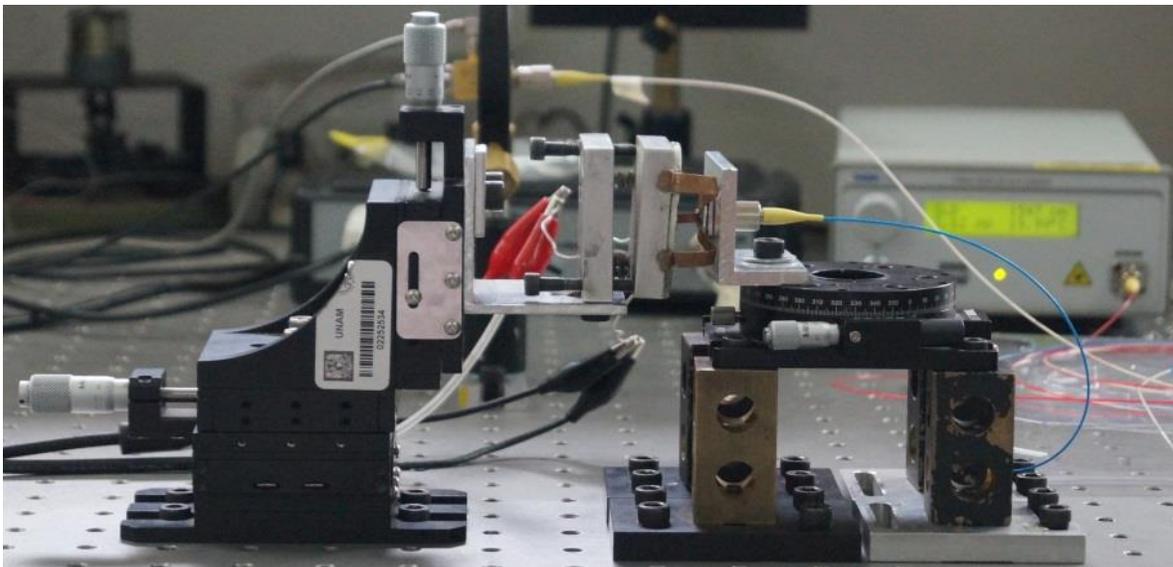


Figura 3.9. Brazo de detección

Para realizar los experimentos en general se utilizó el siguiente procedimiento:

- 1) Se fijó el voltaje de alimentación del piezoeléctrico, variando la frecuencia.
- 2) Se fijó la frecuencia del actuador piezoeléctrico, variando el voltaje.

3.2.2 Experimento con voltaje fijo y frecuencia variable

Para realizar este experimento se configuro el generador de señales para generar una señal sinusoide con un voltaje de 2 [Vpp] y la frecuencia se fue cambiando a 50, 100, 150, 200, 150 y 300Hz. Estas señales se exponen en las figuras de la 3.10 a la 3.15. También se grafica la señal que alimenta el piezoeléctrico, esto para observar el comportamiento de las dos señales al mismo tiempo.

Se comparan la señal de interferencia y la señal del piezoeléctrico. Para todas las gráficas de esta sección la señal en color negro es el patrón de interferencia y la señal de color rojo es la señal que alimenta al piezoeléctrico.

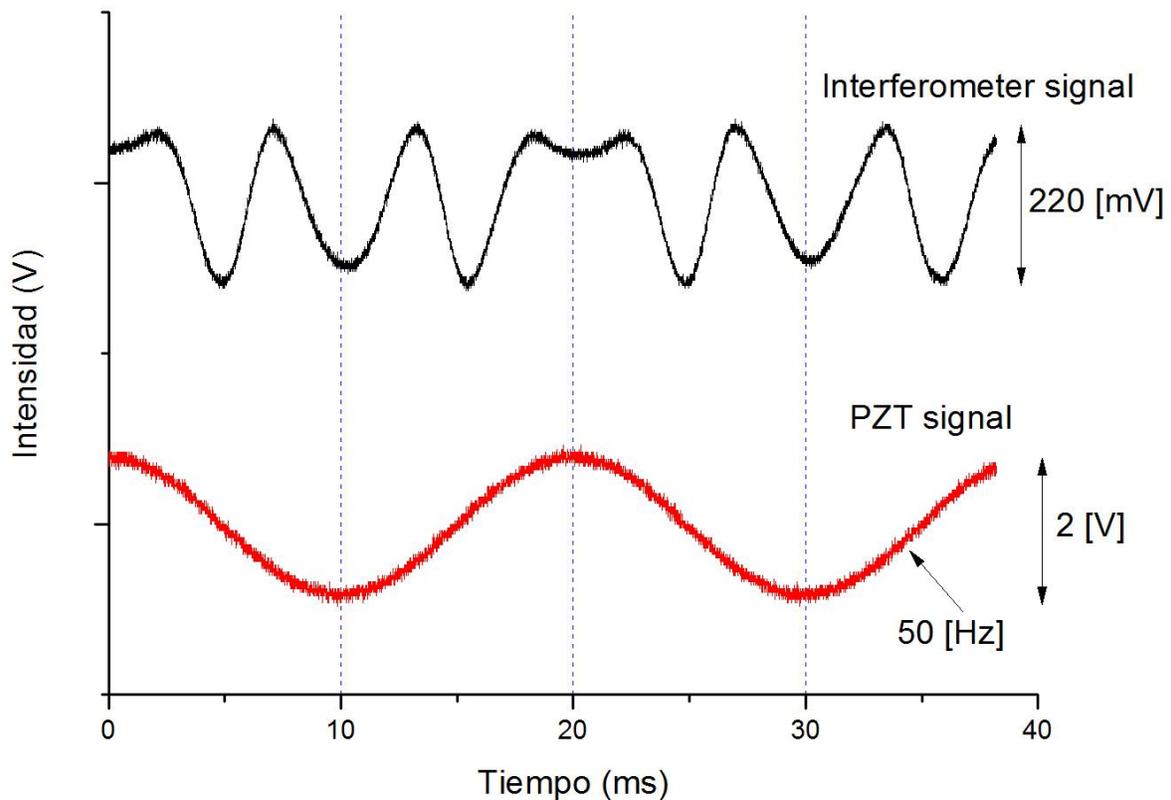


Figura 3.10. Generador a 50 [Hz] y 2 [V]

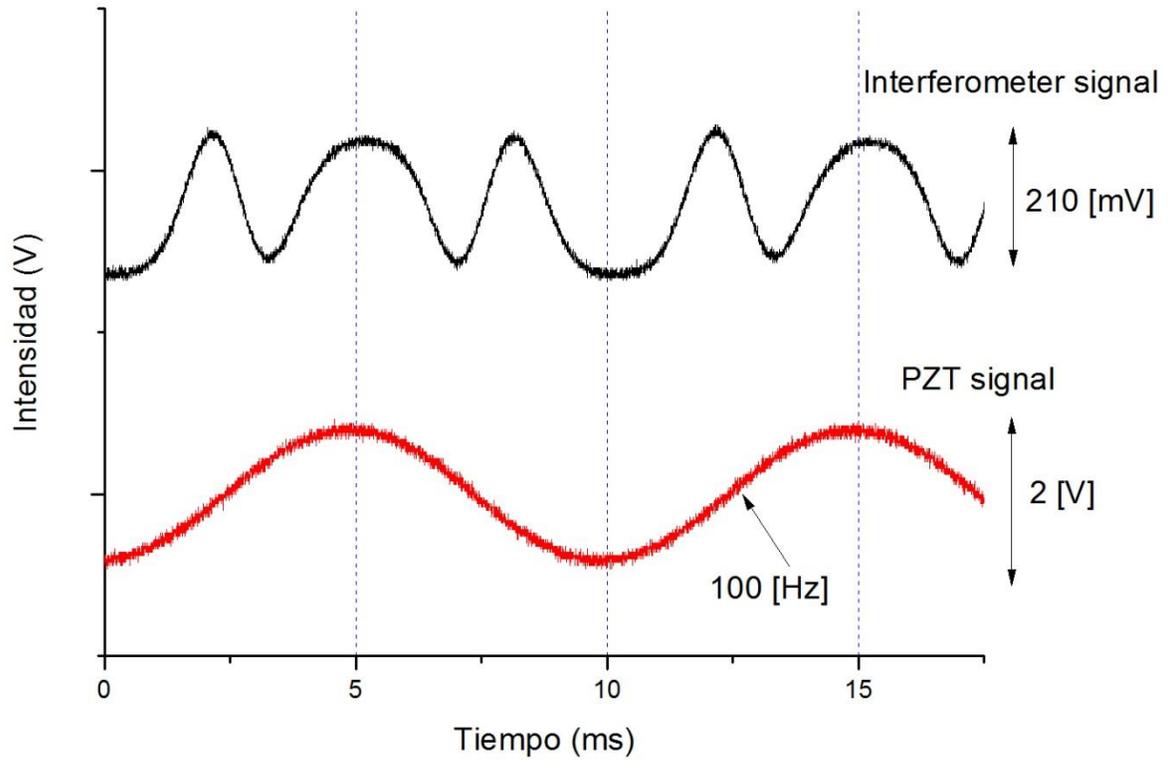


Figura 3.11. Generador a 100 [Hz] y 2 [V]

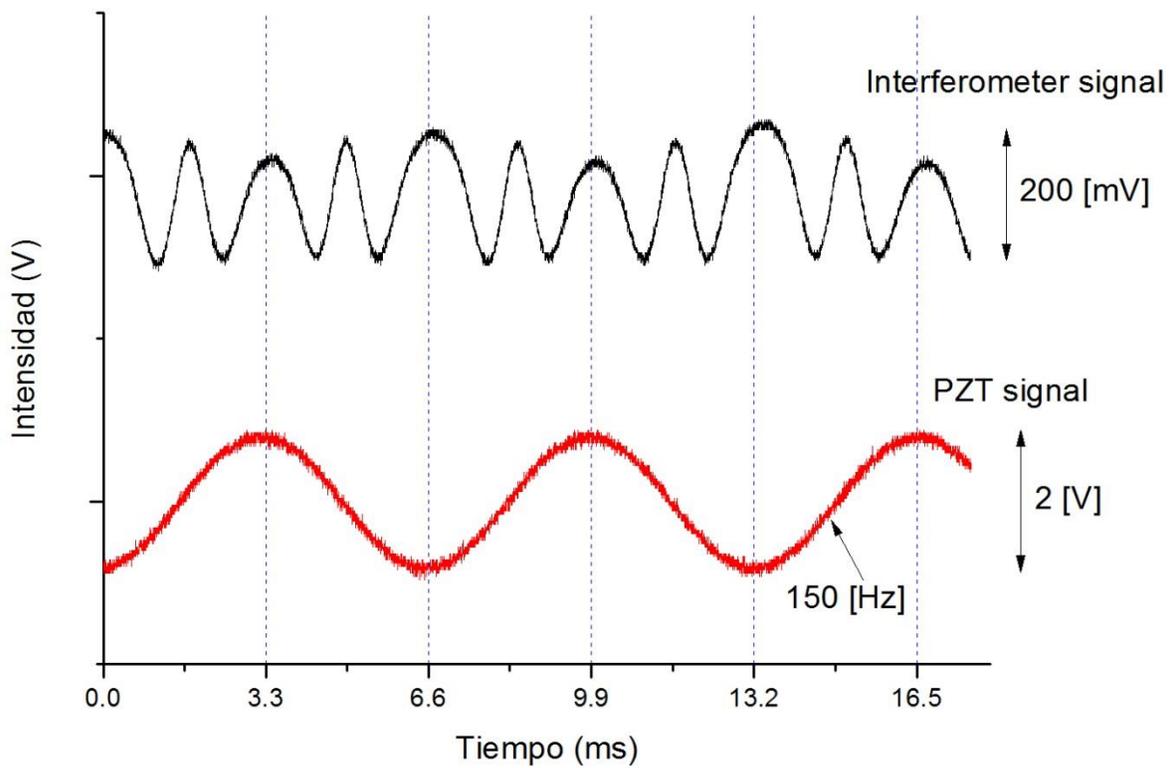


Figura 3.12. Generador a 150 [Hz] y 2 [V]

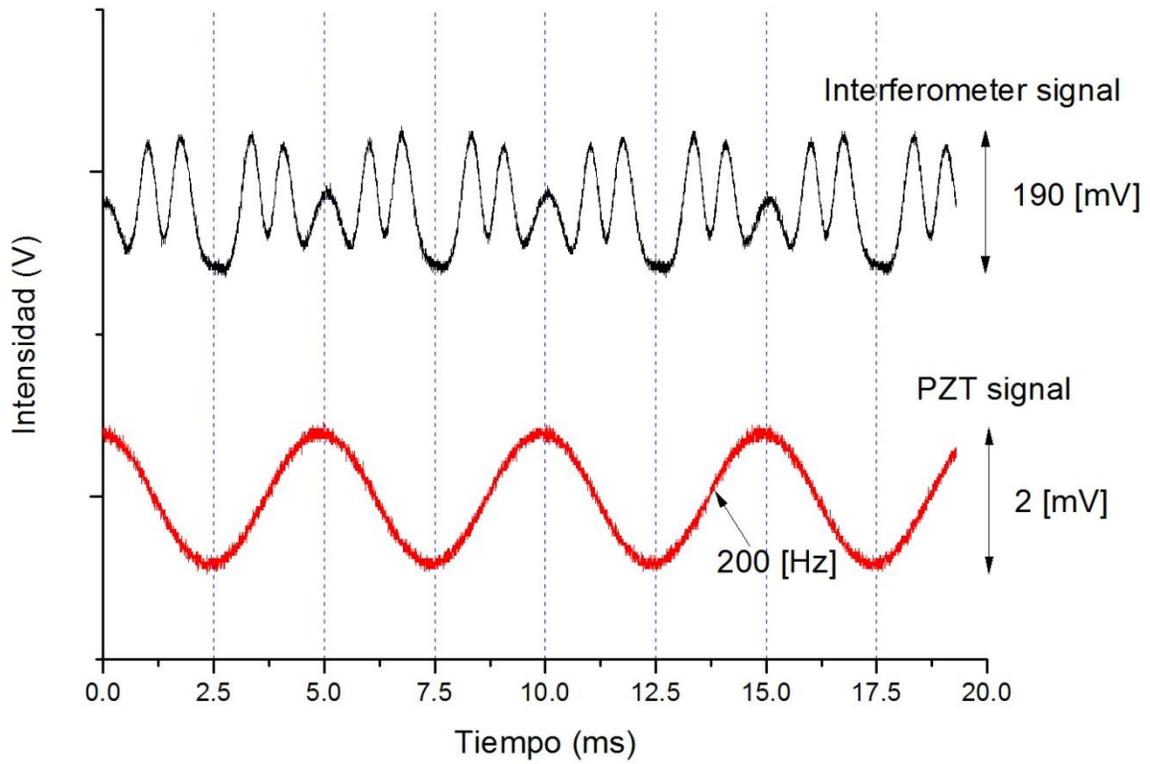


Figura 3.13. Generador a 200 [Hz] y 2 [V]

