



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

CONSTRUCCIÓN E INSTRUMENTACIÓN DE UN HIDRÓFONO ÓPTICO.

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
RODOLFO JAVIER PETREARCE HERNÁNDEZ

TUTOR PRINCIPAL
GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO
CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO, UNAM.

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX, FEBRERO 2017.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. GARDUÑO MEJÍA JESÚS

Secretario: Dr. GARCÍA VALENZUELA AUGUSTO

Vocal: Dr. SANDOVAL ROMERO GABRIEL EDUARDO

1^{er}. Suplente: Dr. ACEVEDO CONTLA PEDRO

2^d o. Suplente: Dra. VÁZQUEZ HERNÁNDEZ MÓNICA

Lugar donde se realizó la tesis: CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO, UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO, CIUDAD DE MÉXICO

**TUTOR DE TESIS:
GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO.
NOMBRE**

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'G. Sandoval', written over a horizontal dashed line.

FIRMA

Agradecimientos.

A mi esposa Edith Ariana, que no dejó que mi corazón muriera. El nudo en la garganta se inventó la primera vez que te vi.

A mis pequeñas Ilse y Abril así como al recién llegado Adael, mi mundo, y el mundo, son más desde que ustedes llegaron.

A mis padres Ana María y Teodoro y a mis hermanos Omar y Laura por su apoyo y amor.

Al Dr. Eduardo Sandoval por permitirme colaborar en este proyecto, sus enseñanzas y paciencia a largo de este tiempo.

A mis sinodales el Dr. Jesús Garduño, el Dr. Augusto García, el Dr. Pedro Acevedo y la Dra. Mónica Vázquez que con sus aportaciones enriquecieron esta tesis.

A la Universidad Nacional Autónoma de México por brindarme la oportunidad de realizar mis estudios de maestría.

También agradezco el apoyo otorgado por la Dirección General del Personal Académico-UNAM, a través del financiamiento del proyecto PAPIIT IT101515, así como al CONACYT por la beca dentro del PNPC en Ingeniería Eléctrica.

El propósito del método científico es asegurarnos de que la Naturaleza no nos ha inducido a pensar que sabemos algo que en realidad ignoramos. Esa es la razón principal de por qué tanta información científica suena tan aburrida y tan cautelosa. Si uno se descuida o se pone a romancear la información científica, dándole un toque informal aquí y allá, la Naturaleza en todo caso pronto nos hará quedar como tontos.

Del libro del Zen y el arte de la mantención de motocicletas.

Índice.

Capítulo 1. Marco teórico.

1.1 Introducción.....	1
1.2 Ondas acústicas.....	2
1.2.1 Propagación de ondas sonoras.....	4
1.2.2 Impedancia acústica.....	8
1.2.3 Atenuación de ondas acústicas.....	11
1.2.4 Nivel de presión sonora.....	12
1.3 Ondas de luz y propagación en fibra óptica.....	12
1.3.1 Superposición e interferencia de ondas.....	12
1.4 Fibras ópticas.....	16
1.4.1 Conceptos básicos de fibra óptica.....	17
1.4.1.1 Perspectiva de la óptica geométrica.....	17
1.4.1.2 Perspectiva de la óptica ondulatoria.....	20
1.4.2 Parámetros característicos de las fibras ópticas.....	24
1.4.3 Perdidas en fibras ópticas.....	28
1.4.3.1 Pérdidas intrínsecas.....	28
1.4.3.2 Pérdidas extrínsecas.....	29
1.4.3.2.1 Pérdidas por curvatura.....	29
1.4.3.2.2 Pérdidas por acoplamiento.....	31
1.5 Moteado láser o “Laser Speckle”.....	32
1.6 Hidrófonos.....	34
1.6.1 Hidrófono de membrana.....	36
1.6.2 Hidrófonos de aguja.....	37
1.6.3 Hidrófonos en fibra óptica.....	38
1.6.3.1 Hidrófonos en fibra óptica que emplean la comparación entre caminos ópticos.....	38
1.6.3.1.1 Configuración de Mach-Zehnder.....	40

1.6.3.1.2 Configuración de Michelson.....	41
1.6.3.1.3 Configuración de Fabry-Perot.....	41
1.6.3.1.4 Configuración de Sagnac.....	42
1.6.3.2 Hidrófono óptico basado en interferencia multimodal.....	43
1.6.3.2.1 Interferencia entre modos y sus dispositivos.....	43
1.6.3.2.2 Metodología para el hidrófono óptico basado en interferencia multimodal.....	48

Capítulo 2. Montaje Experimental.

2.1 Elaboración del sensor óptico y montaje experimental.....	51
2.2 Recuperación y procesamiento de la señal óptica.....	56
2.3 Barrido sobre el eje Y.....	58
2.4 Barrido sobre el eje X.....	60
2.5 Barrido de frecuencias con el sensor óptico.....	64
2.6 Variación de la tensión de alimentación de la fuente acústica.....	69
2.7 Comparación del sensor elaborado.....	75

Capítulo 3. Análisis de resultados, conclusiones y trabajo a futuro.

3.1 Instrumentación del sensor óptico y montaje experimental.....	76
3.2 Distancia de captación del patrón de moteado y sistema electrónico de procesamiento.....	78
3.3 Barridos sobre ejes.....	80
3.4 Barrido de frecuencias.....	81
3.5 Variación de la tensión de alimentación de la fuente acústica.....	82
3.6 Comparación del sensor elaborado.....	84
3.7 Conclusiones y trabajo a futuro.....	85

Referencias.

Capítulo 1. Marco teórico.

1.1 Introducción.

La medición de diferentes parámetros acústicos nos permite obtener información de gran importancia que puede ser empleada en múltiples aplicaciones. Entre las más comunes se encuentran la caracterización de materiales, ensayos no destructivos y mediciones de temperatura, presión y desplazamiento. Para el caso de mediciones acústicas en fluidos se cuenta con elementos llamados hidrófonos. Los hidrófonos son transductores que reciben las oscilaciones sonoras (frentes de onda) transmitidas en un líquido y las transforman en una señal eléctrica, pueden ser de diferente naturaleza como son cerámicos, poliméricos y ópticos, su aplicación dependerá del caso en específico.

Se estima que casi el 90% de la producción de fibra óptica se ocupa en sistemas de comunicaciones, sin embargo, desde antes de que se pasara a la segunda generación de fibras ya se habían realizado una multitud de pruebas de diversa índole en laboratorios e incluso existían sensores comercializados a base de fibras [1]. Las diferentes aplicaciones de las fibras se basan en sus propiedades físicas, como son las ópticas, las mecánicas y/o las químicas. De estas propiedades las más utilizadas son su transparencia, velocidad de propagación, sensibilidad a cambios externos, flexibilidad, fragilidad, sensibilidad a las radiaciones nucleares, dimensiones pequeñas y un peso muy reducido. Para esta tesis la propiedad que más nos interesa es la sensibilidad a cambios externos, que puede entenderse como la variación de un agente externo (presión, campos electromagnéticos,

deformaciones por curvatura, temperatura, etc.) y que modifica uno o varios parámetros del haz de luz transmitido, además esta variación es detectable con un instrumento adecuado. El agente externo que se pretende estudiar es la presión, un sensor de presión clásico en fibra óptica es aquel en que la intensidad de luz sobre la fibra es modulada directamente por la deformación de la membrana de un sensor convencional, sin embargo, existen otras maneras de emplear la fibra óptica como elemento sensor y no solo como medio de transmisión, más adelante se mostrara una de estas formas.

El hidrófono óptico con base en fibra óptica utilizando interferencia intermodal es el objeto de estudio de este trabajo, la interferometría óptica permite realizar mediciones con un alto grado de precisión y se ha utilizado como una técnica de laboratorio desde hace bastante tiempo, sin embargo, varias innovaciones han ampliado su alcance por lo que su uso se ha extendido a una mayor gama de mediciones y aplicaciones, en el presente capítulo se muestran los conceptos teóricos básicos que precedieron a la construcción e instrumentación del sensor aquí propuesto así como los principios que gobiernan a la variable de interés que es la presión acústica.

1.2 Ondas acústicas.

Puede definirse a la acústica como la generación, transmisión y recepción de energía en forma de ondas vibratorias en la materia [2]. El sonido es un tipo de onda que se propaga únicamente en presencia de un medio material que haga de soporte a la perturbación. El concepto de onda está estrechamente relacionado con dos mociones principales, es un fenómeno que varía en el tiempo y que se propaga

a través del espacio. El fenómeno acústico más conocido es el que se relaciona con la sensación de sonido, una perturbación se interpreta como un sonido si su frecuencia está en el intervalo de 20 Hz a 20 kHz, sin embargo, la acústica también incluye las frecuencias ultrasónicas que son superiores a 20 kHz y las frecuencias infrasónicas que son inferiores a 20 Hz.

El hecho de que un evento sonoro pueda ser percibido presupone la existencia de una cadena de efectos. Una fuente sonora genera vibraciones de pequeña amplitud en el medio que la rodea y debido a la compresibilidad y a la masa del medio estas se propagan. Físicamente en este proceso ocurren pequeñas variaciones de presión en el medio. A estas variaciones de presión, que se combinan con la presión estática p_0 , se les denomina presión sonora p . La presión se define como la cantidad de fuerza ejercida sobre un área unitaria de una sustancia [3]. Esta magnitud es dependiente tanto del tiempo como del espacio y se le considera la propiedad acústica más importante. La radiación de la fuente produce un campo sonoro con una determinada distribución espacial al que a cada instante de tiempo le corresponde una nueva presión instantánea [2]. Si no se considera que las ondas acústicas se atenúan con la distancia a la fuente, que estas pueden tener un comportamiento direccional y que es posible la producción de ecos, entonces es posible establecer que la única diferencia para distintos puntos es que les corresponden diferentes tiempos de retraso y entonces se puede considerar que las señales acústicas tienen la misma composición espectral para cada punto. Sin embargo las cantidades acústicas, la velocidad de propagación de la onda y la atenuación que sufre la misma, dependen de las propiedades mecánicas del material [2, 3].

1.2.1 Propagación de ondas sonoras.

La propagación del sonido en un medio se puede explicar mediante la solución de la ecuación de onda, esta ecuación se presentara más adelante al estudiar las ondas luminosas. Esta propagación se realiza a través de un medio en forma de vibraciones mecánicas de las moléculas. El medio puede ser sólido, líquido o gaseoso, y la velocidad de propagación está determinada por la densidad y elasticidad del medio.

Todos los materiales que conocemos están constituidos por átomos, los cuales pueden propagar una onda mecánica, como el sonido, siempre y cuando el material soporte la deformación que la onda le producirá, es decir los materiales que son viscoelásticos, y que sean forzados a vibrar dentro de sus límites de equilibrio, es importante mencionar que el medio en el cual las ondas se propagan es considerado como medio continuo. Las fuerzas de restauración elástica de las partículas combinadas con la inercia de las mismas partículas permiten esta propagación. Existen diferentes modos de vibración a nivel atómico como por ejemplo: las ondas longitudinales, ondas transversales, ondas superficiales y ondas de placa, en la figura 1.1 se ilustra la propagación de ondas longitudinales.

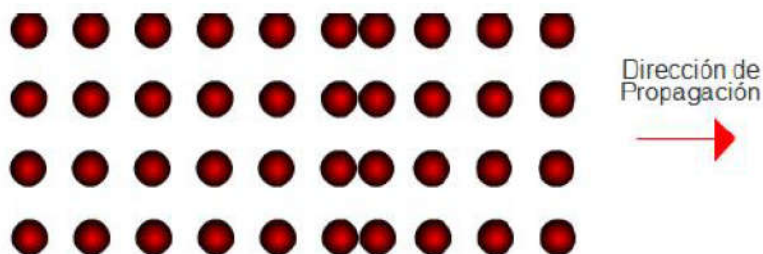


Figura 1.1 propagación de ondas longitudinales.