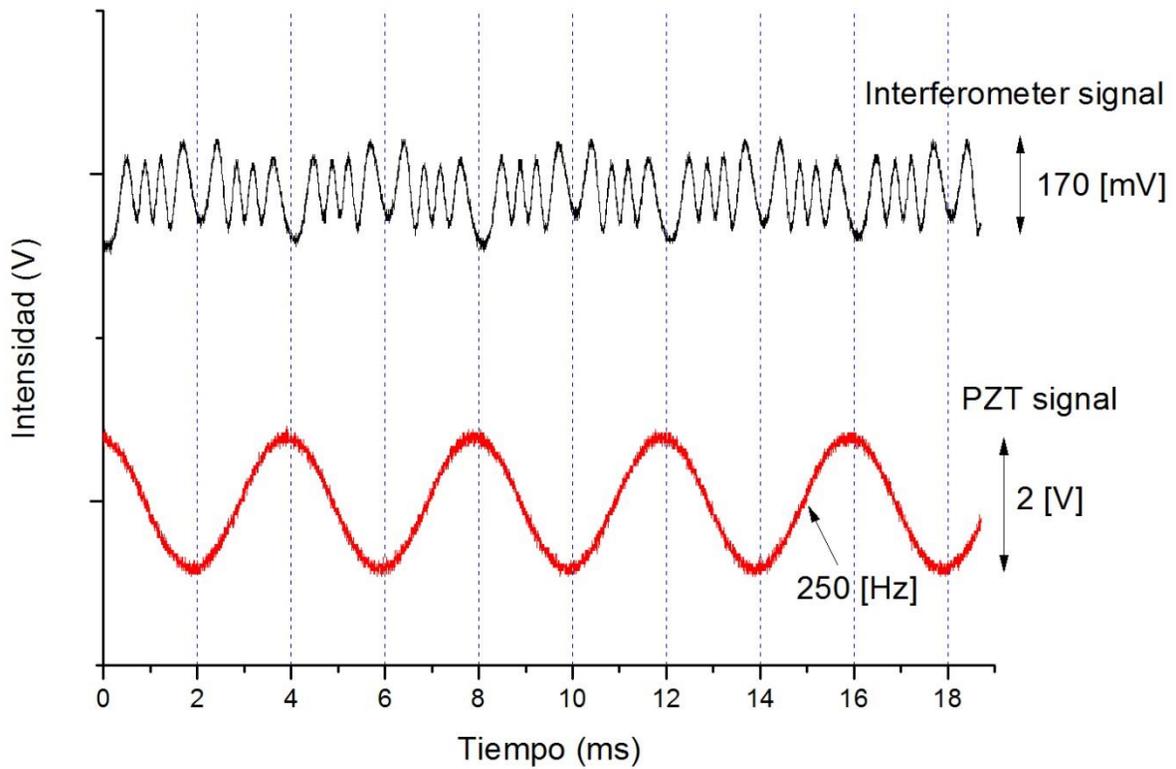


Figura 1.14. Generador a 250 [Hz] y 2 [V]

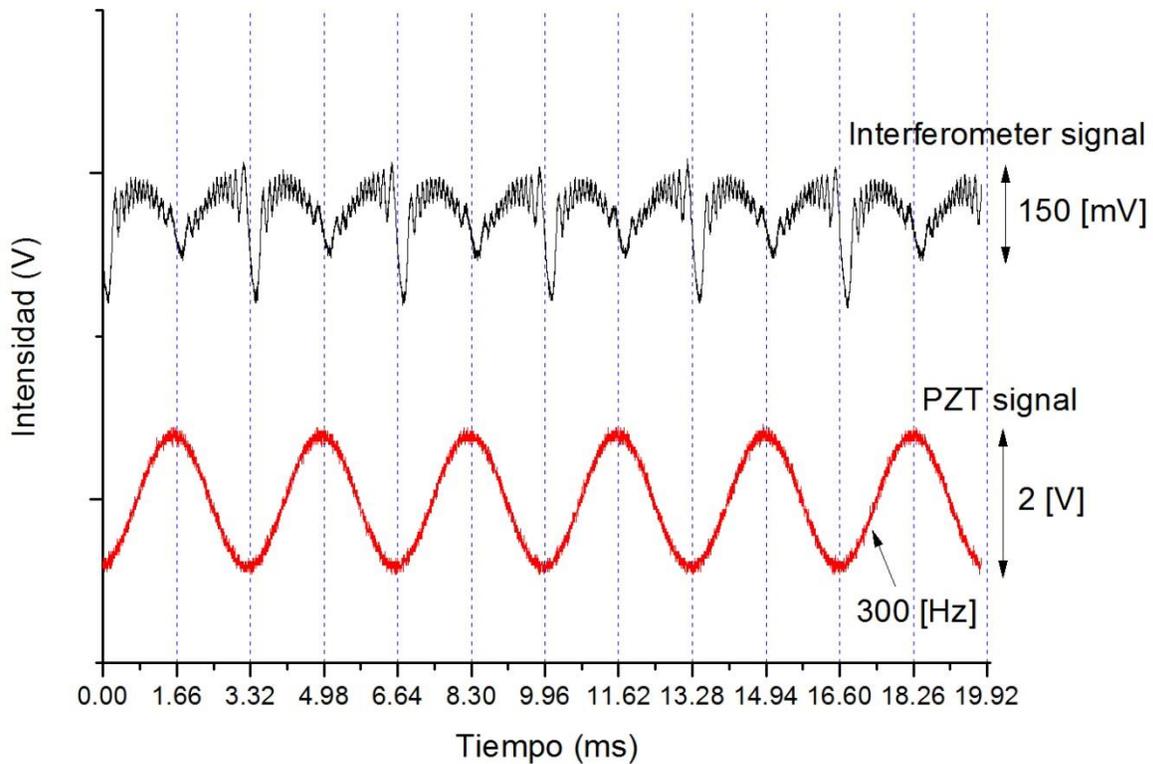


Figura 3.15. Generador a 300 [Hz] y 2 [V]

En las gráficas anteriores se puede observar que la amplitud de la señal de interferencia disminuye con la frecuencia, cuanto mayor es la frecuencia menor es la amplitud de la señal de interferencia, esto tiene su explicación en el tiempo de subida, relacionado con el fotodetector. Se trabaja con frecuencias bajas, se toma una frecuencia fija de 100Hz de ahora en adelante.

3.2.3 Tiempo de subida y ancho de banda

El ancho de banda de un fotodetector está determinado por la velocidad con la cual éste responde a las variaciones de la potencia óptica incidente. El tiempo de subida se define como el lapso que la intensidad tarda en pasar del 10 al 90% de su valor final cuando la potencia óptica incidente cambia abruptamente en forma de escalón. Evidentemente, t_T dependerá del tiempo que le tome a los electrones y los huecos viajar a los contactos electrónicos. También depende del tiempo de respuesta del circuito eléctrico utilizado para procesar la fotocorriente.

El tiempo de subida, t_T de un circuito eléctrico lineal se define como el tiempo durante el cual la respuesta aumenta del 10 al 90% de su valor final de salida, cuando la entrada es una señal de tipo escalón, [34].

El tiempo de subida se obtuvo experimentalmente, generando un tren de pulsos ópticos, midiendo con el osciloscopio se obtuvo el tiempo de subida total $t_T = 288 \text{ } [\mu\text{s}]$ que se muestra la Fig. 3.16.

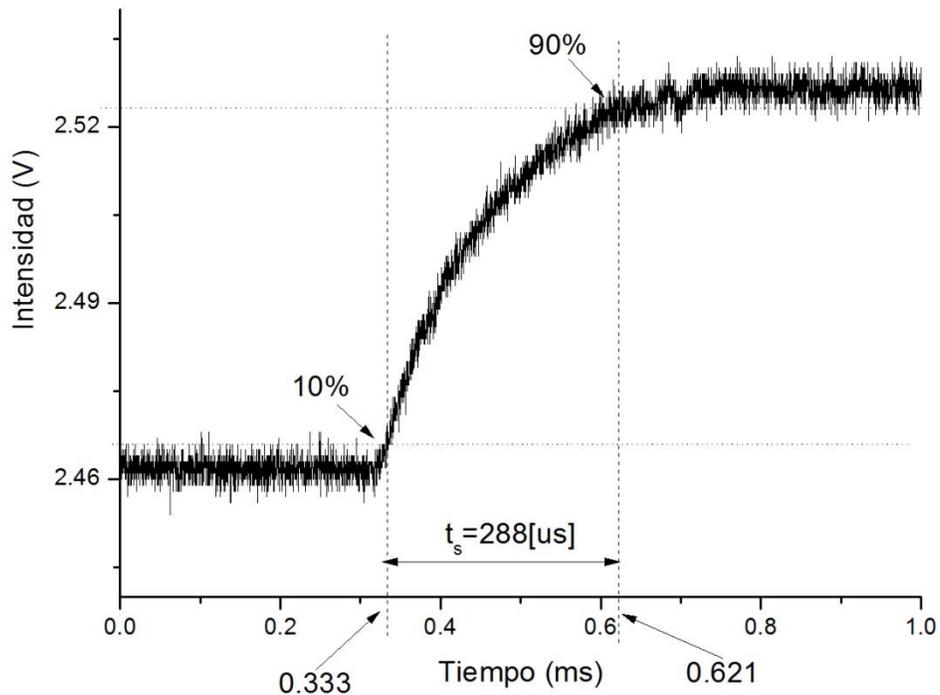


Figura 3.16. Tiempo de subida experimental

El ancho de banda se puede calcular con la ecuación 3.2

$$f_{BW} = \frac{1}{2\pi * R_{LOAD} * C_j} \quad (3.2)$$

También el tiempo de subida está relacionado con el ancho de banda con la ecuación 3.3, [35]:

$$t_T = \frac{0.35}{f_{BW}} \quad (3.3)$$

Despejando el ancho de banda de la ecuación 3.3 y sustituyendo en tiempo de subida se puede calcular el ancho de banda con la ecuación 3.4.

$$f_{BW} = \frac{0.35}{t_T} = \frac{0.35}{288[\mu s]} = 1.21 [kHz] \quad (3.4)$$

Una resistencia de carga se utiliza para convertir la fotocorriente generada en una tensión (V_{OUT}) para su visualización en el osciloscopio, dada por la ecuación 3.5:

$$V_{OUT} = I_{OUT} * R_{LOAD} \quad (3.5)$$

La resistencia de carga afecta la velocidad de respuesta. Para el máximo ancho de banda, se recomienda utilizar un cable de 50 [Ω] coaxial con una resistencia de 50 [Ω] de terminación en el extremo opuesto del cable. Haciendo coincidir la impedancia del cable con su impedancia característica. Si el ancho de banda no es importante, puede aumentar el voltaje de salida para un nivel de luz dada con el aumento de R_{LOAD} . La longitud del cable coaxial puede tener un profundo impacto en la respuesta, por lo que se recomienda mantener el cable tan corto como sea posible, [35].

En los experimentos realizados la resistencia de carga fue de 1 [$M\Omega$] ya que para una impedancia de 50 [Ω] la señal de voltaje no se observa en el osciloscopio. Es por esta razón que se ve afectada la velocidad de respuesta.

3.2.4 Experimento con frecuencia fija y voltaje variable

La puesta en cuadratura es muy importante porque con esta se logra una máxima sensibilidad. La cuadratura se define como el punto en que la señal de referencia y la de detección tienen una diferencia de fase igual a $\frac{\pi}{2}$. Por lo tanto para poner en cuadratura el interferómetro es necesario mover la fase $\frac{\pi}{2}$. Para lo cual se usa el tornillo micrométrico de la platina Thorlabs hasta que se obtenga un voltaje de salida máximo observado en el osciloscopio, considerando un voltaje fijo en el generador que alimenta el piezoeléctrico.

En este experimento se configuro el generador con una señal sinusoidal de frecuencia fija igual a 100 [Hz] y se varía el voltaje. Las señales de interferencia para valores de voltaje a 200 [mV], 300 [mV], 700 [mV], 1 [V], 2 [V] y 3.7 [V] se exponen en las figuras de la 3.17 a la 3.22. También se grafica la señal que alimenta el piezoeléctrico, esto para observar el comportamiento de las dos señales al mismo tiempo.

Para todas las gráficas de esta sección la señal en color negro es el patrón de interferencia y la señal de color rojo es la señal que alimenta al piezoeléctrico.

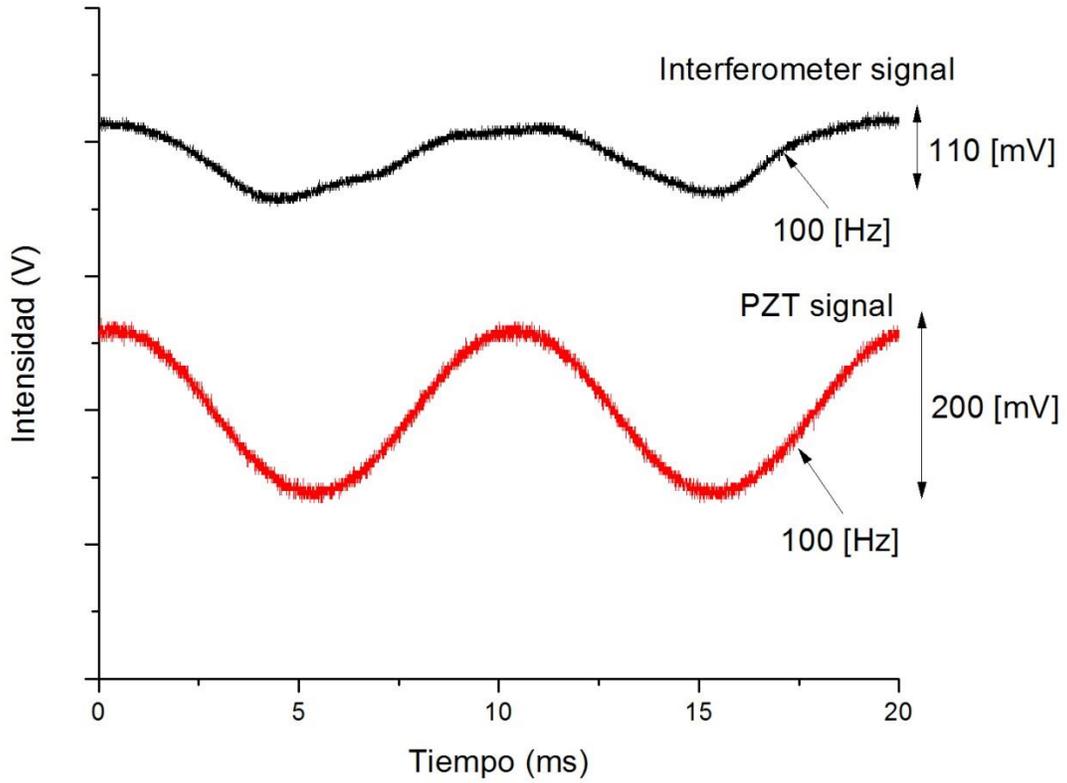


Figura 3.17. Generador a 100 [Hz] y 200 [mV]

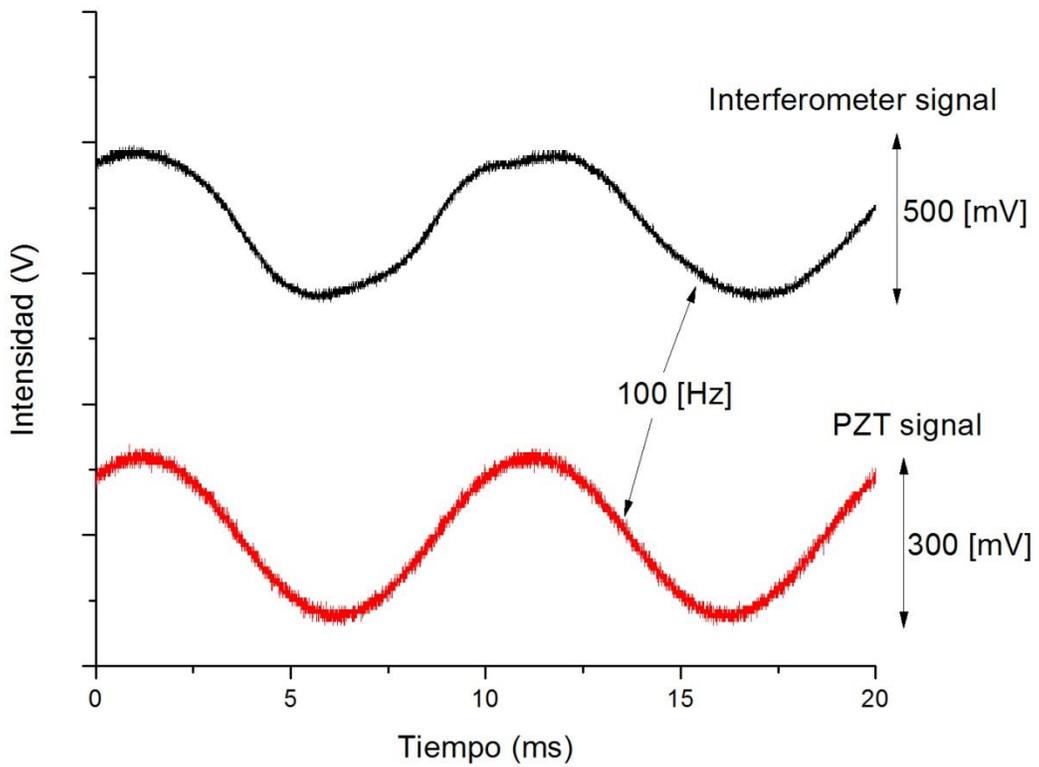


Figura 3.18. Generador a 100 [Hz] y 300 [mV]

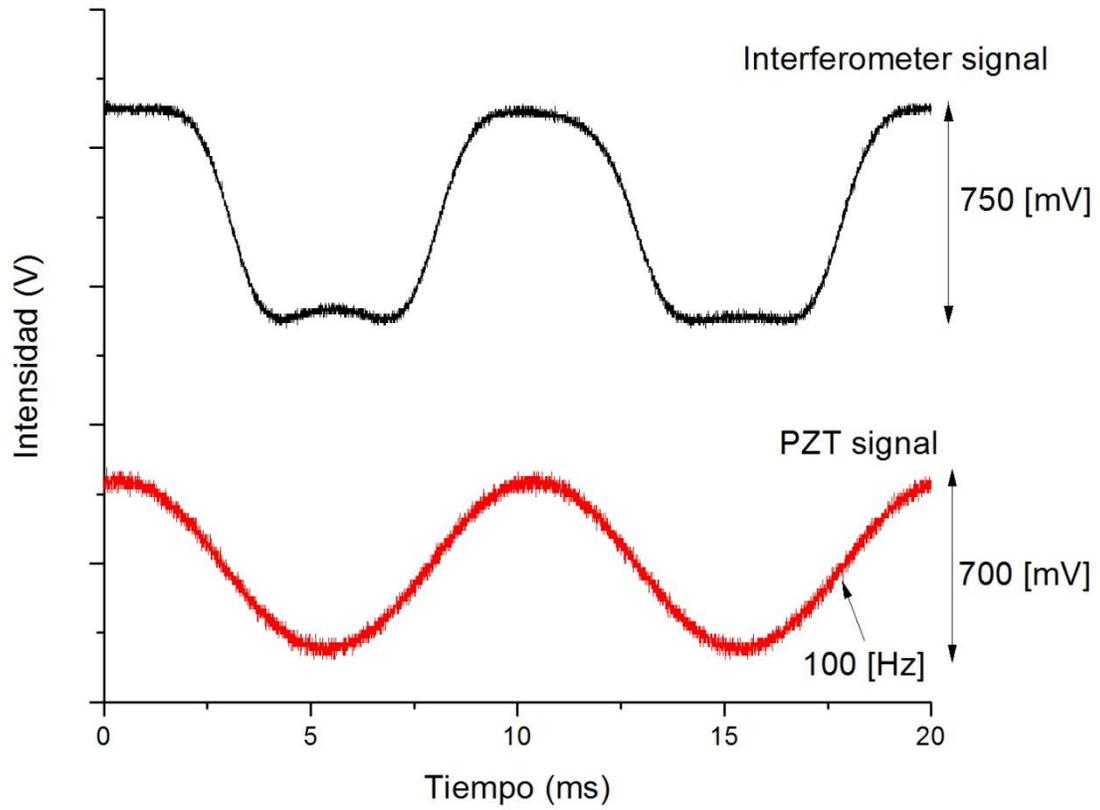


Figura 3.19. Generador a 100 [Hz] y 700 [mV]

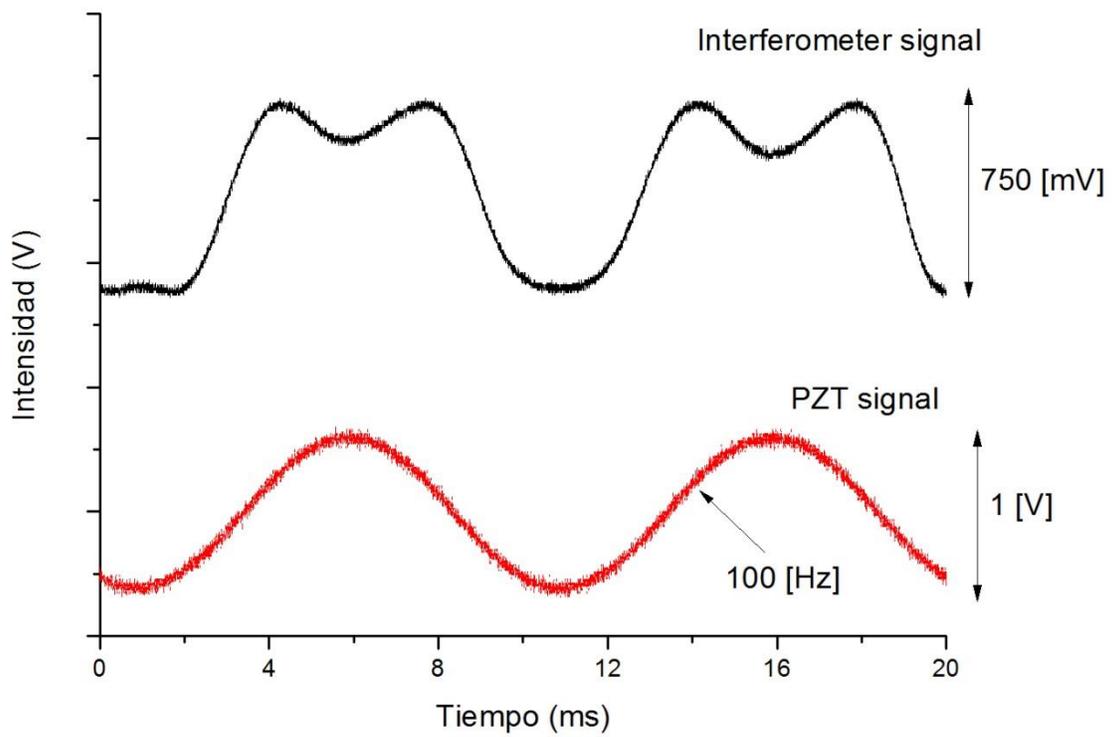


Figura 3.20. Generador a 100 [Hz] y 1[V]

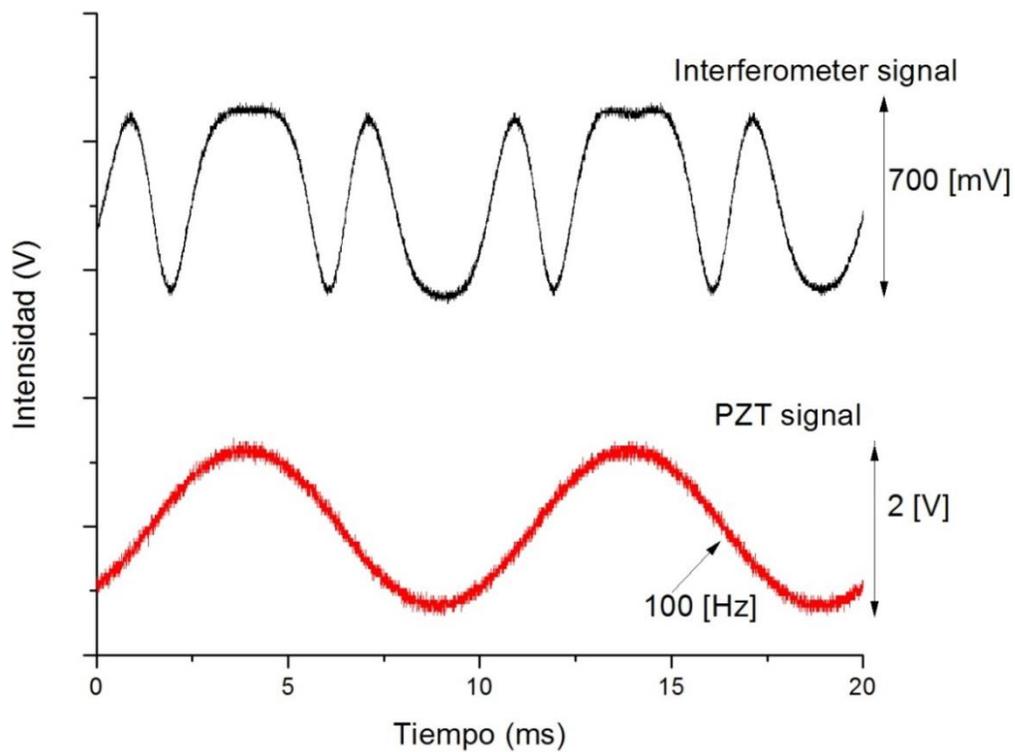


Figura 3.21. Generador a 100 [Hz] y 2 [V]