Las ondas longitudinales u ondas de compresión, se propagan de manera paralela respecto a la dirección de propagación de la onda. Esto provoca que en los átomos se encuentren zonas con mayor densidad que fluctúan durante el movimiento [2, 4]. Las compresiones son máximos de presión y densidad mientras que los enrarecimientos son mínimos de presión y densidad. Cuando se habla de presión acústica nos referimos a las variaciones de presión respecto a la correspondiente al medio sin perturbar. La presión acústica es el resultado de la propia propagación de las ondas acústicas. Cuando una onda viaja, se producen cambios en la densidad del medio por donde se propaga y por lo tanto cambios locales en la presión que las moléculas se ejercen entre sí. Esta presión se denomina presión acústica y se mide en pascales [5]. En la figura 1.2 se muestra el comportamiento de la presión y densidad de un medio al ser perturbado por una onda mecánica.

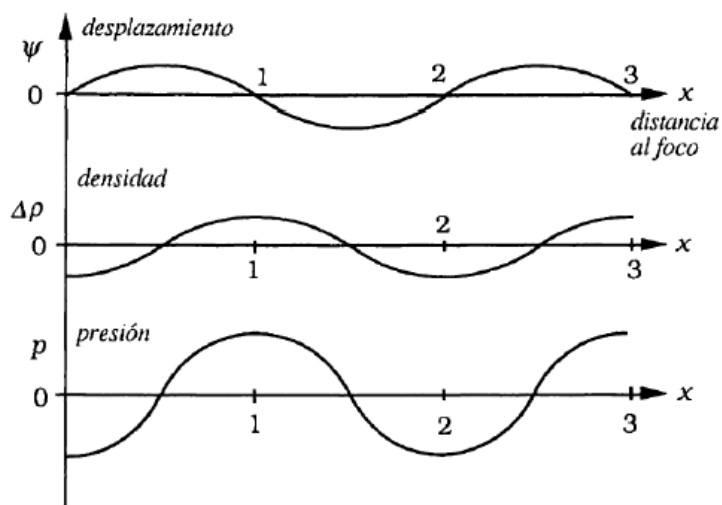


Figura 1.2 Comportamiento de la presión y densidad.

La presión acústica puede ser una medida temporal (presión acústica instantánea), o una relación con la cantidad de energía efectiva (presión acústica eficaz o r.m.s.),

matemáticamente la presión acústica se puede representar mediante la siguiente ecuación:

$$p(x, t) = P(x, t) - p_0 \dots (1.1)$$

donde: p es la presión acústica en el instante t , P es la presión del medio en el instante t y p_0 es la presión correspondiente al estado de equilibrio no perturbado [2, 4, 5, 6].

Las ondas acústicas se propagan debido a las vibraciones o a los movimientos oscilatorios de las partículas dentro de un material. Una onda se puede visualizar como un número infinito de masas o de partículas oscilantes conectadas por medio de resortes elásticos. Cada partícula individual es influenciada por el movimiento de su vecino más cercano y las fuerzas elásticas de restauración e inercia que actúan sobre cada partícula, en la figura 1.3 se muestra un esquema del modelo descrito.

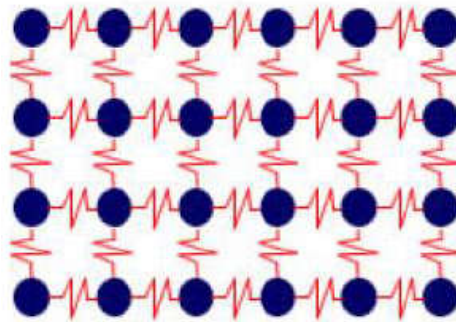


Figura 1.3 Modelo atómico de la materia.

Un sistema con una masa y un resorte tiene una sola frecuencia resonante, determinada por la constante del resorte k y la masa M . La constante del resorte es la fuerza de restauración de un resorte por unidad de longitud. Dentro del límite

elástico de cualquier material, hay una relación lineal entre la dislocación de una partícula y la fuerza que procura restaurar a la partícula a su posición de equilibrio.

Un cuerpo tiende a recobrar su forma y tamaño original cuando cesan las fuerzas de deformación o torque, si no existe disipación de energía este sistema es llamado cuerpo elástico. Este comportamiento de los cuerpos elásticos es descrito básicamente por la ley de Hooke. En términos del resorte, la ley de Hooke dice que la fuerza de restauración en un resorte es proporcional a la longitud que el resorte está estirado y actúa en dirección opuesta. De manera matemática esto se expresa por:

$$F = kx \dots (1.2)$$

Donde, F es la fuerza, k es la constante del resorte y x es la cantidad de dislocación de la partícula [5, 6].

De manera general la ley de Hooke se puede enunciar como que el esfuerzo es igual al producto entre el módulo y la deformación, entendiendo al esfuerzo como la fuerza aplicada por unidad de área y a la deformación como cualquier cambio que ocurra en las posiciones relativas de las partes del cuerpo elástico bajo la acción de un esfuerzo. Sobre el intervalo elástico el módulo representa una constante que describe la relación lineal entre el esfuerzo y la deformación, esto es, el esfuerzo es proporcional a la deformación.

Cuando se emplea la ley de Hooke junto a la segunda ley de Newton se puede analizar la velocidad del sonido. La velocidad del sonido en un material está en función de las características del material y es independiente de la amplitud de la onda acústica. La segunda ley de Newton dice que la fuerza aplicada a una partícula

es directamente proporcional al producto de la aceleración de la partícula por la masa de la misma, esto es:

$$F = ma \dots (1.3)$$

La ley de Hooke entonces dice que esta fuerza será balanceada por una fuerza con dirección opuesta que es dependiente de la cantidad de dislocación y la constante del resorte. Al igualar (1.2) y (1.3) se puede observar que únicamente la aceleración y la dislocación son variables, y que además estas son directamente proporcionales. Entonces resulta que el tiempo que tarda una partícula en moverse y regresar a su posición de equilibrio es independiente de la fuerza aplicada. Por lo tanto en un material dado las ondas acústicas siempre viajan a la misma velocidad, sin importar la magnitud de la fuerza siempre y cuando otras variables, tales como la temperatura, se mantengan constantes. La razón de porque las perturbaciones mecánicas viajen a diferentes velocidades en diferentes materiales es que la masa de los átomos y el módulo de elasticidad del material difiere para cada tipo.

1.2.2 Impedancia acústica.

En acústica se tiene tres tipos diferentes de definición para la impedancia, como son la impedancia de campo Z_f , la impedancia mecánica Z_{mech} y la impedancia acústica Z_a . Los tres tipos se pueden convertir entre sí a condición de conocer el área de radiación efectiva de la fuente sonora [4], para este trabajo únicamente se toma en cuenta la definición de impedancia acústica a la que llamaremos simplemente Z .

La impedancia acústica Z es la resistencia que opone un material a la propagación del sonido y se define como:

$$Z = \rho v \dots (1.4)$$

donde ρ es la densidad del material y v la velocidad acústica en dicho material. Conocer la impedancia acústica es de suma importancia para poder determinar la transmisión y la reflexión acústica en los límites de dos materiales con diferente impedancia acústica y la determinación de absorción del sonido en un medio. Al contrario de la impedancia eléctrica, que al aumentar hace que disminuya la intensidad de la corriente eléctrica, el incremento de la impedancia acústica hace que aumente la intensidad sonora transmitida. Para que exista una buena transmisión es necesario que las impedancias de los medios contiguos sean casi iguales, al ser muy diferentes la mayor parte de la energía es devuelta por reflexión [5, 6].

Las ondas sonoras se reflejan en los límites donde hay una diferencia entre las impedancias acústicas de los materiales, a estos límites se les llama interfases acústicas.

Dependiendo del acoplamiento acústico entre los medios por los cuales viajara la onda sonora tendremos una cierta cantidad de energía transmitida y reflejada. Entre menor sea el acoplamiento mayor será el porcentaje de la energía que será reflejado en el límite entre un medio y otro, y menor será la cantidad de energía transmitida. Si se conocen los valores de las impedancias acústicas de cada medio podemos calcular la cantidad de energía que se transmite y que se refleja mediante los coeficientes de transmisión y reflexión respectivamente.

El coeficiente de transmisión T describe la amplitud (o la intensidad) de una onda transmitida respecto a la onda incidente. De forma matemática podemos expresarlo como:

$$T = \frac{4Z_2Z_1}{(Z_2 + Z_1)^2} \dots (1.5)$$

donde, Z_1 y Z_2 son las impedancias acústicas de los materiales 1 y 2 respectivamente.

El coeficiente de reflexión R describe la amplitud (o la intensidad) de una onda reflejada respecto a la onda incidente. Podemos calcular su valor mediante la siguiente expresión:

$$R = \left[\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right]^2 \dots (1.6)$$

El ángulo con el cual la onda incide en el segundo medio es también un factor importante a considerar ya que si incide de manera perpendicular en el medio, la reflexión se presentara hacia la fuente generadora, en la misma dirección pero en sentido opuesto. En tanto que si la incidencia es oblicua a la interfase acústica, la onda se refleja con un ángulo igual al de incidencia. Los distintos tipos de incidencia pueden observarse en la figura 1.4. Del 100% de energía que incide una parte es reflejada en la interfase hacia la fuente generadora, y la otra parte se transmite al segundo medio. Se establece que de la suma de los coeficientes de transmisión y reflexión se obtiene el 100% de la energía de incidencia original [2, 4, 5, 6].

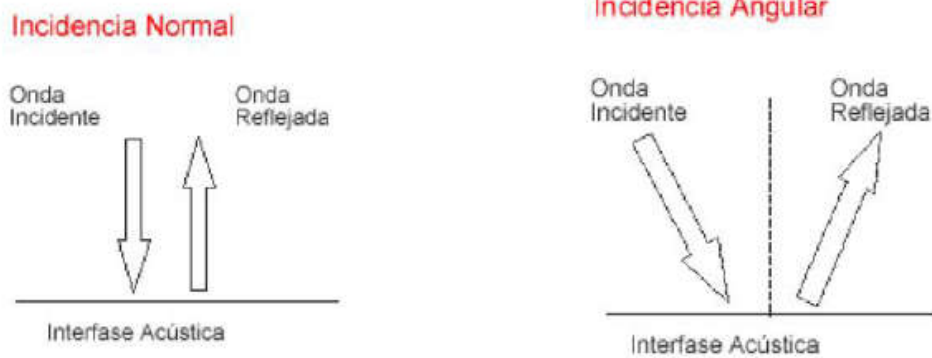


Figura 1.4. Incidencia normal e incidencia angular.

1.2.3 Atenuación de ondas acústicas.

A medida que la onda acústica viaja a través de un medio, su intensidad acústica es degradada, en materiales ideales la presión del sonido es reducida solamente por la propagación de la onda, mientras que en materiales reales se produce un efecto que debilita el sonido mientras más se aleja de la fuente del mismo; la energía sonora perdida se transforma la mayor parte en calor. Este decaimiento en la energía se debe principalmente a la combinación de diversos factores, pero los más importantes de estos son la absorción y el scattering. La absorción es la conversión de la energía ultrasónica a otras formas de energía, en tanto que el scattering es la reflexión del sonido en otras direcciones diferentes a su dirección original de propagación. En los líquidos se puede considerar que el scattering es despreciable y por lo tanto, se dice que la atenuación del sonido se debe principalmente a la absorción. La atenuación es directamente proporcional a la frecuencia del sonido utilizado, por lo que debemos esperar una mayor pérdida de intensidad del haz con sonidos de mayor frecuencia.

1.2.4 Nivel de presión sonora.

La magnitud física presión sonora no se utiliza como medida técnica debido a la naturaleza del sistema de audición. Por tal motivo se emplea una magnitud logarítmica. Internacionalmente se define al nivel de presión sonora L como:

$$L = 20 \log\left(\frac{p}{p_0}\right) = 10 \log\left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \dots (1.7)$$

Con $p_0 = 2 \times 10^{-5} \text{ N/m}^2$, y p es el valor efectivo de la señal temporal [2].

La unidad de presión del Sistema Internacional de Unidades es el pascal. Se define como la presión que ejerce una fuerza de 1 newton sobre una superficie de 1 metro cuadrado normal a la misma.

1.3 Ondas de luz y propagación en fibra óptica.

La luz puede describirse como un fenómeno de ondas electromagnéticas gobernado por los mismos principios teóricos que rigen a todas las demás formas de radiación electromagnética, esta manera de abordarla se llama óptica electromagnética [7]. En los siguientes párrafos se describirán los conceptos básicos de esta teoría.