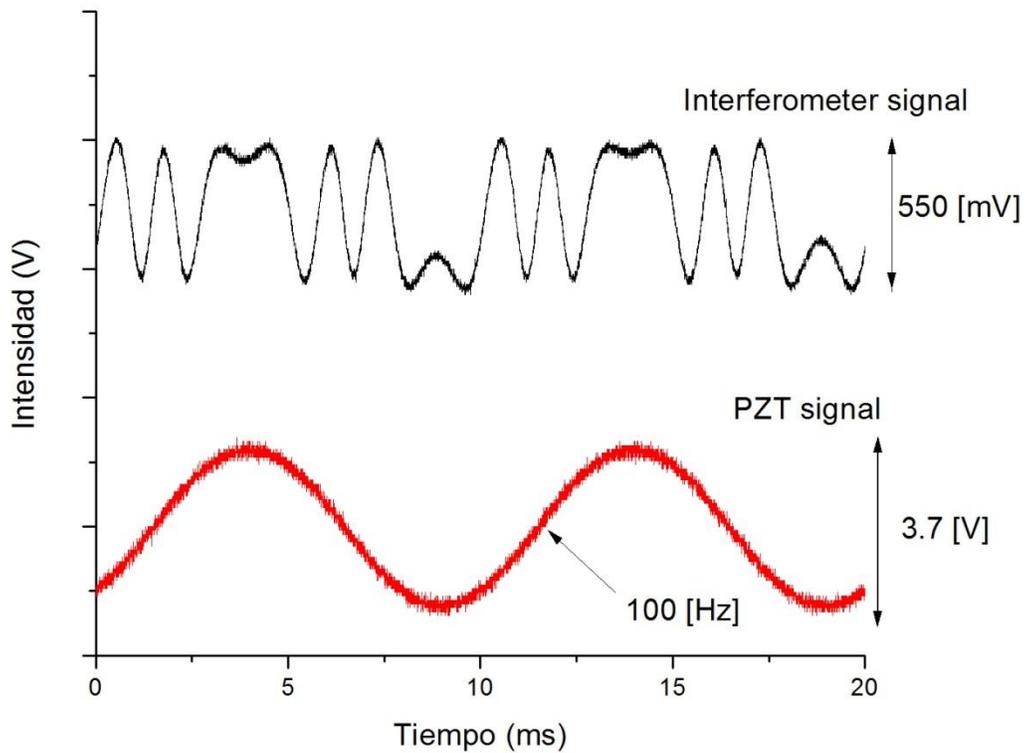


Figura 3.22. Generador a 100 [Hz] y 3.7 [V]

En el capítulo 2 se demostró teóricamente que para obtener un voltaje de salida máximo es necesario que el espejo se desplace una distancia igual a $\lambda/4$, para este experimento un valor de $\lambda = 1547[\text{nm}]$, por lo tanto $\lambda/4 = 386 [\text{nm}]$ después de esta distancia la salida presenta inestabilidad. Por lo tanto se tiene un máximo desplazamiento detectable igual a $386[\text{nm}]$ y el mínimo desplazamiento del espejo se pretende encontrar con el experimento.

Para hacer que el espejo se desplace la distancia de $386[\text{nm}]$ es necesario aplicar al piezoeléctrico un voltaje determinado, este voltaje se determinó experimentalmente, poniendo en cuadratura el interferómetro y aumentando el voltaje del generador de señales en intervalos de $100[\text{mV}]$, observando que para voltajes del generador mayores a $500[\text{mV}]$, fig. 3.19 a 3.22, la señal de salida presenta picos indeseados, por lo que se toma valores menores a $500[\text{mV}]$.

3.2.4. Resultados experimentales.

El desplazamiento del espejo (ΔL) está en función del voltaje del generador (V_g) y se obtiene experimentalmente. Se ajustó el voltaje del generador (V_g) de 100 a $500 [\text{mV}]$ y se obtiene las señales registradas en el osciloscopio, Fig. 3.23.

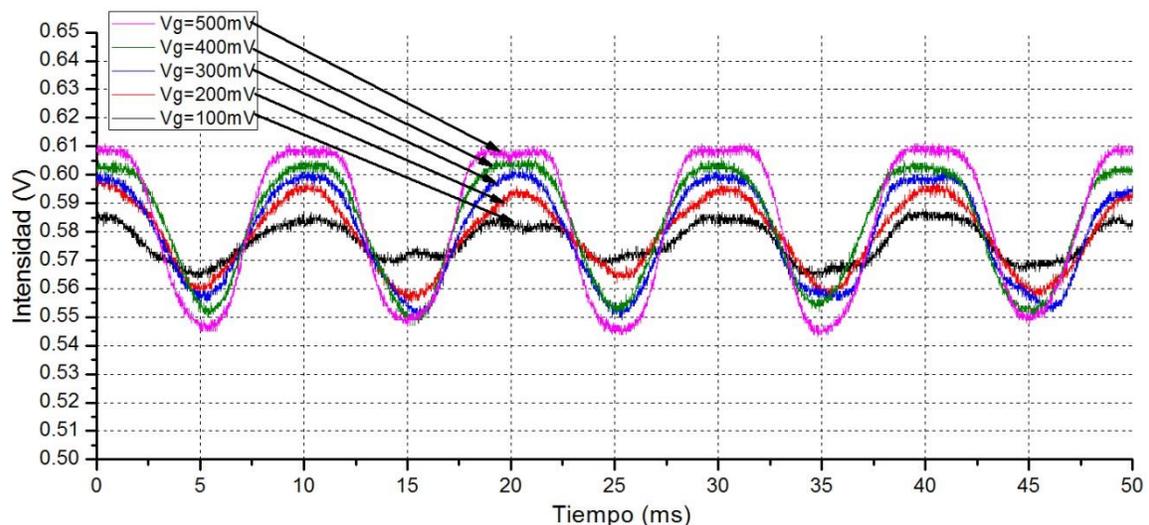


Figura 3.23. Señales de interferencia obtenidas experimentalmente.

Se realizaron 3 mediciones de la amplitud de la señal de salida con el objetivo de verificar la repetibilidad del sistema. En la tabla 1 se muestran los valores obtenidos para cada medición, el promedio de éstas y el valor experimental de ΔL . Se utiliza la ecuación 3.6 para obtener el desplazamiento asociado a un voltaje de salida.

$$\Delta L = \frac{\lambda}{2\pi} \arcsen\left(\frac{[V_{salida}(t)]_{pp}}{[V_{max}]}\right) \quad (3.6)$$

Con la ecuación 3.6 se puede calcular el desplazamiento del espejo (ΔL) en función del voltaje de salida $[V_{salida}(t)]_{pp}$. Este voltaje de salida se normaliza con un valor máximo que se obtiene experimentalmente, antes de que la señal de salida presente inestabilidad, se obtiene que $[V_{max}] = 44.6$ [mV].

V_g	Vmedida 1	Vmedida 2	Vmedida 3	Promedio	$V_{normaliza}$	ΔL
500 mV	42mV	39mV	53mV	44.6mV	1	386 nm
400 mV	40.5mV	32.5mV	50.5mV	41.1mV	0.92	288 nm
300 mV	39mV	27.5mV	50mV	38.8mV	0.87	260 nm
200 mV	27.5mV	21mV	39.5mV	29.3mV	0.65	174 nm
100 mV	15mV	13mV	32mV	20mV	0.44	112 nm
50 mV	12mV	10.5mV	23mV	15.1mV	0.33	83 nm
10 mV	8.2mV	8.1mV	18.5mV	11.5mV	0.25	62 nm

Tabla 3. Datos experimentales

Como se observa en la tabla anterior el mínimo desplazamiento medido es de 62 [nm] ya que para voltajes (V_g) menores a 10 [mV] la relación señal a ruido (SNR) disminuye notablemente, por tal motivo es necesario aplicar técnicas avanzadas de detección de señales.

3.2.5 Análisis de los resultados.

Para obtener la sensibilidad del piezoeléctrico a una frecuencia de 100[Hz] se graficaron los valores del desplazamiento ΔL en función del voltaje del generador (V_g), Fig. 2.24.

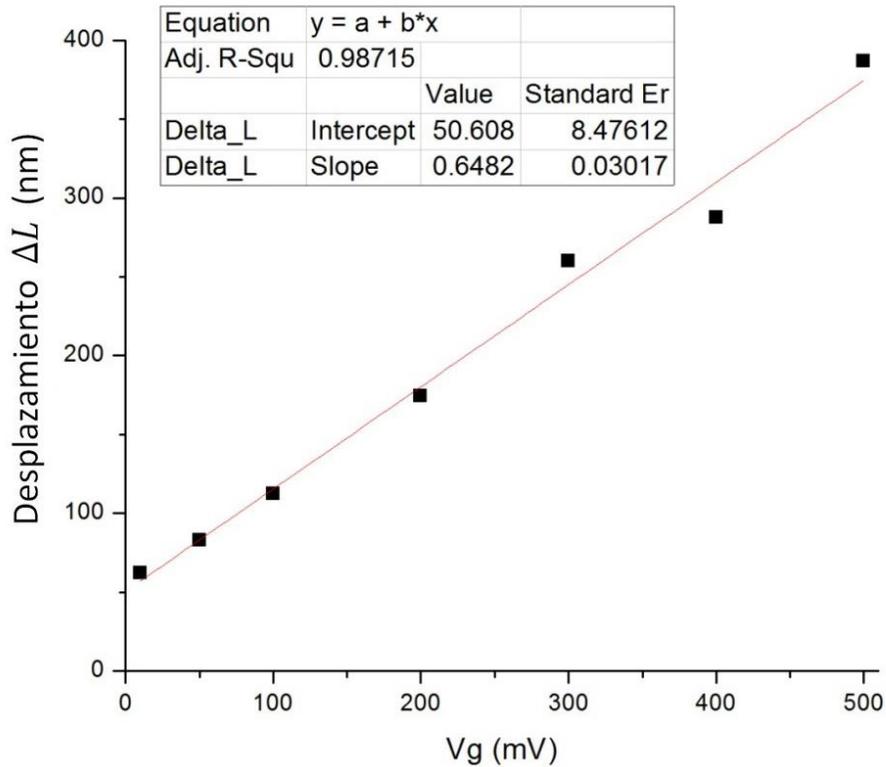


Figura 3.24. Desplazamiento del piezoeléctrico vs. Voltaje de entrada (V_g).

Aplicando un método de ajuste lineal se obtiene que la sensibilidad de sensor piezoeléctrico es igual a la pendiente de la recta dada por la ecuación 3.7.

$$\Delta L \approx (0.648 \pm 0.03)[nm/mV] * V_g + (50.6 \pm 8.4)[nm] \quad (3.7)$$

La *sensibilidad del piezoeléctrico* $\approx 0.648[nm/mV]$. La recta tiene una intersección con la ordenada al origen en $\approx 50.6[nm]$, que es el límite de detección del mínimo desplazamiento encontrado cuando la relación señal/ruido = $S/N = 1$ y el máximo desplazamiento se obtiene en 386 [nm].

Por lo tanto este sensor puede ser utilizado para medir distancias en un rango de 50.6 [nm] a 386[nm].

3.2.6 Relación señal/ruido

En la Fig. 3.25 podemos observar la gráfica que representa el ruido en el fotodetector, El ruido promedio que proporciona el fotodetector es de $V_N = 8 mV$.

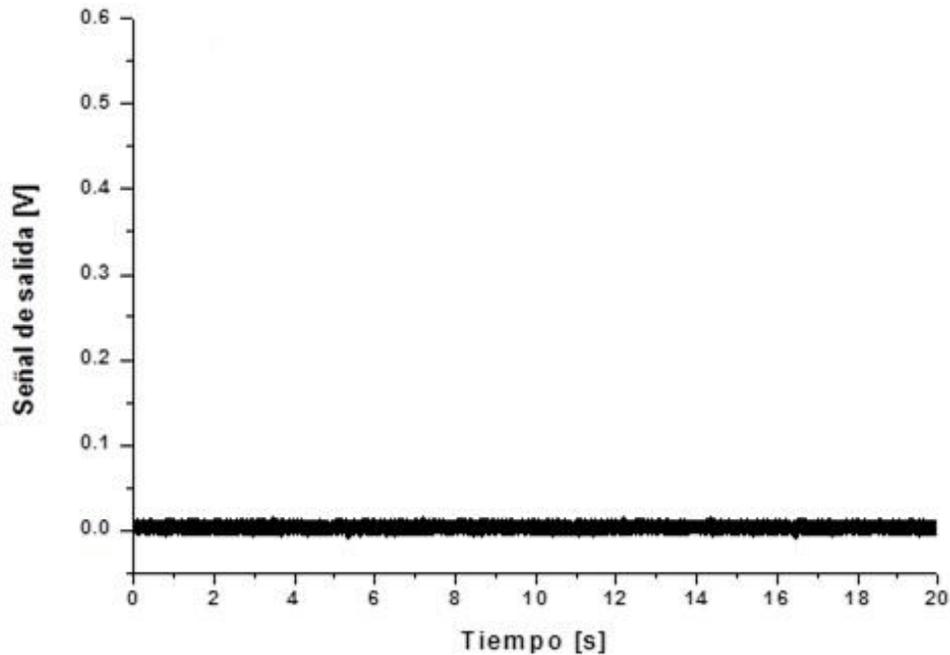


Figura 3.25. Gráfica de ruido en el fotodetector.

Para poder realizar el análisis, partimos de la siguiente ecuación 3.8, [33]:

$$\frac{S}{N} = \frac{P_{señal}}{P_{ruido}} \quad (3.8)$$

Si V_S es el voltaje de la señal, la potencia es $P_{señal} = (V_S)^2/R$, y si V_N es el voltaje del ruido, entonces la potencia del ruido es $P_{ruido} = (V_N)^2/R$, en los terminales de la misma resistencia, por lo tanto se obtiene la ecuación 3.9.

$$\frac{S}{N} = \left(\frac{V_S}{V_N}\right)^2 \quad (3.9)$$

La intensidad promedio del Ruido V_N es constante e independiente de la magnitud de la señal V_S . Así la relación señal a ruido se vuelve cada vez mayor a medida que la señal aumenta en magnitud.

También se puede expresar la relación señal a ruido en dB, con la ecuación 3.10.

$$\frac{S}{N} (dB) = 20 * \log\left(\frac{V_S}{V_N}\right) \quad (3.10)$$

La Tabla 2 muestra los resultados obtenidos de la relación señal a ruido, para un voltaje de ruido de $V_N = 8 \text{ mV}$.

V_s	SNR	SNR(dB)
44.6mV	31.08	14.92
41.1mV	26.39	14.21
38.8mV	23.52	13.71
29.3mV	13.41	11.27
20mV	6.25	7.95
15.1mV	3.56	5.51
11.5mV	2.06	3.13

Tabla 3. Relación señal a ruido

3.2.7 Simulación en MATLAB

Las simulaciones en MATLAB comprueban la ecuación para obtener la diferencia de camino óptico. En la Figura 3.20 se observa las señales de salida para desplazamiento de 50.6 a 386[nm]. Finalmente sustituyendo la ecuación 3.7 en la ecuación 2.22 se obtiene la intensidad resultante, ecuación 3.8.

$$I = \frac{I_0}{2} * \left[1 + \cos \left(2kn * \frac{(0.648[\text{nm}/\text{mV}] * V_g + 50.6[\text{nm}])}{2} \text{sen}(2\pi ft) \right) \right] \quad (3.8)$$

Se realizó la simulación del modelo anterior en MATLAB y el resultado se muestra en la Fig. 3.26.

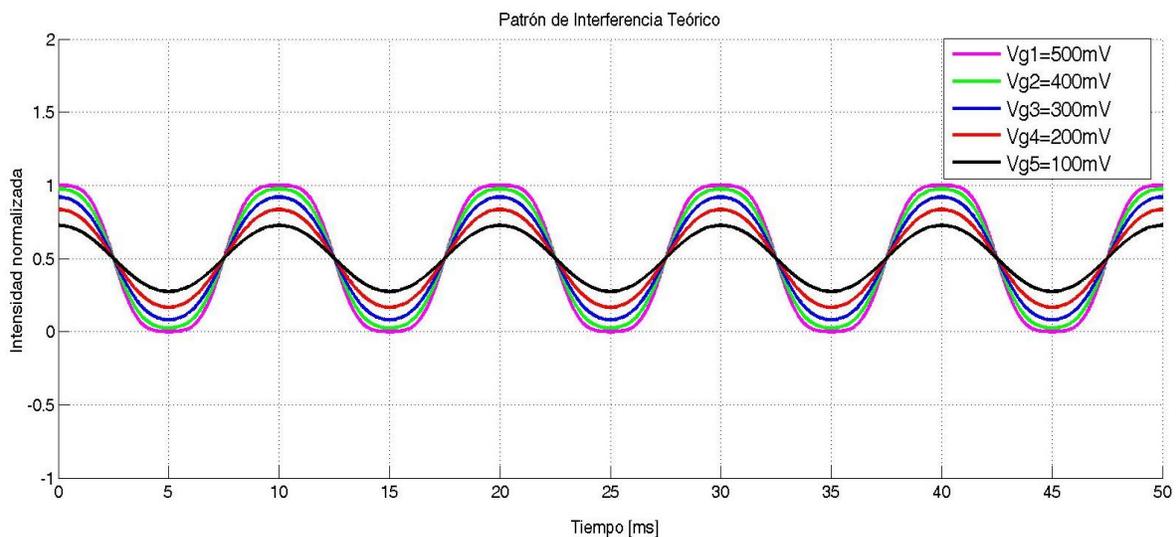


Figura 3.26. Simulación en MATLAB

3.3 Conclusiones

Se construyó un sensor de intensidad en fibra óptica para detectar desplazamiento del orden de micrometros, utilizando una platina que se desplaza con una resolución de $10[\mu m]$.

Se implementó un sensor de fase, con base en un interferómetro Michelson el cual mide distancias del orden de nanómetros. El límite de detección del mínimo desplazamiento encontrado cuando la relación señal/ruido = $S/N = 1$ por el interferómetro Michelson en el presente trabajo es de ≈ 50.6 [nm], para disminuir el límite de detección la relación señal a ruido (SNR) disminuye notablemente, por tal motivo es necesario aplicar técnicas avanzadas de detección de señales. El rango de este sensor es de 50.6 a 386[nm].

Para tener una buena estabilidad en las señales de salida es necesario aislar el brazo de referencia y también el brazo de detección de diferentes cambios en el ambiente como por ejemplo, vibraciones en la mesa, corrientes de aire, variaciones en la temperatura, y la intensidad de la luz ambiental.

La sensibilidad del sensor piezoeléctrico es ≈ 0.648 [nm/mV]. Por otro lado la configuración del interferométrico Michelson es muy sensible a cambios del medio ambiente, por lo que puede ser usado para medir cambios en la temperatura y en la presión mediante un transductor adecuado. Para asegurar la máxima sensibilidad del sensor es necesario tener un entorno controlado con el objetivo de estabilizar la diferencia de fase y mantener la cuadratura.

Capítulo 4

Conclusiones Generales

4. Conclusiones Generales

Se estudiaron los principios físicos y matemáticos involucrados en el fenómeno de interferencia, así como las fuentes de luz coherente que son necesarias para producir franjas de interferencia en diferentes configuraciones experimentales, como por ejemplo el experimento de Young y el interferómetro de Michelson.

Se investigó el funcionamiento de los interferómetros Mach-Zehnder, Fabry-Perot y Michelson. Así como su uso en diferentes tipos de sensores. De esta investigación se puede afirmar que el interferómetro se utiliza como un instrumento para medir pequeños cambios del camino óptico inducidos por señales medioambientales.

Los sensores interferométricos o de fase, modulan la intensidad de salida mediante un cambio en la diferencia de fase. Este cambio de fase es debido a un cambio en el camino óptico y están relacionados por la ecuación $\phi = 2knL$, donde $k = 2\pi/\lambda$, donde λ es la longitud de onda, y el camino óptico es nL , donde n es el índice de refracción y L es la trayectoria espacial que recorre la luz.

La configuración más común del interferómetro Mach-Zehnder es aislar el brazo de referencia y enredando la fibra del brazo de detección en un elemento cilíndrico el cual cambia el camino óptico.

El interferómetro Fabry-Perot muestra la mayor sensibilidad sin embargo depende del coeficiente de reflexión de los espejos en la cavidad. Para la fabricación de un sensor intrínseco se requiere técnicas de pulverización catódica la cual no es de interés para esta tesis, por lo que se descarta la posibilidad de implementar un interferómetro Fabry-Perot.

Por otro lado el interferómetro Michelson tiene la ventaja de poder colocar espejos en el extremo de la fibra óptica y así obtener una señal de interferencia, cabe señalar que la diferencia de camino óptico es el doble que para un interferómetro Mach-Zehnder, debido a que la luz viaja de ida y de vuelta, por esta razón se implementa el interferómetro Michelson.

En el desarrollo de esta investigación se caracterizó un acoplador bidireccional 50/50 con el objetivo de identificar la salida con la mayor potencia. La relación entre la distancia fibra-espejo y la luz reflejada puede ser utilizada para determinar la distancia con una resolución de $10[\mu m]$, constituyendo así un sensor de intensidad.

Se construyó un sensor interferométrico Michelson en fibra óptica el cual consiste en dos brazos, uno de referencia (espejo fijo) y otro de detección (espejo móvil). Se utilizó un transductor piezoeléctrico para poder inducir los desplazamientos mediante un generador de funciones y de esta forma obtener una señal de salida.

Se analizaron los resultados y gráficas obtenidas experimentalmente, resultando que el límite de detección del mínimo desplazamiento encontrado cuando la relación señal/ruido $= S/N = 1$ por el interferómetro Michelson es de $50.6 [nm]$ y trabaja en un rango de 50.6 a $386 [nm]$. La sensibilidad del sensor piezoeléctrico es $\approx 0.648[nm/mV]$.

El sensor de fase basado en un interferómetro Michelson, mide desplazamientos en el orden de nm . Por lo tanto el sensor interferométrico es el ideal para implementar un transductor ya sea de presión o temperatura.

Anexo A

Mecanismos de transducción

Los mecanismos de transducción se basan en la detección de cambios en la distancia L , de la punta de la fibra al espejo, inducidos por presión o temperatura. La luz de una fuente se guía por la fibra óptica a la estructura de detección [17], Fig. A.1 [23].

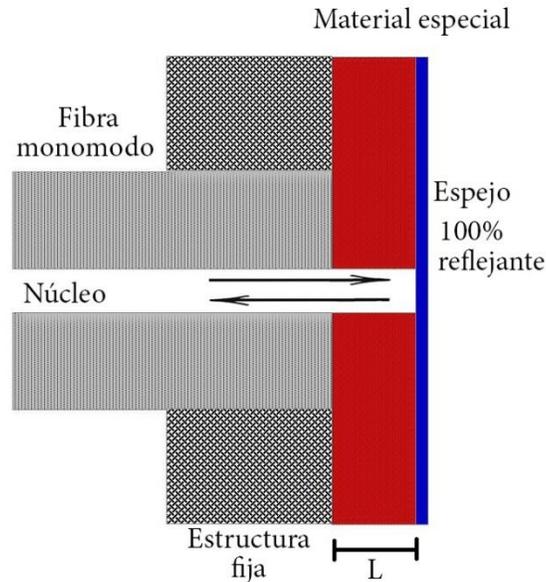


Figura A.7. Brazo de detección del interferómetro Michelson

Una presión produce una tensión en el espejo, produciendo un cambio en la distancia L . El cambio de L , produce un cambio en la diferencia de fase, y si este cambio es de forma conocida y/o controlada, por ejemplo que el cambio corresponda a una ley de forma senoidal; la intensidad de salida se puede modular. Así, el mecanismo de transducción se puede resumir como:

$$\delta p \rightarrow \delta L \rightarrow \delta \phi \rightarrow \delta I$$

Donde p es la presión y δ indica un pequeño cambio en un parámetro.

La sensibilidad del sensor de fibra óptica está relacionada con la presión requerida para causar un cambio de longitud, es decir $\delta L/\delta p$. Se trata esencialmente de una propiedad de la materia que se puede encontrar a partir del módulo de Young o coeficiente de elasticidad longitudinal. El módulo de Young E se define como la relación entre la presión ejercida p sobre la sección transversal del espejo con la deformación en el material ΔL , ecuación A.1, [36].

$$E = \frac{p}{\Delta L/L} \tag{A.1}$$

La descripción anterior es cierta sólo para una presión estática, [36]. Por lo general, el módulo de Young es citado para materiales elásticos. También es un valor unidimensional que ignora los cambios en las dimensiones laterales del material cuando se aplica una tensión. Sin embargo, para una descripción simple, el módulo de Young sirve para describir el proceso básico detrás del mecanismo de transducción.

El mecanismo de transducción térmico ocurre cuando se expone a un cambio de temperatura ΔT , el espesor del material cambia y por lo tanto induce un cambio de la fase.

En general, cuando se calienta un material se expande. El tamaño en el que se expande ΔL se describe por el coeficiente de expansión térmica α , definido por la ecuación A.2.

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha \Delta T \quad (A.2)$$

La diferencia más significativa entre el cambio de camino óptico inducido en el sensor de temperatura y la inducida por una presión, es la escala de tiempo del efecto. [23]

Anexo B

Programas en

MATLAB y Python

Interferómetro Michelson (Programa en MATLAB)

```
clc;
clear all;
close all;
Io = 1; % Voltaje en el fotodetector conectado directamente a la fuente
SLD, Voltaje normalizado.
n=1; % Indice de Refracción para el aire que es el medio en donde se ve
afectado el camino óptico
lambda=1547*10^-9; % longitud de onda del laser rojo
f=100; % Frecuencia del generador de funciones, frecuencia con que vibra
el espejo
t=0:.01*10^-3:50*10^-3; % un rango de tiempo definido
k=2*pi/lambda;
Vg1=500;
Vg2=400;
Vg3=300;
Vg4=200;
Vg5=100;

x1=(0.648*10^-9)*Vg1+50.6*10^-9; % Cambio en el camino óptico
x2=(0.648*10^-9)*Vg2+50.6*10^-9;
x3=(0.648*10^-9)*Vg3+50.6*10^-9;
x4=(0.648*10^-9)*Vg4+50.6*10^-9;
x5=(0.648*10^-9)*Vg5+50.6*10^-9;

DeltaL1=(x1/2)*(cos(2*pi*f*t))-lambda/8; % Cambio en la fase
DeltaL2=(x2/2)*(cos(2*pi*f*t))-lambda/8;
DeltaL3=(x3/2)*(cos(2*pi*f*t))-lambda/8;
DeltaL4=(x4/2)*(cos(2*pi*f*t))-lambda/8;
DeltaL5=(x5/2)*(cos(2*pi*f*t))-lambda/8;

I1=(Io/2)*(1+cos((2*k*n*DeltaL1))); % Señal de interferencia
I2=(Io/2)*(1+cos((2*k*n*DeltaL2)));
I3=(Io/2)*(1+cos((2*k*n*DeltaL3)));
I4=(Io/2)*(1+cos((2*k*n*DeltaL4)));
I5=(Io/2)*(1+cos((2*k*n*DeltaL5)));

figure(1)
hold on
plot(t,I1,'m','LineWidth',3)
hold on
plot(t,I2,'g','LineWidth',3)
hold on
plot(t,I3,'b','LineWidth',3)
hold on
plot(t,I4,'r','LineWidth',3)
hold on
plot(t,I5,'k','LineWidth',3)
hold on
axis([0 50*10^-3 -1 2])
legend('Vg1=500mV','Vg2=400mV','Vg3=300mV','Vg4=200mV','Vg5=100mV')
xlabel('Tiempo [ms]');
ylabel('Intensidad normalizada');
title('Patrón de Interferencia Teórico');
grid on
```