1.3.1 Superposición e interferencia de ondas.

Se puede pensar en la luz como una onda electromagnética transversal que se propaga a través del espacio. Debido a que los campos eléctrico y magnético están unidos entre sí y se propagan juntos, generalmente es suficiente con considerar solamente el campo eléctrico en cualquier punto para estudiar el comportamiento de una onda luminosa. En el espacio libre estas viajan con una velocidad constante

de aproximadamente 3×10^8 m/s. Una onda es una perturbación que avanza en un medio material o incluso en el vacío, una onda viajera clásica es una alteración autónoma del medio en el que se propaga, que se mueve en el espacio transportando energía e impulso [8], matemáticamente pueden ser representadas por una función real de la posición $r = (x, y, z)$ y del tiempo t , denotada por $u(r, t)$ y conocida como función de onda la cual satisface la ecuación 1.8 a la cual se le da el nombre de ecuación de onda.

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \dots (1.8)$$

La ecuación anterior puede ser reescrita al utilizar la definición del operador ∇ , es decir, cada componente del campo de una onda electromagnética satisface la ecuación de onda diferencial tridimensional escalar presentada en la ecuación 1.9.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \dots (1.9)$$

La ecuación 1.8 es lineal y, por tanto, cualquier combinación lineal de sus soluciones individuales $u_1(r, t), u_2(r, t), \dots, u_n(r, t)$, será a su vez solución de esta ecuación. Al ser una ecuación lineal también cumple con el principio de superposición, esta propiedad sugiere que la perturbación resultante en cualquier punto en un medio es la suma algebraica de las ondas constituyentes de dicha perturbación [7, 8]. De manera informal se puede definir a la superposición como el acto de encimar dos elementos, para nuestro caso se trata de encimar ondas. Una solución de la ecuación de onda puede escribirse de la siguiente forma:

$$E(x, t) = E_0 \sin[\omega t - (kx + \varepsilon)] \dots (1.10)$$

La interferencia es el efecto neto de la combinación de dos o más ondas que se mueven en caminos coincidentes y es una propiedad de todos los tipos de ondas para formar variaciones estacionarias de intensidad al ocurrir la superposición de dos o más ondas. Para que esto pueda suceder es necesario que el haz luminoso sea coherente o al menos parcialmente coherente, por tal motivo es muy difícil observar este fenómeno con la luz natural del sol o la luz de una bombilla, por otro lado, es relativamente sencillo obtener efectos de interferencia con la ayuda de un láser. Cuando ocurre un fenómeno de interferencia la intensidad resultante de la superposición de dos haces no es igual a la suma algebraica de sus intensidades individuales y cada punto depende de si las ondas se refuerzan o se anulan entre sí [7, 8, 9,10]. Para analizar el fenómeno de interferencia consideremos el caso en el que dos ondas interfieren teniendo idéntica frecuencia y la misma dirección de polarización.

La amplitud compleja en cualquier punto del patrón de interferencia es entonces la suma de las amplitudes complejas de las dos ondas, de modo que podemos escribir:

$$A = A_1 + A_2 \dots (1.11)$$

donde $A_1 = a_1^{-i\phi_1}$ y $A_2 = a_2^{-i\phi_2}$ son las amplitudes complejas de cada onda. El campo luminoso E varía en el tiempo a una velocidad muy rápida, aproximadamente, de 4.3×10^{14} Hz a 7.5×10^{14} Hz de tal manera que el campo es una cantidad poco práctica de detectar, mientras que la irradiancia I , que es la magnitud utilizada para describir la potencia incidente por unidad de superficie de todo tipo de radiación electromagnética, es directamente medible mediante una gran variedad de sensores. La irradiancia resultante es:

$$I = (A_1 + A_2)(A_1 + A_2) = |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1A_2 + A_1A_2$$

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2} \cos(\phi) \dots (1.12)$$

donde I_1 e I_2 son las irradiancias de las ondas actuando por separado y $\phi = \phi_1 - \phi_2$ es la diferencia de fase entre las ondas. Al término $2(I_1I_2)^{1/2} \cos(\phi)$ se lo conoce como término de interferencia y se le denota por I_{12} . Si las dos ondas provienen de una fuente en común la diferencia de fase corresponde con la diferencia de camino óptico p .

$$p = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\phi \dots (1.13)$$

En diferentes puntos del espacio, la irradiancia total puede ser mayor, menor o igual a $I_1 + I_2$ dependiendo del valor I_{12} el cual depende de ϕ . Un máximo en la irradiancia se obtiene cuando $\cos \phi = 1$, de modo que:

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2} \dots (1.14)$$

Cuando, $\phi = 0 \pm 2\pi \pm 4\pi, \dots$

En este caso se tiene interferencia total constructiva, el desfase entre las dos ondas es un múltiplo entero de 2π mientras que las perturbaciones están en fase. Cuando $0 < \cos(\phi) < 1$ las perturbaciones están fuera de fase y se obtiene interferencia constructiva. Con $\cos \phi = 0$ las ondas están desfasadas 90° e $I = I_1 + I_2$. Para el caso donde $0 > \cos(\phi) > -1$ se tiene interferencia destructiva. El valor mínimo se produce al estar las ondas desfasadas 180° , lo cual ocurre para el valor de $\cos \phi =$

1 y

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2(I_1 I_2)^{1/2} \dots (1.15)$$

cuando $\phi = \pi \pm 3\pi \pm 5\pi, \dots$ a este caso se le conoce como interferencia total destructiva [7, 8, 9,10, 11].

Para el caso en donde las amplitudes de ambas ondas son iguales, es decir, $I_0 = I_1 = I_2$, la ecuación 1.12 puede reescribirse de la siguiente manera:

$$I = 2I_0(1 + \cos \phi) = 4I_0 \cos^2 \frac{\phi}{2} \dots (1.16)$$

A partir del estudio del fenómeno de interferencia surge la llamada interferometría, las técnicas derivadas de ella son utilizadas en múltiples ciencias y tecnologías. Los interferómetros son un instrumento óptico que emplea la interferencia de las ondas de luz para medir con gran precisión longitudes de onda de la misma luz [7, 8], se han desarrollado una gran cantidad de los mismos que dependiendo de la aplicación presentan más o menos ventajas. En el apartado designado para los hidrófonos se muestran algunos ejemplos de interferómetros.

1.4 Fibras ópticas.

La fibra óptica es un medio de transmisión de información, que de forma general está compuesta básicamente por una región cilíndrica de vidrio o plástico, por la cual se efectúa la propagación, denominada núcleo y de una zona externa al núcleo y coaxial con él llamada revestimiento. El concepto de introducir la luz dentro de un dieléctrico mediante reflexión total interna tiene bastante tiempo de haber sido concebida, en 1841 Jean Daniel Colladon hizo pasar un rayo de luz en el chorro de una cascada con lo que demostró que podía ser reflejada en su interior mientras que en 1870 John Tyndall demostró que una pequeña corriente de agua podía

contener y guiar la luz [13]. En el siguiente apartado se desarrollaran los conceptos físicos básicos acerca de la fibra óptica, sus características y algunas aplicaciones de interés.

1.4.1 Conceptos básicos de fibra óptica.

Se puede estudiar la transmisión de luz a través de fibra óptica desde dos puntos de vista, el primero parte de la óptica geométrica mientras que el segundo tiene como pilar fundamental la óptica ondulatoria. A continuación se presentaran ambas vertientes.

1.4.1.1 Perspectiva de la óptica geométrica.

La luz puede transmitirse, reflejarse o refractarse en la superficie de separación que existe entre dos medios diferentes, en otras palabras la luz sufre un cambio de dirección.

Las leyes de la reflexión pueden resumirse de la siguiente manera:

1. Si la luz incide sobre una superficie reflejante en un punto P , el ángulo de reflexión θ_r es igual al ángulo de incidencia θ_i . Los ángulos son medidos con respecto a la recta normal a la superficie reflectora.
2. El rayo incidente R_i , el rayo reflejado R_r y la normal pertenecen a un mismo plano llamado plano de incidencia [7, 9,10, 11,12, 14, 15].

Las leyes de refracción pueden resumirse de la siguiente manera:

1. La relación entre la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en un medio dieléctrico se llama índice de refracción del dieléctrico y se denota

con la letra n . Este índice es una característica específica del medio y se tiene que: $c/v = n$ con $n > 1$.

2. La luz se refracta cuando atraviesa la interfaz de dos diferentes medios dieléctricos cuyos índices de refracción son n_1 y n_2 respectivamente de tal forma que:

- El rayo incidente R_i , el rayo reflejado R_r y la normal están en un mismo plano llamado plano de incidencia.
- La relación entre el seno y el ángulo de incidencia θ_1 y el seno del ángulo de refracción θ_2 es constante y se define por:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \dots (1.17)$$

A esta relación se le conoce como Ley de Snell [7, 9,10, 11,12, 14, 15].

Las consecuencias de las leyes de refracción se enuncian a continuación:

Cuando $n_1 < n_2$. La luz pasa de un medio a otro que tiene un índice de refracción mayor, en la figura 1.5 se ejemplifica este caso.

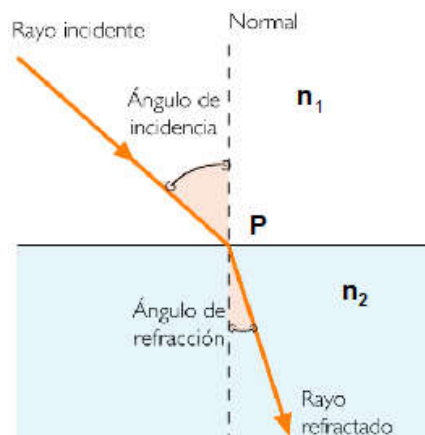


Figura 1.5. Refracción de la luz.

Se tiene que $\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1$, para el cual existe un valor máximo del ángulo de refracción θ_{2c} , valor que corresponde a $\sin \theta_1 = 1$. El valor θ_{2c} se conoce como el ángulo crítico de refracción y se calcula mediante:

$$\theta_{2c} = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \dots (1.18)$$

Cuando $n_1 > n_2$. La luz pasa de un medio a otro que tiene un índice de refracción menor. La función seno no puede ser mayor que uno y la relación n_1/n_2 si lo es, entonces $\sin \theta_1$ tiene como límite a $\sin \theta_{1c}$. En la figura 1.6 se ejemplifica este caso.

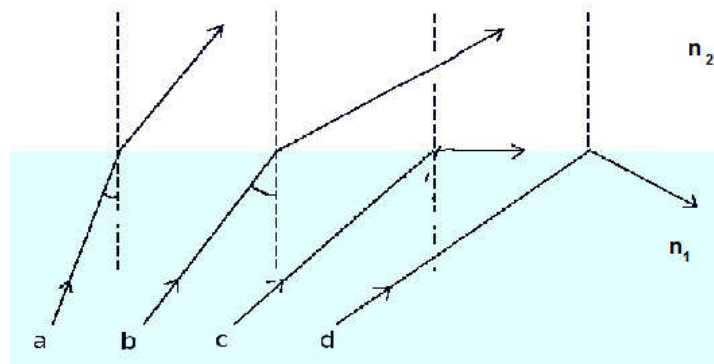


Figura 1.6. Refracción de la luz y reflexión total interna.

$$\theta_{1c} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \dots (1.19)$$

Si $\theta_1 > \theta_{1c}$, la luz no se refracta y se refleja totalmente en el medio original. A θ_{1c} se le conoce como ángulo crítico o ángulo mínimo de reflexión total interna. Entonces la reflexión total interna se presenta cuando la luz alcanza la interfaz con ángulo superior al ángulo crítico y $n_1 > n_2$ [7, 9,10, 11,12, 14, 15].

Para que la luz permanezca confinada en un canal debe de sufrir reflexiones cada vez que llegue a la interfaz del canal con un medio circundante. Una fibra óptica es un cilindro de material dieléctrico llamado núcleo en el que el índice de refracción n_1 es superior al del medio circundante llamado revestimiento. En la figura 1.7 se muestra un ejemplo de fibra óptica en donde a es el radio del núcleo y b el radio del revestimiento.