Interferómetro Fabry-Perot (Programa en MATLAB)

```
clc;
clear all;
close all;
R1=input('Dame el coeficiente de reflectividad del primer espejo:');
% igual o menor a uno.
R2=input('Dame el coeficiente de reflectividad del segundo espejo:');
n=1; % índice de refracción del aire, que es el medio que esta entre los
dos espejos

Fi= 0:.01:4*pi;
T = ((1-R1)*(1-R2))./(1+(R1*R2)+2*((R1*R2)^(1/2))*cos(Fi));
R = (R1+R2+2*(R1*R2)^(1/2)*cos(Fi))./(1+R1*R2+2*(R1*R2)^(1/2)*cos(Fi));
lambdacte = 1550*10^-9;
L=lambdacte/(4*n) %Distancia entre los espejos
Lmax=lambdacte/(4*n);
lambda=1*10^-9:1*10^-9:2*1550*10^-9;
Fi_lambda=(4*pi*n*Lmax)./(lambda);
T_lambda=((1-R1)*(1-R2))./(1+(R1*R2)+2*((R1*R2)^(1/2))*cos(Fi_lambda));
R_lambda =
(R1+R2+2*(R1*R2)^(1/2)*cos(Fi_lambda))./(1+R1*R2+2*(R1*R2)^(1/2)*cos(Fi_
ambda));

figure (1); plot(Fi,R)
axis([0 4*pi 0.99 1]);
xlabel('Diferencia de Fase');
ylabel('Intensidad Normalizada');
title('Intensidad Reflejada');
grid on

figure (2); plot(Fi,T)
axis([0 4*pi 0 .01]);
xlabel('Diferencia de Fase');
ylabel('Intensidad Normalizada');
title('Intensidad Transmitida');
grid on

figure (3); plot(lambda,R_lambda)
xlabel('longitud de onda [lambda]');
ylabel('Intensidad Normalizada');
title('Intensidad Reflejada');
grid on

figure (4); plot(lambda,T_lambda)
xlabel('longitud de onda [lambda]');
ylabel('Intensidad Normalizada');
title('Intensidad Transmitida');
grid on
```

Interferómetro Michelson (Programa en Python)

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from matplotlib.widgets import Slider, Button, RadioButtons

fig, ax = plt.subplots()
plt.subplots_adjust(left=0.1, bottom=0.25)
t = np.arange(0.0, 0.02, 0.00001)
n = 1
lam = 1547
a0 = lam/4
f0 = 100
k=2*np.pi/(lam*10**-9)

I = (1/2)*(1+np.cos(2*k*n*((a0*10**-9/2)*np.cos(2*np.pi*f0*t)-lam*10**-9/8)))
l, = plt.plot(t,I, lw=2, color='red')
plt.axis([0, 0.02, 0, 1])

axcolor = 'white'
axfreq = plt.axes([0.1, 0.1, 0.8, 0.03], axisbg=axcolor)
axamp = plt.axes([0.1, 0.15, 0.8, 0.03], axisbg=axcolor)

sfreq = Slider(axfreq, 'Freq', 10.0, 1000.0, valinit=f0)
samp = Slider(axamp, 'Amp', 0.0, 4*lam, valinit=a0)

def update(val):
    amp = samp.val
    freq = sfreq.val
    l.set_ydata((1/2)*(1+np.cos(2*k*n*((amp*10**-9/2)*np.cos(2*np.pi*freq*t)-lam*10**-9/8))))
    fig.canvas.draw_idle()
sfreq.on_changed(update)
samp.on_changed(update)

resetax = plt.axes([0.8, 0.025, 0.1, 0.04])
button = Button(resetax, 'Reset', color=axcolor, hovercolor='0.5')
def reset(event):
    sfreq.reset()
    samp.reset()
button.on_clicked(reset)

plt.show()
```

Interferómetro Fabry-Perot (Programa en Python)

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from matplotlib.widgets import Slider, Button, RadioButtons

fig, ax = plt.subplots()
plt.subplots_adjust(left=0.1, bottom=0.25)

R1 = 0.90
R2 = 0.90
n = 1
Fi = np.arange(0.0, 4*np.pi, 0.01)

R =
(R1+R2+2*(R1*R2)**(1/2)*np.cos(Fi))/(1+R1*R2+2*(R1*R2)**(1/2)*np.cos(Fi))
l, = plt.plot(Fi,R, lw=2, color='red')
plt.axis([0, 4*np.pi, 0, 1])

axcolor = 'white'
axR1 = plt.axes([0.1, 0.15, 0.8, 0.03], axisbg=axcolor)
axR2 = plt.axes([0.1, 0.1, 0.8, 0.03], axisbg=axcolor)

sR1 = Slider(axR1, 'R1', 0.0, 1.0, valinit=R1)
sR2 = Slider(axR2, 'R2', 0.0, 1.0, valinit=R2)

def update(val):
    r1 = sR1.val
    r2 = sR2.val

l.set_ydata((r1+r2+2*(r1*r2)**(1/2)*np.cos(Fi))/(1+r1*r2+2*(r1*r2)**(1/2)
*np.cos(Fi)))
    fig.canvas.draw_idle()
sR1.on_changed(update)
sR2.on_changed(update)

resetax = plt.axes([0.8, 0.025, 0.1, 0.04])
button = Button(resetax, 'Reset', color=axcolor, hovercolor='0.5')
def reset(event):
    sR1.reset()
    sR2.reset()
button.on_clicked(reset)

plt.show()
```

Anexo C

Hojas de especificaciones

OMH 6700B

Power Only
Measurement Heads

Simplify Optical Measurements

Integrating spheres simplify optical power measurements of laser diodes and LEDs by eliminating measurement problems related to detector saturation, alignment beam profile, polarization, and back reflection. Integrating spheres are inherently insensitive to beam profiles, providing you with more flexibility in laser type and launch conditions. Detectors on the interior of the sphere receive an equal distribution of incident light, ensuring the calibration and resultant measurement accuracy are independent of the beam profile.

Measure with Confidence

The OMH-6700B Power Only Measurement Heads are calibrated to NIST traceable standards in ILX's own calibration laboratory, where accuracy

and traceability are its primary concerns. ILX's documented quality system ensures conformance to continuous traceability and ultimately your confidence in the power measurements.

Measurement Flexibility

Each measurement head can be configured for free-space or fiber-coupled measurements. A choice of adapters for fiber coupled measurements is available for FC, SC, ST, and DIN connectors. Bare fiber measurements are also possible with a bare fiber adapter. Configuration of the measurement heads with the desired adapter is simple.

Each head can be ordered with a head mounting kit that comes with an adjustable mounting post so the head integrates easily into your measurement setup.

Specifications

	OMH-6703B	OMH-6708B
POWER MEASUREMENT		
Wavelength Range:	400 to 1100nm	800 to 1600nm
Power Range:	-40 to +30dBm	-50 to +20dBm ²
Damage Threshold	+42dBm	+42dBm
Accuracy ² :	±5.0% ⁴	±5.0%
Entrance Aperture:	6mm	6mm
Sensor Type:	Silicon	InGaAs
Noise:	1nW p-p (typical) ⁵	1nW p-p (typical) ⁶
Temperature Coefficient:	0.1%/°C (typical)	0.1%/°C (typical)
GENERAL		
Operating Temperature:	-10°C to +40°C	-10°C to +40°C
Storage Temperature:	-20°C to +60°C	-20°C to +60°C
Humidity:	<85% RH, non-condensing	<85% RH, non-condensing
Compatible Connector Types:	FC/PC, FC/APC, SC, ST, DIN, Bare Fiber	FC/PC, FC/APC, SC, ST, DIN, Bare Fiber
Dimensions:	69mm (dia) x 28mm (thick)	69mm (dia) x 28mm (thick)
Weight:	13.3 ounces	13.3 ounces
NOTES		
Typical values provide supplemental information beyond guaranteed specification limits.		
1. Unless otherwise noted, all specifications measured at 23°C ±3°C after one hour warm up period. Fiber optic head specifications applicable for 9/125 to 110/140µm fiber, NA = 0.3.		
2. Minimum sensitivity -40dBm from 800 to 1100nm.		
3. Includes traceability to NIST. Calibrated to 21°C ±3°C at 10nm intervals. Uncertainty evaluated according to NIST Technical Note #1297: "Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results." Accuracy specification are verified with the wavelength entered manually (instrument not in auto-wavelength mode).		
4. Add ±0.5% for <440nm and >1000nm.		
5. Measured over one minute, in gain range seven, medium filter mode.		
6. At 980nm.		
ORDERING INFORMATION		
OMM-6810B-120V	Optical Multimeter (includes GPIB), 120V	
OMM-6810B-240V	Optical Multimeter (includes GPIB), 240V	
OMM-6810B-220V	Optical Multimeter (includes GPIB), 220V	
OMM-6810B-100V	Optical Multimeter (includes GPIB), 100V	
OMH-6703B	Silicon Power Head	
OMH-6708B	InGaAs Power Head	
ACCESSORIES		
AO271	FC Adapter Assembly	
AO273	ST Adapter Assembly	
AO120	Bare Fiber Adapter Ring	
BF-820	Bare Fiber Holder (requires AO120)	

 ILX Lightwave[®]
A Newport Corporation Brand

31950 Frontage Road, Bozeman, MT 59715 • FAX: 406-586-9405

www.newport.com/ilxlightwave

For information call

1-800-459-9459

International Inquiries: 406-556-2481
email: sales@ilxlightwave.com



REV03.091713

Fiber

For current pricing, please see our website.

CHAPTERS

- Fiber Patch Cables
- Bare Fiber
- Fiber Optomechanics
- Fiber Components**
- Test and Measurement

SECTIONS

- Collimators
- Couplers**
- WDMs
- RGB Combiner
- Circulators
- Fiber Isolators
- Faraday Mirrors
- Fiber Attenuators
- Polarization Controllers
- Optical Switches
- Mating Sleeves
- Terminating Connectors
- Termination

2 x 2 Single Mode Fiber Couplers and Taps (Page 1 of 2)

NEW
versions



Feature

- Three Split Ratios Offered
 - 50:50
 - 90:10
 - 99:1
- Center Wavelengths from 488 to 1550 nm
- Termination Options: FC/PC, FC/APC, or Unconnectorized
- FC Connectors Feature 2.0 mm Narrow Keys
- Polarization Insensitive
- High Directivity
- Bidirectional
- 0.8 m Fiber Leads (1 m for 10202A)
- Dual-Wavelength Model for 1310 & 1550 nm
- Custom Connectors Available

Thorlabs offers single mode 2 x 2 fiber couplers with center wavelengths from 488 nm to 1550 nm. Split ratios of 50:50, 90:10, and 99:1 are available, with the 99:1 versions typically referred to as fiber optic taps. All fiber leads are 0.8 m long (1 m for 10202A) and have a Ø900 µm Hytrel jacket. All specifications below are valid for couplers without connectors.

Specifications Provided for Unconnectorized Couplers

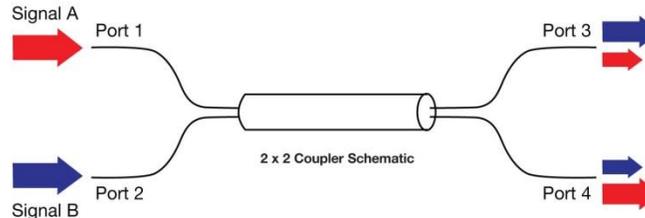
SERIES	FC488	FC532	FC632	FC780
Center Wavelength	488 nm	532 nm	632 nm	780 nm
Bandwidth	±15 nm	±15 nm	±15 nm	±15 nm
Coupling Ratio	50:50 90:10 99:1	50:50 90:10 99:1	50:50 90:10 99:1	50:50 90:10 99:1
Insertion Loss (Coupling Ratio + Excess Loss)	4.0/4.0 dB (50:50) 1.2/11 dB (90:10) 21/0.7 dB (99:1)	4.0/4.0 dB (50:50) 1.2/11 dB (90:10) 21/0.7 dB (99:1)	3.7/3.7 dB (50:50) 11/1.0 dB (90:10) 21/0.6 dB (99:1)	3.6/3.6 dB (50:50) 11/0.8 dB (90:10) 21/0.4 dB (99:1)
Excess Loss (Typical)	1.0 dB	1.0 dB	±0.3 dB	0.3 dB
PDL	0.2/0.2 dB (50:50) 0.1/0.2 dB (90:10) 0.05/0.22 dB (99:1)			
Directivity	≥50 dB	≥50 dB	>55 dB	≥50 dB
Operating Temperature	-40 to 85 °C			
Fiber Type*	460-HP or Equivalent	460-HP or Equivalent	SM600	HI780C

* Equivalent fiber types may be substituted.

SERIES	FC830	FC980	FC1064	10202A
Center Wavelength	830 nm	980 nm	1064 nm	1310 and 1550 nm
Bandwidth	±15 nm	±15 nm	±15 nm	±40 nm
Coupling Ratio	50:50 90:10 99:1	50:50 90:10 99:1	50:50 90:10 99:1	50:50 90:10 99:1
Insertion Loss (Coupling Ratio + Excess Loss)	3.1 - 3.5/3.1 - 3.5 dB (50:50) 9.5 - 10.5/0.4 - 0.7 dB (90:10) 20 - 22/0.15-0.35 dB (99:1)	3.1 - 3.5/3.1 - 3.5 dB (50:50) 9.5 - 10.5/0.4 - 0.7 dB (90:10) 20 - 22/0.15-0.35 dB (99:1)	3.1 - 3.5/3.1 - 3.5 dB (50:50) 9.5 - 10.5/0.4 - 0.7 dB (90:10) 20 - 22/0.15-0.35 dB (99:1)	3.8/3.8 dB (50:50) 12.7/0.8 dB (90:10) 21.6/0.4 dB (99:1)
Excess Loss (Typical)	0.15 dB	0.12 dB	0.12 dB	0.2 dB
PDL	<0.2 dB	<0.15 dB	<0.2 dB	<0.15 dB
Directivity	>55 dB	>55 dB	>55 dB	>60 dB
Operating Temperature	-40 to 85 °C	-40 to 85 °C	-40 to 85 °C	-40 to 85 °C
Fiber Type*	SM800	HI1060FLEX	HI1060FLEX	SMF-28e+

* Equivalent fiber types may be substituted.