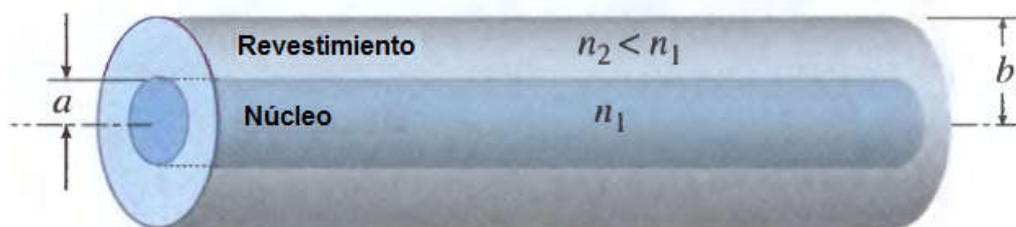


Figura 1.7. Fibra óptica.

Al cumplir con las condiciones descritas anteriormente la fibra puede contener un haz luminoso y así transmitirlo, sin embargo, para la aplicación aquí propuesta es necesario abordar la conducción de luz desde el punto de vista de la óptica ondulatoria.

1.4.1.2 Perspectiva de la óptica ondulatoria.

La naturaleza ondulatoria de la luz hace que existan interferencias entre diferentes ondas en el interior de la fibra. Para que pueda haber una transferencia efectiva de energía es necesario que se produzca interferencia constructiva para evitar la anulación del campo electromagnético y por consecuencia de la energía.

Una fibra óptica es una guía de onda de forma cilíndrica, sus propiedades solo pueden determinarse de manera rigurosa al aplicar las ecuaciones de Maxwell para el medio en cuestión y con la geometría correspondiente.

La ecuación de Maxwell del rotacional del campo eléctrico, en coordenadas cilíndricas, tiene la forma:

$$\text{rot } E = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \quad \frac{\partial E_\theta}{\partial z} \right) \hat{\rho} + \left(\frac{\partial E_\rho}{\partial z} \quad \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right) \hat{\theta} + \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho E_\theta)}{\partial \rho} \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_\rho}{\partial \theta} \right) z = i\omega\mu H \dots (1.20)$$

Con una expresión análoga para el campo H . Donde E_ρ, E_θ y E_z son las componentes radial, azimutal y axial del campo eléctrico, asociadas a los vectores unitarios $\hat{\rho}, \hat{\theta}$ y z . Las correspondientes ecuaciones de Helmholtz, son:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} = (\gamma^2 + k^2)E \dots (1.21)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial H}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 H}{\partial \theta^2} = (\gamma^2 + k^2)H \dots (1.22)$$

donde, $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ y γ la constante de propagación.

Es posible resolver estas ecuaciones mediante separación de variables, de la forma

$E_z(\rho, \theta) = P(\rho)\Theta(\theta)$. La solución correspondiente a Θ es:

$$\Theta(\theta) = A \sin(v\theta) + B \cos(v\theta) \dots (1.23)$$

Donde, v ha de tener un valor entero, positivo o negativo, de tal manera que la función $\Theta(\theta)$ cumpla con la condición de periodicidad $\Theta(\theta + 2\pi) = \Theta(\theta)$.

La ecuación correspondiente a la componente azimutal es una ecuación típica de Bessel cuya solución depende del valor de k_c [12, 16]. Si $k_c^2 > 0$ su valor es:

$$P(\rho) = C J_v(k_c \rho) = D Y_v(k_c \rho) \dots (1.24)$$

Donde, J_v es la función Bessel de primer grado y Y_v de segundo grado.

De los resultados se tiene que las ecuaciones anteriores no son válidas para las fibras de índice gradual ya que la constante dieléctrica es variable con el radio. Los

campos en la cubierta deben disminuir conforme el radio se hace mayor. La aplicación de condiciones de contorno dará lugar a soluciones discretas o modos, estos son las direcciones permitidas de propagación [12,16, 17].

Para poder representar el concepto de los modos de propagación se recurre al caso de una guía de ondas plana conformada por una lámina de material dieléctrico con un índice de refracción n_1 que tiene en sus caras mayores una capa de material dieléctrico con índice de refracción n_2 , donde $n_1 > n_2$. Aunque este caso no es exactamente igual al de la fibra óptica guarda cierta similitud.

Las ondas se propagan en la dirección z de manera libre, mientras que están restringidas en la dirección y por las dos capas del dieléctrico con un índice de refracción menor. Sin embargo, en la dirección y las ondas son reflejadas hacia atrás desde el límite que separa a los dos dieléctricos, como resultado, se forman ondas estacionarias en la dirección y .

En la figura 1.8 se muestran los primeros modos en la guía de ondas. El modo principal, designado como $k=1$ tiene un pico en el centro, mientras que los modos posteriores tienen más picos, es necesario observar que el perfil de potencia de estos modos no va a cero en el límite. Las condiciones de los límites requieren que los campos existan en ambos lados del límite. Resolver la ecuación de onda produce campos evanescentes que se propagan junto con el modo principal en la dirección z , pero tienen un perfil de decaimiento exponencial en la dirección y .

Una guía de ondas sólo soporta un número finito de modos a lo largo de la dirección en la que su tamaño es limitado. En la dirección y , una onda estacionaria se forma cuando un número entero de medias longitudes es capaz de introducirse en la

distancia que separa los dos dieléctricos de $a/2$ a $a/2$ para este caso. Aquellas ondas que no satisfacen esta condición se irradiarán fuera de la guía de ondas y no se propagarán por mucho tiempo.

El modo principal tiene la longitud de onda más larga, y por lo tanto la frecuencia óptica más baja en comparación con los demás modos que son conocidos como modos superiores. En consecuencia, se puede decir que la guía de ondas tiene una frecuencia o longitud de onda de corte, por lo que al elegir las dimensiones de la guía estamos condicionando la cantidad de modos que puede soportar [12, 15, 17].

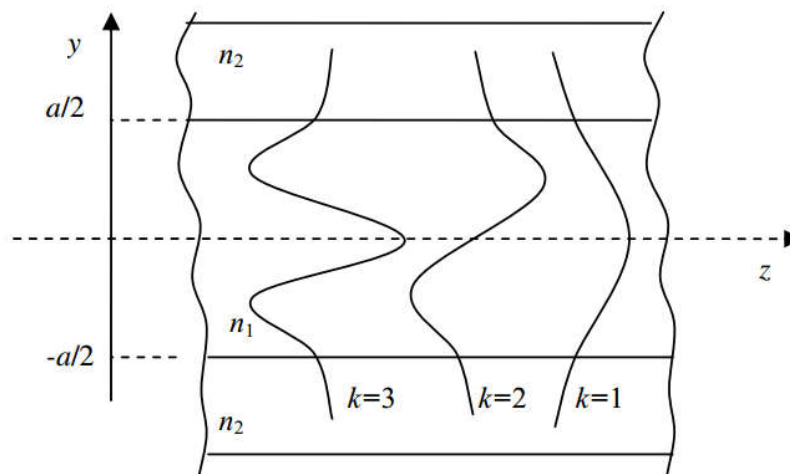


Figura 1.8 Modos en una guía de ondas laminar.

Por causa de la geometría cilíndrica, los modos que se propagan en una fibra óptica siempre tienen componentes de campos eléctricos o magnéticos a lo largo del eje de la fibra, las componentes longitudinales son menores que las transversales. Además de los modos normales que se propagan en el núcleo también pueden propagarse ciertos modos llamados “modos de fuga” que siguen parcialmente las trayectorias helicoidales en el núcleo de la fibra, pero sobre todo en la cubierta y su propagación depende de la naturaleza de la interfaz entre la cubierta y el exterior [15].

1.4.2 Parámetros característicos de las fibras ópticas.

Hay diversos parámetros que caracterizan a las fibras ópticas, estos pueden clasificarse en dos grandes grupos: estáticos y dinámicos.

Los parámetros estáticos son constantes a lo largo de la fibra y se refieren a las características ópticas y geométricas de la misma.

Las características ópticas son el perfil del índice de refracción y la apertura numérica que definen de la siguiente manera:

- El perfil del índice de refracción, que define la variación del mismo en sentido radial, y siendo la velocidad de la luz en cada punto función del mismo, da lugar a diferentes velocidades para diferentes puntos. Con base al perfil del índice de refracción se puede hacer la siguiente clasificación de las fibras ópticas:

1.- Fibras multimodo de salto de índice: Son aquellas en el que índice de refracción del núcleo permanece constante en toda su sección transversal. El índice de refracción del revestimiento también permanece constante. En este tipo de fibras coexisten varios modos de propagación llegando cada uno de ellos en instantes de tiempo diferentes al receptor, ya que las longitudes recorridas son distintas, esto produce un ensanchamiento del impulso original y una reducción en el ancho de banda [1, 7, 9, 12, 14, 15, 16]. En la figura 1.9a se muestra una imagen de dicho perfil.

2.- Fibras multimodo de índice gradual: En ellas el índice de refracción del núcleo es variable a lo largo de su radio, siendo máximo en el centro y disminuyendo hacia afuera. El índice del revestimiento permanece constante. Al tener un índice de refracción mayor en el centro del núcleo la velocidad de propagación es menor que

las existentes en la periferia, con lo que el mayor espacio que recorren las ondas en el centro estas se compensa con su menor velocidad permitiendo así que todas las ondas sin importar su camino lleguen casi al mismo tiempo. En este tipo de fibras las trayectorias de los modos son curvas [1, 7, 9, 12, 14, 15, 16]. En la figura 1.9b se muestra una imagen de dicho perfil.

3.- Fibras monomodo: Son aquellas en el que índice de refracción del núcleo permanece constante en toda su sección transversal pero únicamente permiten la propagación de un modo, en comparación con las fibras multimodo su núcleo tiene dimensiones bastantes menores [1, 7, 9, 12, 14, 15, 16]. En la figura 1.9c se muestra una imagen de dicho perfil.

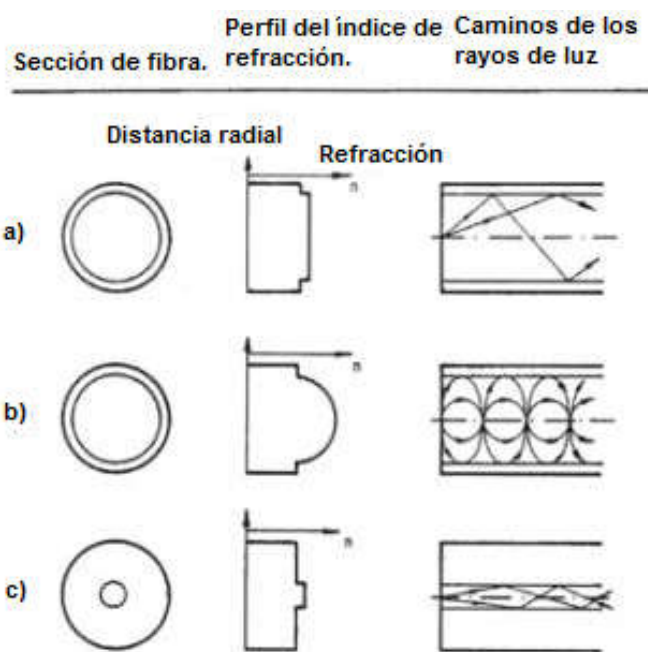


Figura 1.9 Perfiles de índice de refracción.

- La apertura numérica es el parámetro que determina la cantidad de luz que puede ingresar en la fibra y la energía que puede transportar. En la figura

1.10 se supone que se tiene un rayo luminoso R que procede de un medio con índice de refracción n_0 penetra una fibra óptica en el punto A, entonces el rayo se refracta en dicho punto. Para el punto B el rayo experimenta una reflexión total, posteriormente tiene otra reflexión total en C y así sucesivamente. Por medio de una serie de reflexiones totales la luz se propaga dentro de la fibra. Los valores del ángulo α_0 que permiten la propagación están definidos por la siguiente desigualdad:

$$\sin \alpha_{oM} \leq \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 + n_2^2} \dots (1.25)$$

El ángulo máximo de entrada α_{oM} está dado por:

$$\sin \alpha_{oM} = \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 + n_2^2} \dots (1.26)$$

Todo rayo que llegue a la entrada de la fibra con un ángulo menor que α_{oM} se propagará. La luz que ingresa a la fibra está contenida en un cono, cuyo ángulo medio con el vértice es α_{oM} , este ángulo es conocido como cono de admisión o cono de aceptación [1, 7, 9, 12, 14, 15]. La apertura numérica también llamada índice de aceptación de luz se representa mediante AN y está dada por:

$$AN = \sin \alpha_{oM} = \sqrt{n_1^2 + n_2^2} \dots (1.27)$$

Esta ecuación es válida si el medio fuera de la fibra es aire [1, 15], de no ser así debe de tenerse en cuenta la ecuación 1.19. Si la diferencia de índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento es pequeña, entonces se puede emplear la siguiente aproximación:

$$AN = n_1 \sqrt{2} \dots (1.28)$$

Donde, $\approx \frac{n_1 - n_2}{n_2}$.

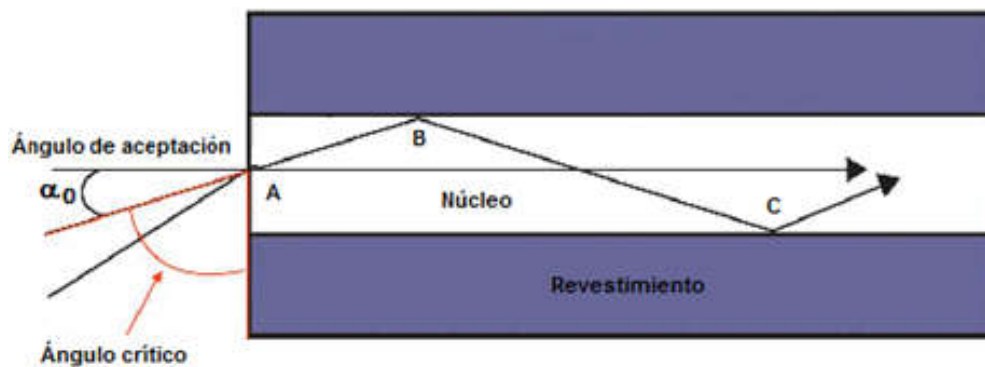


Figura 1.10 Apertura numérica en una fibra monomodo.

Las características geométricas son el diámetro del núcleo, el diámetro del revestimiento, la excentricidad, la no circularidad del núcleo y la no circularidad del revestimiento. Estas propiedades son función de la tecnología utilizada en la fabricación de las fibras y sus tolerancias también dependen de dicha tecnología.

Los parámetros dinámicos son características de la fibra que afectan el avance de la señal a lo largo de la misma. Estos son:

- Atenuación: Esta corresponde al mismo concepto que en los conductores metálicos pero a diferencia de estos no depende de la frecuencia de cada una de las componentes espectrales de la señal, sino de la longitud de onda de la luz portadora. Los mecanismos que provocan la atenuación pueden tener su origen a causas intrínsecas a la propia fibra que se refieren a su constitución física o factores externos a la misma como por ejemplo los procesos de fabricación, el envejecimiento y la instalación de la fibra [1, 7, 9, 12, 14, 15].

- **Dispersión temporal:** Es causada por las características dispersivas de la fibra sobre la señal al paso del tiempo, provocando ensanchamientos en el tiempo de los impulsos a medida que avanzan en su recorrido, esto se traduce en una deformación de los mismos que causa errores en la transmisión de información por lo que este parámetro es el mayor limitante para la velocidad a la cual viaja la información [1, 7, 9, 12, 14, 15].

1.4.3 Pérdidas en fibras ópticas.

Como todo medio de transmisión las fibras ópticas tiene pérdidas en la energía que propagan, estas limitan sus aplicaciones y alcances volviendo necesario el empleo de dispositivos que permitan regenerar la señal o bien el uso de técnicas que las minimicen. Las pérdidas pueden clasificarse en dos tipos: intrínsecas y extrínsecas. A continuación se abordaran cada una de ellas.

1.4.3.1 Pérdidas intrínsecas.

Este mecanismo de pérdidas se debe a la interacción de los fotones y las moléculas que componen el núcleo. La energía fotónica se cede en parte a las moléculas de sílice que van encontrando los fotones en su camino, produciendo variaciones en la misma [1]. Este tipo de pérdidas es conocido como pérdidas por absorción, la absorción es producida cada vez que un fotón interacciona con un átomo, una molécula o un sólido, con energía suficiente para inducir una transición electrónica, esta transición puede ser de un nivel electrónico a otro no ocupado, para el caso del átomo: de una banda a otra vacía, para un sólido; o entre los niveles de vibración de los átomos en una molécula [15].

Para los vidrios esta absorción puede descomponerse en dos partes. Una absorción intrínseca correspondiente al propio vidrio cuando es sólido y una absorción extrínseca, debida a la presencia de impurezas.

Otro mecanismo que induce pérdidas intrínsecas es el llamado Scattering o retroesparcimiento Rayleigh. Este fenómeno de esparcimiento se produce cuando la luz encuentra en su camino partículas extrañas al medio de transmisión, cuyo diámetro es mucho menor que la longitud de onda de la señal. La difracción resultante absorbe parte del espectro electromagnético de la señal y produce una pérdida de energía. Las pérdidas por efecto Rayleigh son las de mayor influencia para las longitudes de onda comprendidas entre 400 nm y 1100 nm, para reducir su efecto se trabaja en longitudes de onda mayores a 1100 nm [1, 15, 17].

1.4.3.2 Pérdidas extrínsecas.

Para el caso de las pérdidas extrínsecas se tienen que estas son producidas por la colocación de la fibra, la conexión entre fibras y la variación de parámetros tales como: el diámetro del núcleo, el perfil del índice de refracción y la apertura numérica.

1.4.3.2.1 Pérdidas por curvatura.

La fibra óptica presenta pérdidas en la luz transmitida debido a las curvaturas inducidas en ella, esto sucede porque al doblar una fibra la simetría cilíndrica se rompe, la luz se refleja en algunos puntos con ángulos diferentes de los iniciales por lo que se produce una fuga de modos hacia el revestimiento. Dentro de este tipo de pérdidas es posible hacer una clasificación en pérdidas por macro-flexión y pérdidas por micro-flexión o microcurvaturas.

Las pérdidas por macro-flexión se producen cuando la fibra se dobla con un radio de curvatura cuya dimensión es proporcional al radio de curvatura de la fibra, en algunas ocasiones es posible observar que la luz se escapa de su confinamiento, en este caso el campo de distribución de cualquier modo no se limita al núcleo, sino que se extiende al revestimiento a medida que la fibra se va curvando produciendo que los frentes de onda dejen de ser planos y empiecen a retrasarse. Hay entonces un componente del vector de Poynting que apunta radialmente hacia fuera lo que implica que la energía irradiada se aleja del modo guiado [14]. Al estar la fibra bajo el efecto de una tensión se tiene que su interior se comprime mientras que el exterior se expande provocando una desviación en el índice de refracción lo cual contrarresta el efecto de la curvatura pero no lo compensa.

La atenuación provocada por este tipo de curvaturas varía de manera exponencial con el radio de curvatura de la fibra, son inapreciables hasta que se sobrepasa una curvatura crítica, pero son mayores para longitudes de onda cercanas a 1550 nm. Por tal motivo conocer el radio de curvatura mínimo para un cable de fibras se vuelve indispensable, generalmente este se establece en unas diez o doce veces el diámetro exterior del cable [1].

Cada proceso de fabricación tiene sus propias tolerancias y producen un cierto nivel de error. Los defectos que provocan pérdidas por microcurvaturas son las irregularidades entre el núcleo y el revestimiento, las fluctuaciones del diámetro y las desviaciones del eje de la fibra. Estas pérdidas afectan a todo el ancho de banda y varían poco con la longitud de onda. La mayoría de las irregularidades se produce en el momento del cableado, la atenuación se debe al acoplo repetido entre modos que se propagan y modos que se radian [1, 12, 14].

1.4.3.2.2 Pérdidas por acoplamiento.

A pesar de que dos fibras sean suministradas por el mismo fabricante y ambas tengan parámetros análogos las tolerancias en la fabricación establecen unos márgenes en los valores de los mismos que pueden dar lugar a diferencias entre las fibras.

Las pérdidas asociadas con los diámetros del núcleo, se dan en el caso de que la fibra emisora posee un diámetro mayor al de la receptora ya que no toda la luz puede ser recolectada. Las pérdidas debidas a este caso están dadas por:

$$P_{diam} = 10 \log \frac{S_r}{S_e} = 20 \log \frac{R_r}{R_e} \dots (1.29)$$

donde S_r y R_r se corresponden con la superficie y el radio de la fibra receptora y S_e y R_e con los de la emisora.

Las pérdidas relacionadas con variaciones en el índice de refracción aparecen cuando el índice de la fibra receptora es menor que el de la emisora. Las pérdidas debidas a este caso están dadas por:

$$P_n = 10 \log \left[\frac{1 + \frac{2}{\alpha_r}}{1 + \frac{2}{\alpha_e}} \right] \dots (1.30)$$

siendo α_e el perfil de índice de refracción del emisor y α_r el perfil de índice de refracción del receptor.

Las pérdidas debidas a diferencias en la apertura numérica únicamente se presentan cuando la apertura numérica la de fibra receptora es menor con respecto a la de la emisora. En este caso se tiene:

$$P_{AN} = 20 \log \frac{NA_r}{NA_e} \dots (1.31)$$

Otro tipo de pérdidas son las relacionadas con el posicionamiento relativo de una fibra con respecto a otra. Las más usuales son las siguientes: desalineamiento de los ejes de las fibras, desajuste angular, separación de las caras de las fibras, falta de paralelismo y variaciones en el acabado de las fibras [12].

1.5 Moteado láser o “Laser Speckle”.

Con la invención del láser varios problemas ópticos pudieron ser resueltos ya que el haz resultante es colimado, monocromático, coherente, angosto y de alta intensidad, por lo que rápidamente encontró múltiples usos y dio lugar a nuevas investigaciones. Sin embargo al utilizar una fuente láser para iluminar imágenes y objetos con fines fotográficos se descubrió que el rayo formaba sobre la superficie del objeto una estructura granulada, como la que se muestra en la figura 1.11, que limita severamente la resolución efectiva, por lo que para esta aplicación resulto ser inferior en comparación con las fuentes de luz no coherentes [18].

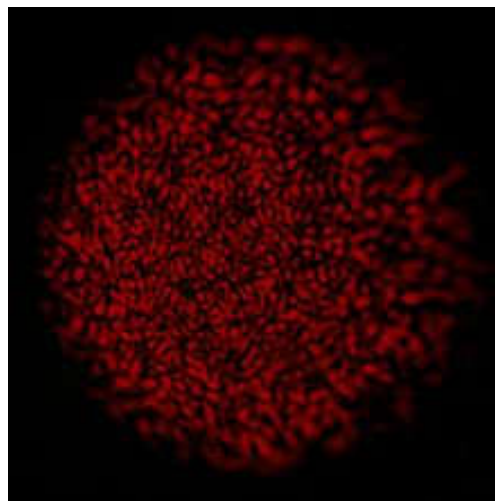


Figura 1.11 Laser speckle o moteado láser.

El fenómeno del “laser speckle” o moteado láser fue considerado como un efecto indeseado que reducía en gran medida la utilización del láser, pero conforme se fue desarrollando el estudio de este fenómeno se encontró que puede ser empleado en diferentes técnicas de medición que se conocen como “speckle methods”, en las cuales básicamente se busca que con un campo de speckles o una combinación de campos crear franjas de interferencia con las que se pueden medir desplazamientos y/o deformaciones, en la figura 1.12 se ilustra el concepto básico de estos métodos [18, 19, 20].

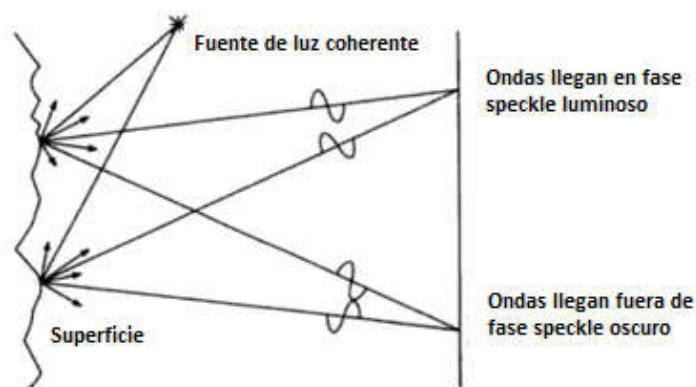


Figura 1.12 Formación de speckles luminosos y oscuros.