Note: Thorlabs uses both narrow (2.0 mm) and wide (2.14 mm) key FC connectors in its product line. Narrow key connectors are used on connectorized fiber, while wide key connectors are used on fiber bulkheads (with few exceptions). This ensures that our connectorized fibers are compatible with all of our mating components.



1112

www.thorlabs.com

THORLABS

Light

For current pricing, please see our website.

CHAPTERS

Coherent Sources

Incoherent Sources

Quantum Electronics

Drivers/Mounts

Accessories

SECTIONS

Mounted LEDs

Unmounted LEDs

SLDs

ASE Sources

Lamps

Optical Amplifiers

Fiber-Coupled SLD Benchtop Sources

The S5FC Series of Benchtop SLD Sources contain a broadband SLD pigtailed to either SM or PM fiber. The SLD is driven with a high-precision, low-noise constant current source, and the temperature of the SLD is independently controlled with an internal TEC element.

The front panel LCD display and controls allow the user to view and set the current and temperature parameters. While the SLD is enabled, the display will show the wavelength (not measured), operating power (calculated from the SLD monitoring diode), and the actual temperature of the SLD.

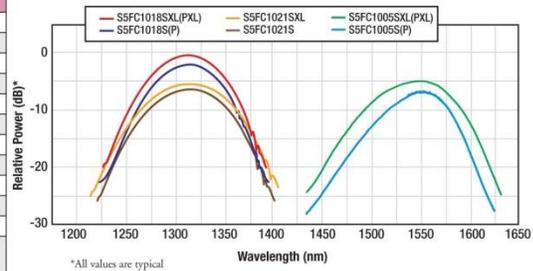
The system's microcontroller actively regulates the drive current and temperature of the SLD as well as monitors the system for fault conditions. The microcontroller has a USB interface that allows for remote adjustment of the output power and temperature of the SLD as well as the enabling of the SLD output.

An analog input is provided on the rear panel; it allows the user to modulate the output of the SLD using an external signal. To prevent damage, the microcontroller will disable the output if the analog input plus the internal setpoint exceeds the SLDs limits.

There is an interlock located on the rear panel that can be used to disable the SLD output when an unsafe condition exists. This interlock must be shorted to enable the SLD output. The SLD output can be easily amplified, thereby increasing the output power using a benchtop semiconductor optical amplifier.



CONTROLLER CHARACTERISTICS	
Current Set Point Resolution	0.1 mA
Adjustment Range	-0 - Full Power
Noise (Typical, Source Dependent)	<0.5%
Modulation Input	0 - 5 V Scaled to Current Limit
Modulation Bandwidth	250 kHz
Rise Time/Fall Time	1.4 μs/1.6 μs
Temperature Control	Integrated TEC
Temperature Adjustment Range	20 - 30 °C
Temperature Stability	<0.01 °C
Connector Type	FC/APC
AC Input	100 - 240 VAC, 50 - 60 Hz
Dimensions (L x W x H)	5.8" x 11.4" x 2.6" (146 mm x 290 mm x 66 mm)



ITEM #	S5FC1021S(P)			S5FC1018S(P)			S5FC1018SXL(PXL)		
	Min	Typical	Max	Min	Typical	Max	Min	Typical	Max
Wavelength (nm)	1290	-	1330	1290	-	1330	1290	-	1330
Output Power (mW)	10	12.5	-	22	30	-	30	-	-
Optical Bandwidth (nm)	80	85	-	40	45	-	45	-	-
RMS Gain Ripple (dB)	-	0.1	0.35	-	0.1	0.35	-	0.1	0.35

ITEM #	S5FC1550S(P)-A2			S5FC1005S(P)			S5FC1005SXL(PXL)		
	Min	Typical	Max	Min	Typical	Max	Min	Typical	Max
Wavelength (nm)	1530	1550	1570	1530	1550	1570	1535	1550	1565
Output Power (mW)	2	2.5	-	20	22	-	22	-	-
Optical Bandwidth (nm)	85	90	-	45	50	-	55	-	-
RMS Gain Ripple (dB)	-	-	0.25	-	0.2	0.35	-	0.2	0.35

SLD Sources: SM Fiber

ITEM #	\$	£	€	RMB	DESCRIPTION*
S5FC1021S	\$ 2,704.00	£ 1,946.88	€ 2,352.48	¥ 21,550.88	SM Benchtop SLD Source, 1310 nm, 12.5 mW (Typical)
S5FC1018S	\$ 2,954.00	£ 2,126.88	€ 2,569.98	¥ 23,543.38	SM Benchtop SLD Source, 1310 nm, 30 mW (Typical)
S5FC1018SXL	\$ 4,676.00	£ 3,366.72	€ 4,068.12	¥ 37,267.72	SM Benchtop SLD Source, 1310 nm, 30 mW (Minimum)
S5FC1550S-A2	\$ 2,384.00	£ 1,716.48	€ 2,074.08	¥ 19,000.48	SM Benchtop SLD Source, 1550 nm, 2.5 mW (Typical)
S5FC1005S	\$ 2,566.00	£ 1,847.52	€ 2,232.42	¥ 20,451.02	SM Benchtop SLD Source, 1550 nm, 22 mW (Typical)
S5FC1005SXL	\$ 3,908.00	£ 2,813.76	€ 3,399.96	¥ 31,146.76	SM Benchtop SLD Source, 1550 nm, 22 mW (Minimum)

*Typical values, see the specifications table for more information.

SLD Sources: PM Fiber

ITEM #	\$	£	€	RMB	DESCRIPTION*
S5FC1021P	\$ 2,854.00	£ 2,054.88	€ 2,482.98	¥ 22,746.38	PM Benchtop SLD Source, 1310 nm, 12.5 mW (Typical)
S5FC1018P	\$ 3,900.00	£ 2,808.00	€ 3,393.00	¥ 31,083.00	PM Benchtop SLD Source, 1310 nm, 30 mW (Typical)
S5FC1018PXL	\$ 6,967.00	£ 5,016.24	€ 6,061.29	¥ 55,526.99	PM Benchtop SLD Source, 1310 nm, 30 mW (Minimum)
S5FC1005P	\$ 3,236.00	£ 2,329.92	€ 2,815.32	¥ 25,790.92	PM Benchtop SLD Source, 1550 nm, 22 mW (Typical)
S5FC1005PXL	\$ 5,640.00	£ 4,060.80	€ 4,906.80	¥ 44,950.80	PM Benchtop SLD Source, 1550 nm, 22 mW (Minimum)
S5FC1550P-A2	\$ 2,534.00	£ 1,824.48	€ 2,204.58	¥ 20,195.98	PM Benchtop SLD Source, 1550 nm, 2.5 mW (Typical)

*Typical values, see the specifications table for more information.

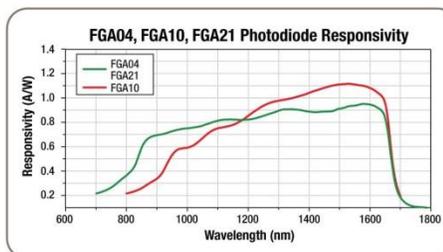
High-Speed InGaAs Photodiodes

- **FGA04:** TO-46 Package, Direct FC/PC Coupled, High Responsivity
- **FGA10:** Low Capacitance and High Responsivity in a TO-5 Package
- **FGA21:** Large Active Area in a TO-5 Package

The FGA21-CAL calibrated photodiode comes with device-specific calibration data. All of Thorlabs' calibrated photodiodes have a measurement uncertainty of $\pm 5\%$ and are NIST traceable.



Calibrated Photodiode Available



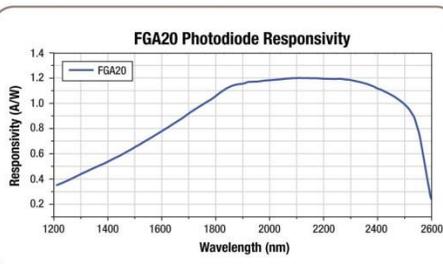
ITEM #	\$	£	€	RMB	RISE TIME*	ACTIVE AREA	NEP	DARK CURRENT	WAVELENGTH
FGA04	\$ 140.00	£ 100.80	€ 121.80	¥ 1,115.80	100 ps @ 12 V	Fiber Input, Ø100 µm	$1.5 \times 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	0.5 nA (5 V) Typical	800 – 1800 nm
FGA10	\$ 158.10	£ 113.83	€ 137.55	¥ 1,260.06	5 ns @ 12 V	0.8 mm ² (Ø1 mm)	$2.5 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	25 nA (5 V) Typical	700 – 1800 nm
FGA21	\$ 212.00	£ 152.64	€ 184.44	¥ 1,689.64	66 ns @ 0 V	3.14 mm ² (Ø2 mm)	$3 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	200 nA (1 V) Max	800 – 1800 nm
FGA21-CAL	\$ 356.00	£ 256.32	€ 309.72	¥ 2,837.32	66 ns @ 0 V	3.14 mm ² (Ø2 mm)	$3 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	200 nA (1 V) Max	800 – 1800 nm

*Photodiodes measured with 50 Ω load

Long Wavelength InGaAs Photodiode

- Wavelength Range: 1200 – 2600 nm
- High Responsivity
- TO-18 Package

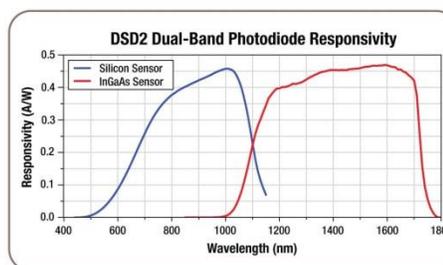
The FGA20 photodiode provides high responsivity from 1200 to 2600 nm, allowing detection of wavelengths beyond the 1800 nm limit of typical InGaAs photodiodes, such as those featured above.



ITEM #	\$	£	€	RMB	RISE TIME	ACTIVE AREA	NEP	DARK CURRENT	WAVELENGTH
FGA20	\$ 254.00	£ 182.88	€ 220.98	¥ 2,024.38	23.0 ns @ 1 V	0.790 mm ² (Ø1 mm)	$2 \times 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	75 µA (1 V)	1200 – 2600 nm

Dual-Band Detector

The DSD2 is a two-element photodiode, which uses Si and InGaAs detectors stacked on top of each other, providing a very wide spectral response. The DSD2 has four pins, two for each sensor. This TO-5 packaged detector is ideal for remote temperature measurements where an extremely wide wavelength range needs to be monitored.



ITEM #	\$	£	€	RMB	RISE TIME	ACTIVE AREA	NEP (950 nm/1550 nm)	WAVELENGTH
DSD2	\$ 532.00	£ 383.04	€ 462.84	¥ 4,240.04	4 µs Typical Both Layers	Ø2.54 mm / Ø1.5 mm	$1.9 \times 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ (Si) $2.1 \times 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ (InGaAs)	400 – 1700 nm

For current pricing, please see our website.

CHAPTERS

Manual Stages

Motorized Stages

Multi-Axis Platforms

Actuators

Controllers

SECTIONS

Linear Translation

Rotation

Goniometers

1/2" (13 mm) Travel Translation Stage, Modular Design (Page 1 of 2)



MT3
Right-Handed
Configuration

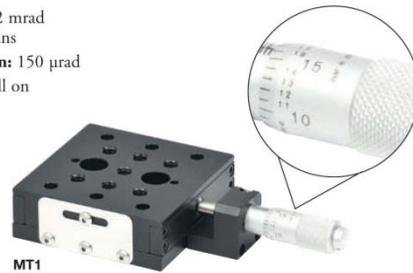
Micrometer Drive:
0.025" per rev
(0.001" per Graduation)

Specifications

- Travel Range: 1/2" (13 mm)
- Vertical Load (Max): 20 lbs (9 kg)
- Horizontal Load (Max): 90 lbs (41 kg)
- Orthogonality: <2 mrad with Alignment Pins
- Angular Deviation: 150 μ rad
- Bearing Type: Ball on Hardened Rods

Features

- Hardened Steel, Linear Bearings
- Modular Design for XYZ Configuration



MT1

The MT Series of Translation Stages, which offers a 1/2" (13 mm) translation range, features hardened steel linear bearings for precise motion and long life. They are available as single-axis or preconfigured XYZ stages. Each stage includes 1/4"-20 (M6) and 8-32 (M4) mounting holes. The two counterbores in the middle of the MT1 stage accept 1/4"-20 (M6) screws and can be used for direct mounting to a breadboard.

MT1 (MT1/M) 1/2" (13 mm) Micrometers

STAGE	TRAVEL	GRADUATION SPACING	BARREL
MT1	0.025"/rev	0.001"	\varnothing 3/8"
MT1/M	500 μ m/rev	10 μ m	\varnothing 3/8"

Alternative Actuators

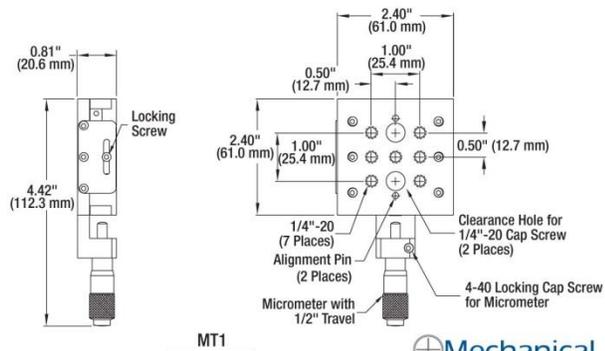
- DRV304 (Page XXX): Differential Micrometer
- DM10 (Page XXX): Differential Micrometer
- ZST13 with ZST13B (Page XXX): Stepper Motor
- Z812B (Page XXX): DC Motor

Manual Stages See Our Motorized Stages Chapter for Details on these Specialized Products Motorized Stages See Page XXX

Motorized Stages



The motorized version of the MT-Series stage can be found in our Motorized Stages chapter.