También se puede producir el fenómeno de moteado láser al transmitir luz láser a través de objetos que le provoquen dispersión como por ejemplo el vidrio o partículas en un líquido, tal es el caso de la fibra óptica. El moteado láser es intrínsecamente un fenómeno interferométrico y debido a su sensibilidad interferométrica es que se ha aplicado en distintos casos donde las mediciones son del orden de magnitud de la longitud de onda del láser usado [21]. Al reflejarse un haz láser en una superficie rugosa se obtienen varios rayos que tomaran diferentes caminos, pero que pueden encontrarse con otros en algún punto, si se considera que estos rayos conservan la coherencia de la fuente que los emitió, entonces

podemos asegurar que en el punto de coincidencia estos van a interferir ya sea de manera constructiva o destructiva. Los rayos que llegan en fase forman un punto con máximo brillo, mientras que los rayos que llegan en contrafase producen un punto oscuro, de igual manera existirán puntos que tengan una luminosidad menor a la máxima posible y que dependerá del grado de desfase existente entre las ondas que interfieren en ellos. La variación en la radiación resultante de un punto de recepción a otro es la causa del “laser speckle” [18,19, 20].

Una de las propiedades de los campos de moteado láser es que pueden interferir entre ellos produciendo un tercer patrón de moteado, la distribución exacta del brillo del nuevo patrón depende de la fase relativa de los dos campos constituyentes. Esto, junto con la introducción de métodos para correlacionar patrones de moteado, dieron inicio a una nueva rama de la interferometría que ha demostrado tener una aplicación considerable en ingeniería de la metrología [22, 23, 24]. Si bien la interferometría de “speckles” es muy aplicada en la medición de desplazamientos y vibraciones, para este trabajo no se tiene en cuenta, ya que si bien se utiliza un patrón de moteado láser no se emplea ninguna técnica holográfica, ni se hacen comparaciones puntuales de algún punto luminoso por lo que no es de interés detallarlos.

1.6 Hidrófonos.

La palabra hidrófono viene del griego hydro (agua) y phone (sonido), es un dispositivo que puede detectar señales acústicas mientras se encuentra sumergido en agua pero que su nombre ha sido generalizado para cualquier líquido en donde se desee realizar dichas mediciones. El agua ha sido establecida como el medio

estándar para llevar acabo mediciones ya que es barato, fácilmente accesible y sus propiedades acústicas son muy similares a las de los tejidos [25].

Existen varios tipos de hidrófonos los cuales se caracterizan por tener diferentes rangos de operación, poder ser utilizados en distintos medios de inmersión y en el elemento sensor que los compone. Entre los más empleados se encuentran los que son elaborados de materiales piezoeléctricos que pueden ser cerámicos o poliméricos, estos convierten la energía mecánica en energía eléctrica, es decir, al detectar una presión acústica a la salida del transductor se tendrá un voltaje que puede ser analizado mediante un osciloscopio.

Un método alternativo es utilizar como elemento sensor y/o transmisor de la señal de interés fibra óptica, existen diferentes configuraciones que proporcionaran más o menos ventajas dependiendo de la aplicación en específico, pero que en general con respecto a los sensores piezoeléctricos se tiene que los elaborados con base en fibra óptica son capaces de soportar mayores presiones acústicas, alta sensibilidad, gran rango dinámico, inmunidad al ruido electromagnético y el poder ser utilizados en ambientes hostiles con riesgo de explosión [25 ,26].

La selección entre los diferentes tipos de hidrófonos dependerá de parámetros tales como la sensibilidad, la respuesta en frecuencia, la durabilidad y el costo, que en su conjunto están definidos por la aplicación en específico. De manera general todos los hidrófonos deben de cumplir con los siguientes requerimientos:

- Amplio ancho de banda y respuesta plana.
- Amplio rango dinámico y bajo ruido inherente.
- Alta resolución espacial.
- Influencia mínima en el campo de sonido medido.

Para que el criterio de selección sea adecuado no deben de considerarse estas características de manera aislada, aunque muchas de estas son interdependientes [25]. A continuación se presentan los tipos más utilizados de hidrófonos.

1.6.1 Hidrófono de membrana.

Los hidrófonos de membrana constan de una lámina delgada de película de PVDF no polarizada, estirada sobre un anillo con electrodos de oro/cromo depositados al vacío sobre las superficies. Estos electrodos sólo se solapan en una pequeña zona central, que se polariza para formar el elemento activo del dispositivo. El diámetro del elemento activo esta por lo general entre 0.5 y 1 mm. Este tipo de hidrófono tiene la ventaja de causar una perturbación mínima en el campo acústico, en la mayoría de los casos desde que el haz sónico pasa a través de la abertura del anillo, también poseen una fuerte direccionalidad lo que hace que la alineación sea un factor crucial en las mediciones, especialmente a frecuencias altas. Muestran excelentes resultados para la caracterización de los pulsos cortos de banda ancha pero son los menos adecuados para la medición de señales de onda continua debido a la posibilidad de flexión de modos de ondas estacionarias producidas en la membrana [27]. En la figura 1.13 se muestra un hidrófono de membrana.



Figura 1.13 Hidrófono de membrana.

1.6.2 Hidrófonos de aguja.

Los hidrófonos de aguja son buenos dispositivos de medición y se construyen a partir de un pequeño disco de un material piezoeléctrico montado en el extremo de un conductor coaxial. El PVDF se ha utilizado como un material alternativo para el elemento activo de este tipo de hidrófonos. En el diseño de la sonda de aguja, el elemento activo es apoyado en el extremo de una aguja, hecha de un tubo metálico de pared delgada de aproximadamente 1 mm de diámetro. La ventaja de las sondas de PVDF sobre diseños cerámicos, es que la impedancia acústica del PVDF es de naturaleza muy similar a la del agua, por lo que para varias aplicaciones estos dispositivos son más estables que los cerámicos. Aunque los diseños y la construcción de sondas de aguja PVDF han superado parcialmente los problemas de resonancia y reverberación todavía tienen problemas con las rápidas fluctuaciones de la sensibilidad, que ocurren en frecuencias entre 1 y 4 MHz, además hay una rápida caída en la sensibilidad por debajo de 1 MHz, debido a la difracción de la ecografía alrededor de la punta de la sonda [27], en la Figura 1.14 se muestran algunos hidrófonos de aguja.



Figura 1.14 Hidrófonos de aguja.

1.6.3 Hidrófonos en fibra óptica.

El hidrófono basado en fibra óptica es la tecnología más actual en desarrollo de hidrófonos, estos aprovechan la propiedad de la fibra de que el camino óptico recorrido varía de acuerdo a las fuerzas externas aplicadas, la fuerza externa, procedente de una fuente sonora y transmitida en forma de frente de ondas a través del medio líquido, produce una presión y si la fibra no se encuentra fija entre sus extremos producirá un cambio en su curvatura. También existen algunos sensores en fibra que se basan en la medición del cambio de índice de refracción del agua debido a la presión acústica [1, 27]. En contraste con cualquier hidrófono de membrana o aguja, los dispositivos de fibra óptica se basan únicamente en un método de transducción óptica y por lo tanto son inmunes a la interferencia electromagnética [28].

Hay varias posibilidades de utilización del cambio producido por una fuerza externa en una fibra, cada una de ellas aporta diferentes ventajas y desventajas. De las variantes existentes las que se estudiarán en este apartado son la de comparación entre caminos ópticos y la de interferencias entre modos, siendo esta última la que se utilizó para construir e instrumentar el sensor aquí descrito.

1.6.3.1 Hidrófonos en fibra óptica que emplean la comparación entre caminos ópticos.

Para este tipo de hidrófonos la luz proveniente de una fuente coherente se aplica a dos fibras, una de ellas es aislada del medio de interés y la otra sumergida en él. En la fibra inmersa en el medio, se modificara la fase de la luz que la recorre con respecto a la primera, la diferencia de fases produce una diferencia de amplitudes en las señales recabadas utilizando interferómetros. Se han propuesto a lo largo del

tiempo diferentes configuraciones de interferómetros, las más importantes se pueden clasificar en cuatro que son las de Mach-Zehnder, Michelson, Sagnac y Fabry-Perot. También es posible que existan varias cabezas de detección combinadas con un sistema de multiplexado, es decir varios caminos que son afectados por la perturbación [28, 29]. Un resumen de los sensores acústicos en fibra óptica, su rango de operación así como sus posibles aplicaciones se muestran en la tabla 1.1.

Tabla 1.1 Resumen de los diferentes tipos de sensores acústicos en fibra óptica [30].

Técnica de sensado.	Técnica de detección.	Sensibilidad.	Ancho de banda.	Presión mínima detectable.
Cambio en fase por efecto acoustoptico producido por un mandril donde se posa la fibra	Detección interferométrica de cambio de fase	----	0.75 kHz a 10 kHz.	-328 a -338 dB a una presión de 1 μ Pa
Estructura intrínseca resonante de Fabry-Perot	Detección de intensidad.	----	50 MHz	-173 dB a una presión de 1 μ Pa
Estructura multicapa resonante	Detección de intensidad.	-288 dB a 1 V/ μ Pa	50 MHz	----
Modulación de la longitud de onda con rejillas de Bragg	Detección de frecuencia.	----	100 Hz a 1.2 KHz	-30 dB a una presión de 1 μ Pa
Modulación de la longitud de onda con distribución de Bragg	Detección de intensidad de las frecuencias seleccionadas	----	40 MHz	-164 dB a -158 dB a una presión de 1 μ Pa
Modulación de intensidad de la luz reflejada usando fibra con corte recto.	Detección de intensidad de la luz reflejada.	-302 dB a 1 V/ μ Pa	50 MHz	----
Modulación de fase usando un interferómetro de Michelson	Detección de intensidad	-159 dB a 1 rad/ μ Pa	5 kHz	----
Modulación de intensidad usando el sensor de fibra cubierto gradualmente.	Detección de intensidad de la luz reflejada	-245 dB a 1 V/ μ Pa	60 MHz	-300 dB a una presión de 1 μ Pa

A continuación se aborda de manera somera las principales configuraciones de hidrófonos ópticos.

1.6.3.1.1 Configuración de Mach-Zehnder.

El interferómetro de Mach-Zehnder es ampliamente usado en sistemas de hidrófonos y se le considera un sensor de transmisión [28]. La configuración típica se muestra en la figura 1.15, la luz de una fuente láser se divide por dos caminos, a uno se le nombra brazo de referencia y al segundo brazo de sensado. El brazo de sensado es sumergido en el medio en el cual se quiere realizar las mediciones mientras que el brazo de referencia permanece fuera del medio y brinda la fase de referencia. Posteriormente ambos haces son recombinados y enviados a un fotodetector que produce una corriente cuya forma es resultante de la interferencia existente entre los haces. Esta configuración permite que los brazos sean de diferente longitud en cuyo caso es llamada asimétrica, en tanto que si los brazos poseen la misma longitud se le nombra simétrica, ambas pueden utilizar sistemas de interrogación como, por ejemplo, un sistema con rejillas de Bragg. Esta arquitectura adolece de tener una señal de desvanecimiento debido a punto de trabajo inestable, una alta intensidad de ruido de fase y desvanecimiento de la polarización [28].

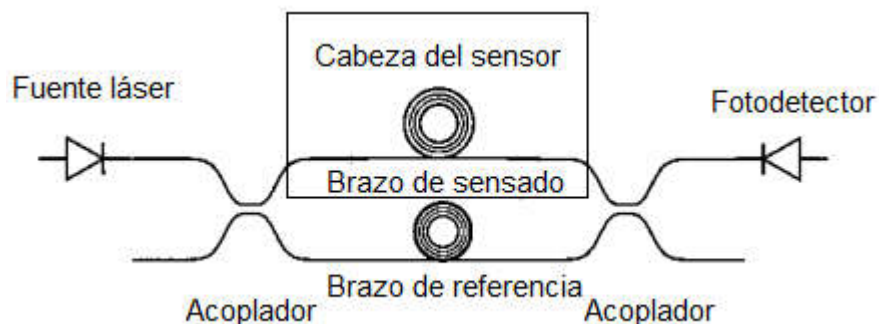


Figura 1.15 Hidrófono basado en la configuración del interferómetro de Mach-Zehnder.

1.6.3.1.2 Configuración de Michelson.

El interferómetro de Michelson es el típico caso de una configuración para hidrófonos basada en reflejos, en donde para evitar un daño a la fuente de luz debido a los reflejos se utiliza un aislador óptico. Este interferómetro presenta ventajas con respecto al Mach-Zehnder, como son, que el haz de detección pasa a través de la cabeza de sensado dos veces lo que lo hace teóricamente dos veces más sensible, además en la configuración Mach-Zehnder se requieren dos fibras, una para llevar la señal desde la fuente hasta la cabeza del sensor y otra para llevar la señal de la cabeza de sensado al fotodetector [28]. La configuración típica se muestra en la figura 1.16.

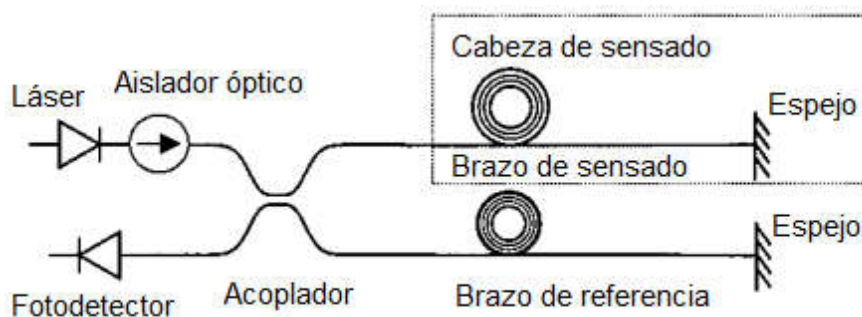


Figura 1. 16Hidrófono basado en la configuración del interferómetro de Michelson.

1.6.3.1.3 Configuración de Fabry-Perot.

Esta configuración está basada en un cavidad resonante Fabry-Perot, en ella una señal de luz se refleja hacia atrás y hacia adelante en múltiples ocasiones. La amplitud de la señal de salida será máxima cuando todos los haces de salida estén en fase y decaerá rápidamente cuando estos estén fuera de fase, es decir, que un pequeño cambio en la fase provoca un gran cambio en la amplitud de la señal. Este interferómetro presenta una alta sensibilidad que se encuentra en el orden de 10^{-12}

dB a $1 \text{ V}/\sqrt{\text{Pa}}$, además es un dispositivo compacto que puede ser construido con rejillas de Bragg o con dos fibras alineadas [28]. Su principal desventaja es tener un rango dinámico muy bajo. La configuración típica se muestra en la figura 1.17.



Figura 1.17 Hidrófono basado en la configuración del interferómetro de Fabry-Perot.

1.6.3.1.4 Configuración de Sagnac.

En esta configuración la luz se divide mediante un acoplador 3x3, uno de los haces tendrá sentido horario mientras que el otro tomara un sentido antihorario. Debido a la colocación asimétrica de la cabeza del sensor, se induce una diferencia de fase en la cabeza del sensor que se registra en la diferencia de fase entre las dos haces que se vuelven a encontrar en el acoplador 3x3. Esta diferencia de fase a su vez se convierte en una modulación de intensidad cuando los haces se combinan por el acoplador [28]. En la figura 1.18 se muestra la configuración típica.

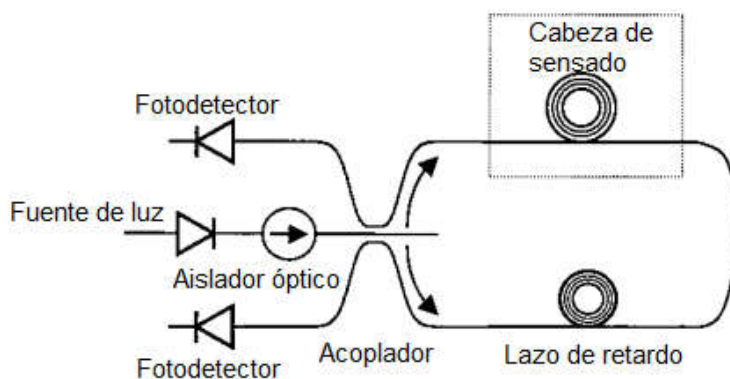


Figura 1.18 Hidrófono basado en la configuración del interferómetro de Sagnac.

1.6.3.2 Hidrófono óptico basado en interferencia multimodal.

Este tipo de hidrófono se basa en la utilización del fenómeno de “laser speckle” para medir deformaciones. Las técnicas de “láser speckle” para la medición de deformaciones se empezaron a usar alrededor de 1970 [31]. La mayor ventaja de utilizar el patrón de moteado láser con respecto a otras técnicas ópticas coherentes en la medición de deformaciones producidas en un cuerpo de interés, es la sencillez de la implementación óptica. Este método se puede utilizar para medir los desplazamientos tangenciales de la superficie del objeto estudiado y/o para la investigación de procesos de vibración que interactúan con el mismo.

Para el caso en específico del hidrófono óptico es necesario partir de la interferencia entre modos.

1.6.3.2.1 Interferencia entre modos y sus dispositivos.

Cuando pasa la luz a través de una fibra multimodo se pueden observar cambios en el patrón de moteado debidos a la interferencia entre modos que se propagan por diferentes caminos dentro de la fibra. Si se altera la curvatura de la fibra o la velocidad de variación de la misma, lo que puede ocurrir cuando se le somete a una deformación entre dos puntos por efecto de una presión del medio circundante, cambian los caminos recorridos por los modos y se producen cambios en la posición relativa de las motas luminosas y oscuras observadas a la salida de la fibra. Estos cambios son proporcionales a la velocidad de variación de la curvatura [12].

En una fibra multimodo cada modo se desplaza a lo largo del eje de la fibra con una constante de propagación y velocidad de grupo distintas, manteniendo su distribución espacial transversal y polarización. Si consideramos una fibra multimodo como la de la figura 1.19 que tiene índice de perfil escalonado, longitud

L , índice de refracción en el núcleo n_1 e índice de refracción en el recubrimiento n_2 .

La fase del enésimo modo está dada por:

$$\phi_n = \beta_n L + \psi_i \dots (1.32)$$

donde β_n es la componente en la dirección z de la constante de propagación del modo n y ϕ_n es la fase inicial del modo n al inicio de la fibra [32].

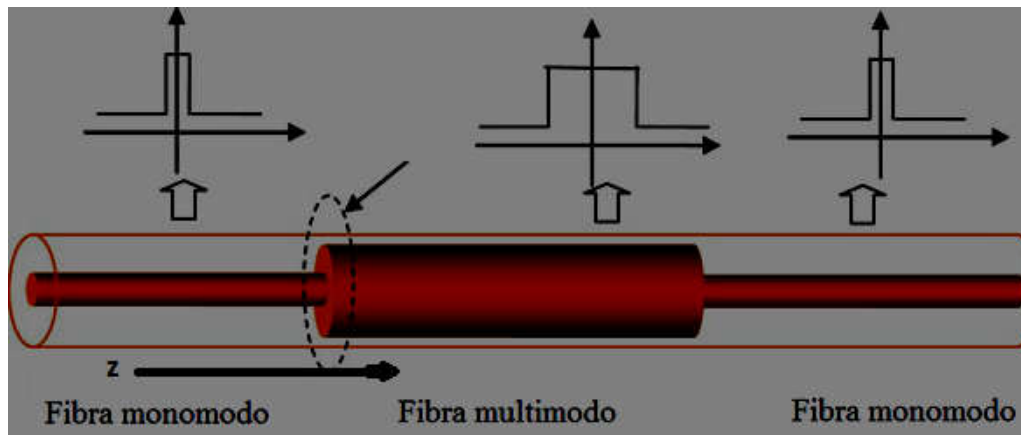


Figura 1.19 Interferómetro de interferencia multimodal

Ahora bien todas las posibles soluciones de propagación en la fibra se pueden encontrar resolviendo las cuatro ecuaciones de Maxwell y satisfaciendo adecuadamente las condiciones de frontera en cada caso, de acuerdo a su geometría y de que materiales esté constituida. Una simplificación a este análisis consiste en considerar que la propagación se da en forma de rayos, de tal manera que mediante óptica geométrica se puedan obtener ecuaciones que nos indiquen el comportamiento del sistema [7]. En una fibra multimodo la potencia introducida se reparte entre los diferentes modos que se propagan, cada uno de ellos necesita un tiempo diferente para recorrer una cierta distancia de la fibra, lo que provoca que exista un ensanchamiento temporal que se denomina dispersión intermodal [12].

La diferencia de tiempos Δt existente entre el modo que tiene el menor recorrido y el de mayor, considerando que el camino más corto es el realizado por el modo

fundamental y que sigue una trayectoria “B” prácticamente paralela al eje de la fibra y que el camino más largo corresponde a un modo que se propaga en una trayectoria “A” en forma de zigzag como se muestra en la figura 1.20, puede ser calculada con la siguiente expresión:

$$t = T_{max} \quad T_{min} = \frac{Ln_1^2}{cn_2} \quad \frac{Ln_1}{c} = \frac{L}{c} \frac{n_1^2}{n_2} \dots (1.33)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y Δ es la diferencia relativa de índices y está dada por $\Delta \equiv \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1}$ [12]. Si se considera que $\Delta \ll 1$ la ecuación 1.33

queda como $t = \frac{n_1 L}{c}$ o bien en función de la apertura numérica NA como $t =$

$$\frac{L(NA)^2}{2n_1 c} \text{ donde la apertura numérica está definida por } NA = n_1 \sin \alpha_{0L} = n_1 \sqrt{2 \frac{n_1 - n_2}{n_1}}$$

siendo α_{0L} el ángulo límite de entrada que permite que todo rayo que incida desde el exterior con valor menor o igual a él sufra una reflexión total y sea transmitido.

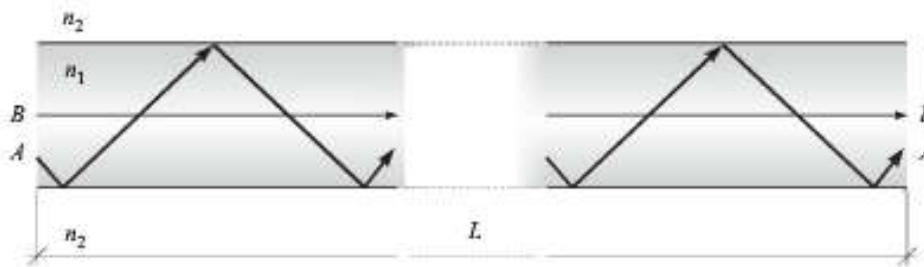


Figura 1.20 Diferencia de trayectorias entre modos.

Precisamente esta diferencia de tiempos de arribo entre los modos provoca que exista interferencia y podamos observar motas luminosas y zonas oscuras en el patrón del haz luminoso transmitido a través de una fibra multimodo.

Un estudio más detallado requiere de considerar las constantes de propagación de los modos que se propagan a través de la fibra. La magnitud del desplazamiento

inducido acústicamente en la fase de una señal luminosa que se propaga en una fibra óptica sumergida en un campo de sonido uniforme de presión p , frecuencia angular ω_s y que varía en un tiempo t está dado por:

$$\phi_n(t) = \left[\left(\frac{\partial \beta_n}{\partial p} \right) L + \beta_n \left(\frac{\partial L}{\partial p} \right) \right] p \sin \omega_s t \equiv \phi_n \sin \omega_s t \dots (1.34)$$

Si ahora suponemos que la fibra es capaz de soportar varios modos de propagación el cambio en la fase está relacionado con el valor de β que cada modo tiene. Considerando que únicamente se transmiten dos modos es posible ver cómo cambia la intensidad a la salida de la fibra debido a la perturbación provocada por la onda sonora incidente [32]. Las componentes transversales de los campos eléctricos y magnéticos para los modos considerados están dadas por:

$$\begin{aligned} E_1(\rho, \theta, t) &= E_1(\rho, \theta) e^{[i(\beta_1 L - \omega t) + i\psi_1]} \\ H_1(\rho, \theta, t) &= H_1(\rho, \theta) e^{[i(\beta_1 L - \omega t) + i\psi_1]} \\ E_2(\rho, \theta, t) &= E_2(\rho, \theta) e^{[i(\beta_2 L - \omega t) + i\psi_2]} \dots (1.35) \\ H_2(\rho, \theta, t) &= H_2(\rho, \theta) e^{[i(\beta_2 L - \omega t) + i\psi_2]} \end{aligned}$$

donde ρ , θ y z son las componentes de las coordenadas cilíndricas para la fibra.