MT1

Mechanical
Drawings Available on the
WEB

For current pricing, please see our website.

Specs updated 4-17-13 -LF



CHAPTERS

Tables/Breadboards

Mechanics

Optomechanical Devices

Kits

Lab Supplies

SECTIONS

Mini Series

Ø1/2" Post Assemblies

Ø1" Post Assemblies

Ø1.5" Post Assemblies

Mounting/Angle Brackets

Lab Platforms

Instrument Shelves

Lens Tubes

Cage Systems

Optical Rails

Mirror Mounts

Kinematic Mounts

Fixed Mounts

Translation Mounts

Rotation Mounts

Filter Mounts

V-Mounts

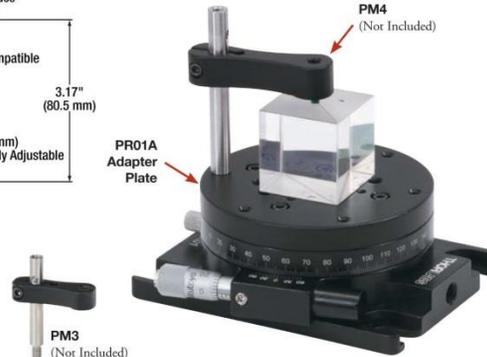
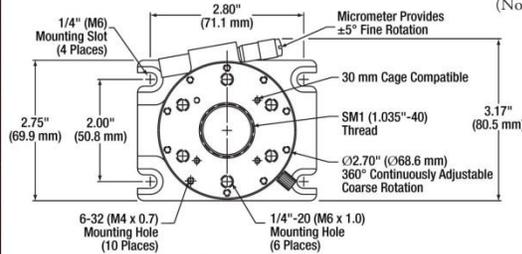
Iris/Apertures

Adapters

Precision Rotation Platform

The PR01 Precision Rotation Platform combines easy-to-use manual rotation with high-precision, backlash-free micrometer adjustment. While the platform dial is in the unlocked position, continuous smooth rotation can be measured with the 1° graduation marks. When locked, the dial is adjusted by the ±5° micrometer drive system, offering 5 arcmin resolution from the side-located vernier. For even higher angular resolution, the vernier can be used to calibrate the micrometer head graduations to as low as 1 arcmin across a ±5° range with an accuracy of better than 1%.

- 360° Coarse Rotation
- 1° Graduations on Main Dial
- Vernier Scale Provides 5 arcmin Resolution
- When Locked, Micrometer-Driven ±5° of Fine Rotation (-2.4 arcmin per Micrometer Division)
- Accepts Ø1" (Ø25.4 mm) Optics up to 0.67" (17 mm) Thick
- Compatible with SM1 (1.035"-40") Series Lens Tubes and Accessories (See Pages XXX - XXX)
- Mounts Horizontally or Vertically Using a Ø1" Post
- Compatible with PM3/PM4 Prism Mounting Hardware (Not Included)



Please refer to our website for complete models and drawings.

PR01

One SM1RR Included with Each Rotation Mount



NEW

NEW

ITEM #	METRIC ITEM #	\$	£	€	RMB	DESCRIPTION
PM3	PM3/M	\$ 18.00	£ 12.96	€ 15.66	¥ 143.46	Small Prism Clamp
PM4	PM4/M	\$ 22.00	£ 15.84	€ 19.14	¥ 175.34	Large Prism Clamp

ITEM #	METRIC ITEM #	\$	£	€	RMB	DESCRIPTION
PR01*	PR01/M*	\$ 318.00	£ 228.96	€ 276.66	¥ 2,534.46	Precision Rotation Platform
PR01A	PR01A/M	\$ 28.00	£ 20.16	€ 24.36	¥ 223.16	PR01 Solid Adapter Plate
SM1RR**	SM1RR**	\$ 4.50	£ 3.24	€ 3.92	¥ 35.87	Additional Ø1" Retaining Ring

*One SM1RR Retaining Ring Included
**Imperial and Metric Compatible

30 mm Cage-Compatible Rotation Adapter for PR01



- Provides 360° Rotation of 30 mm Cage System when Mounted to PR01 Rotation Platform
- One-Handed Clamping Mechanism

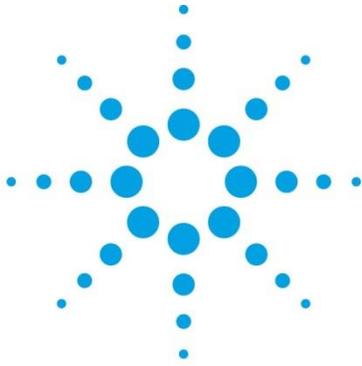
As shown to the right, the CRA30 is an adapter plate that integrates a 30 mm cage system onto a PR01 rotation stage. The one-handed clamping mechanism allows a cage assembly to be added or removed quickly from the system using a 9/64" (3 mm) hex key.



CRA30 Mounted onto a PR01 Holding a 30 mm Cage Assembly (All Parts Sold Separately)

Mechanical Drawings Available on the WEB

ITEM #	METRIC ITEM #	\$	£	€	RMB	DESCRIPTION
CRA30	CRA30/M	\$ 78.00	£ 56.16	€ 67.86	¥ 621.66	30 mm Cage Rotation Adapter for PR01



Agilent 30 MHz Function/Arbitrary Waveform Generators

Data Sheet

33521A 1-Channel Function/Arbitrary Waveform Generator

33522A 2-Channel Function/Arbitrary Waveform Generator

Lowest jitter and total harmonic distortion in its class and true point-by-point arbitrary waveforms that are always alias-protected for exceptional accuracy



Achieving a New Level of Accuracy and Flexibility

Everyday you're developing new technologies that are faster, more efficient, smaller, greener and require more accuracy than ever before. Agilent 33500 Series function/arbitrary waveform generators offer the highest signal fidelity and implement a new breakthrough technology

that provides you with the ability to generate more accurate arbitrary waveforms. With 10x better jitter than anything in their class, they offer unparalleled control of signal frequency for your most challenging measurements.



Agilent Technologies

Specifications

Unless otherwise stated, all specifications apply with a 50 Ω resistive load and auto range ON.

Instrument characteristics

Models & options	
33521A	1-channel
33522A	2-channel
Option 002	Increases arbitrary waveform memory to 16 MSa/channel
Option 010	OCXO timebase for ultra-high stability
Option 400	GPIB interface
Waveforms	
Standard	Sine, square, ramp, pulse, triangle, Gaussian noise, PRBS (Pseudorandom Binary Sequence), DC
Built-in arbitrary	Cardiac, exponential fall, exponential rise, Gaussian pulse, Haversine, Lorentz, D-Lorentz, negative ramp, sinc
User-defined arbitrary	Up to 1 MSa (16 MSa with Option 002) with multi-segment sequencing
Operating modes & modulation types	
Operating modes	Continuous, modulate, frequency sweep, burst, output gate
Modulation types	AM, FM, PM, FSK, BPSK, PWM, Sum (carrier + modulation)

Waveform characteristics

Sine		
Frequency range	1 μ Hz to 30 MHz, 1- μ Hz resolution	
Amplitude flatness (spec) ^{1,2} (relative to 1 kHz)	< 100 kHz:	\pm 0.10 dB
	100 kHz to 5 MHz:	\pm 0.15 dB
	5 to 20 MHz:	\pm 0.30 dB
	20 to 30 MHz:	\pm 0.40 dB
Harmonic distortion (typ) ^{2,3}	< 20 kHz:	< -70 dBc
	20 to 100 kHz:	< -65 dBc
	100 kHz to 1 MHz:	< -50 dBc
	1 to 20 MHz:	< -40 dBc
	20 to 30 MHz:	< -35 dBc
THD (typ)	20 Hz to 20 kHz:	< 0.04%
Non-harmonic spurious (typ) ^{2,3}	Standard: < -75 dBc, increasing +20 dB/decade above 2 MHz Option 010: < -75 dBc, increasing +20 dB/decade above 10 MHz (or < -100 dBm, whichever is greater, below 500 MHz)	
Phase noise (SSB) (typ)	Standard	Option 010
1 kHz offset:	-105	-110 dBc/Hz
10 kHz offset:	-115	-125 dBc/Hz
100 kHz offset:	-125	-135 dBc/Hz

Bibliografía:

- [1] F.W. Sears, "Fundamentos de física III Óptica", Editor Aguilar, (1967).
- [2] F.W. Sears, "Física universitaria con física moderna", Vol. 2, Undécima edición, Pearson, México, (2005).
- [3] E. Hecht, "Óptica", Tercera Edición, Addison Wesley Iberoamerica, Madrid, (2000).
- [4] R. Resnick, D. Halliday, K. S. Krane, "Física Vol. 2", Novena Reimpresión, Grupo Editorial Patria, México, Capítulo 33 (2011).
- [5] A.V. Shepeliov, "Óptica, lo que no se puede olvidar", Editorial URSS, Moscú (2003).
- [6] R. U. Cano, "Fenómenos Ondulatorios" , (6 feb 2009).
<<http://luz.izt.uam.mx/mediawiki/index.php/Usuario:Kano>>
- [7] L. Mandel, E. Wolf, "Optical Coherence and Quantum Optics", Cambridge University Press, (1995).
- [8] V. Aboites, "El Láser", Fondo De Cultura Económica, México, (1991).
- [9] O. Svelto, "Principles of Lasers", Spring, 5^a Edition, (2010).
- [10] F. P. Macedo, "Comunicaciones Ópticas", <<http://comunicacionesopticas.wordpress.com/>>, (Octubre 2013).
- [11] P. Rodríguez, X. Quintana, J. M. Otón, "Fundamentos de Comunicaciones Ópticas: Guía de prácticas", Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación, España, Septiembre de (2012).
- [12] D. A. Krohn, "Fiber Optic Sensors: Fundamentals and Application", Third Edition, Instrumentation System, (Agosto 1988).
- [13] A. García, F. Reguero, "Tutorial de Comunicaciones ópticas", Universidad de Valladolid, <<http://nemesis.tel.uva.es/images/tCO/index.htm>>, (2014).
- [14] B. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", John Wiley & Sons, Inc., (1991).

- [15] W. G. Hahn, "Redes Ópticas Para Internet Del Futuro", Proyectos FONDEF de Investigación y Desarrollo, Chile, (2002).
- [16] E. Udd, "Fiber Optic Sensors", An Introduction for Engineers and Scientists, Second Edition, John Wiley & Sons, New Jersey, (2011).
- [17] S. Yin, "Fiber Optic Sensors", Second Edition, Taylor & Francis Group, Boca Raton Florida, (2008).
- [18] T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. H. Sigel, J. H. Cole, S. C. Rashleigh, and R. G. Priest, "Optical fiber sensor technology", IEEE J. Quantum Electron. 18, (1982).
- [19] C. D. Butter and G. B. Hocker, "Fiber optic strain gauge", Appl. Opt. 17, (1978).
- [20] A. Dandridge, A. B. Tveten, R. O. Miles, D. A. Jackson, and T. G. Giallorenzi, "Single-mode diode laser phase noise", Appl. Phys. Lett. 37, 77 (1981).
- [21] C. Fabry and A. Perot, "Theorieet applications d'une nouvelle methode de Spectroscopie Interferentielle", Ann. Chem. Phys. 16, p. 115, (1899).
- [22] J. Stone, "Optical-fibre Fabry-Perot interferometer with finesse of 300", Electron. Lett.21, (1985).
- [23] P. Morris, "A Fabry-Perot fibre-optic hydrophone for the characterisation of ultrasound fields", Dissertation Doctor of Philosophy, University of London, (2008).
- [24] Y. J. Rao, M. R. Cooper, D. A. Jackson, C. N. Pannell, and L. Reekie, "Absolute strain measurement using an in-fibre-Bragg-grating-based Fabry-Perot sensor", Electron. Lett.,36, p. 708, (2000).
- [25] R. A. Wolthuis, G. L. Mitchell, E. Saaski, J. C. Hartl, and M. A. Afromowitz, "Development of medical pressure and temperature sensors employing optical spectrum modulation", IEEE Trans. Biomed, Engineering, 38, p. 974, (1991).
- [26] K. A. Murphy, M. F. Gunther, A. M. Vengsarkar, and R. O. Claus, "Quadrature phaseshifted, extrinsic Fabry-Perot optical fiber sensors", Opt. Lett., 16, p. 273, (1991).
- [27]Q. M. Zhang, W. Y. Pan, and L. E. Cross, "Laser interferometer for the study of piezoelectric and electrostrictive strains", Journal of Applied Physics 63, (1988).
- [28] B. Joshua, P. Denis, D. James, "Measuring small vibrations with interferometry", Am. J. Phys. 58 (10), October (1990).

- [29] R. W. Speirs and A. I. Bishop, "Photoacoustic tomography using a Michelson interferometer with quadrature phase detection", *Applied Physics Letters* 103, (2013).
- [30] F. Bucholtz, K. P. Koo, and A. Dandridge, "Effect of external perturbations on fiber-optic magnetic sensors", *IEEE J. Lightwave Technol.* 6, (1988).
- [31] A. Yariv, "Introduction to Optical Electronics", Second Edition, Holt McDougal, 1 de (Abril de 1977).
- [32] R. H. Paloma, Q. A. Xabier, M. José, "Fundamentos de Comunicaciones Ópticas: Guía de prácticas", Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación, (Septiembre de 2012).
- [33] D. J. Bates, A. Malvino, "Principios de Electrónica", Séptima Edición, McGraw Hill, España, (2007).
- [34] G. P. Agrawal, "Fiber Optic Communication Systems", 3ed, Wiley –Interscience, EUA, (2002).
- [35] ThorLabs, "Photodiode Tutorial", <<http://www.thorlabs.com>> , (07 de Agosto del 2014).
- [36] E. Lawrence, R. Austin, B. Alan, V. James, "Fundamental of Acoustics", Fourth Edition, John Wiley and Sons, Inc , USA, (2000).