En la literatura se ha reportado [32] que la intensidad resultante de la combinación de los dos modos para pequeños cambios en la fase, es decir, para $\Delta\phi \ll 1$ está dada por:

$$I(\rho, \theta, t) = I_1(\rho, \theta) + I_2(\rho, \theta) + \frac{1}{2} \{ [E_1(\rho, \theta) \times H_2(\rho, \theta)] e^{i\beta L} + [E_2(\rho, \theta) \times H_1(\rho, \theta)] e^{-i\beta L} \} \cos(\psi + L\beta) \sin(\psi + L\beta) \sin \omega_s t \dots (1.36)$$

donde $I_1 = \frac{1}{2}(E_1 \times H_1)$, $I_2 = \frac{1}{2}(E_2 \times H_2)$, $\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2$, $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ y $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$.

La teoría de interferencia multimodal o también llamada de autoimágenes [33] se basa en la propiedad de las guías de onda multimodo por la cual un perfil de campo

de entrada, se reproduce en una o múltiples imágenes en intervalos periódicos de tiempo a lo largo de la dirección de propagación de la guía [33, 34], en la figura 1.21 se ilustra la repetición del perfil debido a la interferencia multimodal. La reproducción de este perfil se debe a que existe tanto interferencia destructiva como constructiva a lo largo de fibra. Con la finalidad de poder recuperar y transmitir de manera eficiente la información deseada es común colocar en estos dispositivos una o varias fibra monomodo en su principio y final, como se muestra en la figura 1.19 de ahí que también se les conozca como dispositivos SMS (Single-Multi-Single) [33,34] la cantidad de fibras monomodo acopladas a la sección de fibra multimodo dependerá de la aplicación en específico.

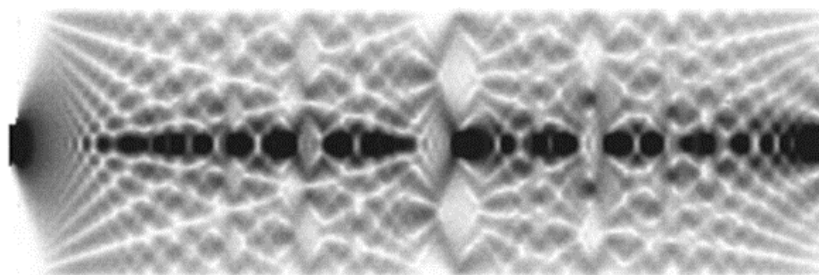


Figura 1.21 Repetición del perfil en una fibra multimodo.

El campo de luz coherente al final de una guía multimodo se compone de una gran cantidad de motas (speckles) luminosas y oscuras con forma irregular. El número de motas está relacionado con el número de modos propagados y la configuración de este patrón depende de las condiciones iniciales de excitación, la geometría de la guía, las dimensiones físicas y la variación espacial del índice de refracción. Un cambio en la geometría provoca un cambio en la configuración del moteado [35]. Con el fin de obtener una sola imagen, la diferencia de fase de todos los modos de propagación tiene que ser un número múltiplo de 2π , de manera que todos los modos interfieran en fase y así el campo de entrada se pueda reproducir. Los

dispositivos basados en este tipo de interferencia se caracterizan por tener un gran ancho de banda óptico, insensibilidad a la polarización, dimensiones aceptables y fácil fabricación [33].

1.6.3.2.2 Metodología para el hidrófono óptico basado en interferencia multimodal.

Para la realización de este sensor se considera que los desplazamientos que se buscan medir son del orden de micras o bien en los casos más extremos de nanómetros. Por tal motivo se propuso utilizar fuentes de luz coherentes cuyo rango en el espectro electromagnético se localice entre el rojo y el infrarrojo buscando la longitud de onda que más se acople al experimento, además en experimentos reportados en la literatura se han mostrado las ventajas de trabajar en este intervalo [36,37]. En este punto se comenzara con la utilización de luz cuya longitud de onda es de 633 nm y que corresponde a rojo con la finalidad de poder apreciar sin la necesidad de utilizar un fotodetector el patrón obtenido a la salida de la fibra multimodo. Como fuente de señal acústica se utilizara una bocina aumentando progresivamente la frecuencia de operación para determinar el rango de medición del sensor.

Para el interferómetro propuesto se tiene que la parte sensora será instrumentada con una fibra multimodo, en la cual se considera que al ser irradiada por las ondas mecánicas provenientes de una fuente sonora se presentaran deformaciones en la estructura de la misma que a su vez provocaran un cambio en la geometría de la guía que induce una redistribución en el moteado resultante, en la figura 1.22 se muestra un esquema básico de la configuración propuesta.

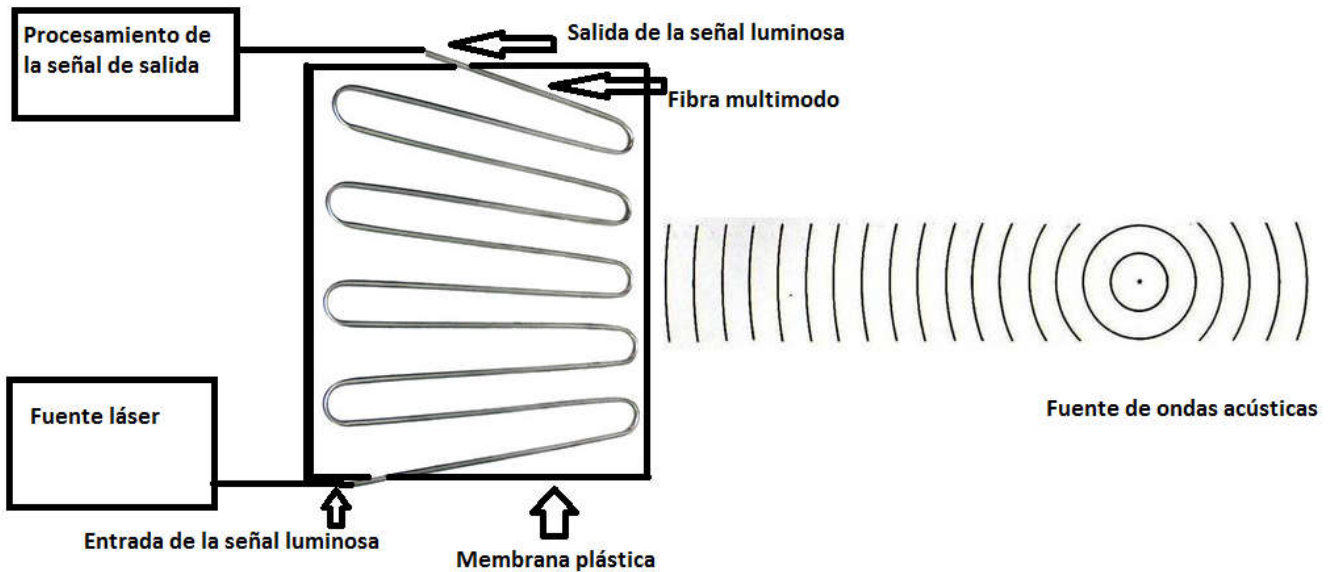


Figura 1.22 Configuración del sistema propuesto.

Como se mencionó anteriormente al proyectar un haz de luz proveniente de la fibra multimodo en una pantalla podemos observar que existen una gran cantidad de motas de luz y que también existen motas oscuras ordenadas de cierta manera, si se le aplica una deformación a la fibra este patrón rota, sin embargo la cantidad total de energía es constante, por ello surge la necesidad de tener un dispositivo que capte únicamente una pequeña proporción de la luz transmitida (por ejemplo un fotodetector), para que al producirse el giro inducido por las deformaciones en la fibra podamos percibir un cambio en la señal recuperada, esto se debe a que el número total de motas luminosas que ingresan al área sensible del dispositivo cambia debido a la rotación del patrón.

Por otro lado también se considera la posibilidad de que el dispositivo se sumergirá en un líquido (agua) y que es indispensable que la señal luminosa no entre en contacto con el mismo ya que se experimentará un cambio en el medio de transmisión, además de que el fotodetector no puede ser inmerso ante la posibilidad de un corto circuito debido a una falla de aislamiento.

Con la finalidad de aportar un soporte al sensor se introducirá una membrana plástica, en la cual se fijara la fibra en forma de serpentín cuidando de no dañarla, posteriormente se probara con diferentes geometrías. El hecho de insertar una membrana nos permite una mejor manipulación del sensor ya que de lo contrario las deformaciones que se inducen al realizar las mediciones pueden hacer que no sea posible recuperar la señal de interés, producto de las pérdidas debidas a curvaturas.

Uno de los problemas a resolver, consiste en la recuperación de la señal; ya que esta debe de ser obtenida justo a la salida de la parte sensora, por lo que se pretende introducir una fibra monomodo a través de la cual podemos recuperar la señal y que además no nos impide cumplir el cometido de solo adquirir una pequeña parte de la cantidad de la luz transmitida. Como punto de partida para adaptar la fibra monomodo se planea hacer uso de conectores y medir la cantidad de energía transmitida, para verificar que sea suficiente para llevar a cabo las mediciones. Por lo contrario si las pérdidas son muy grandes, que impidan llevar a cabo la medición, se propone irradiar al fotodetector a través del espacio libre probando con diferentes distancias para encontrar la óptima.

Otro de los aspectos a considerar, es la posibilidad de aumentar la sensibilidad del sensor, desnudando la fibra multimodo. Para las primeras pruebas se trabajara con la fibra ataviada de sus protecciones.

Finalmente se comparará al sensor elaborado con un sensor piezoeléctrico con el propósito de ver si la respuesta obtenida presenta ventajas con respecto a este.

Capítulo 2. Montaje experimental y pruebas realizadas.

2.1 Elaboración del sensor óptico y montaje experimental.

En la elaboración del sensor propuesto se empleó fibra óptica 62.5/125 de la marca Optronics cuyas especificaciones pueden ser consultadas en [38]. La transducción de la perturbación acústica sobre la fibra se realiza a través de los cambios en la fase óptica en cada uno de los modos de propagación transmitidos en ella, que son proporcionales a los cambios de presión sufridos por la misma, la sensibilidad que se puede alcanzar para un arreglo interferométrico es muy elevada ya que está en función de la longitud de fibra óptica expuesto al parámetro a medir [36, 39] por lo que al utilizar la máxima cantidad de fibra como área sensible el diseño final del sensor fue usando como base una tapa circular en la que se fijó la fibra óptica con pegamento, la geometría elegida consiste en círculos concéntricos que suman un total de 3 metros de fibra repartida en 21 elementos, el valor del diámetro del círculo menor es de 0.7 cm en tanto que el del mayor es de 8.4 cm dejando a la fibra cubierta con las capas que el proveedor incluye para su protección. Tanto a la entrada como a la salida del arreglo se tienen conectores FC que permiten hacer conexiones con la fibra de alimentación y la de recuperación. En la figura 2.1 se muestra el arreglo construido.

Como fuente de la señal luminosa propagada a través del elemento sensor, se probaron dos opciones disponibles en el laboratorio, la primera consiste en un láser

de 633 nm de longitud de onda, correspondiente al rojo en el espectro electromagnético, y la segunda en un láser de 973 nm, correspondiente al infrarrojo.



Figura 2.1 Arreglo en fibra óptica multimodo.

En interferometría, las medidas están obtenidas con el desfase óptico que se produce en un interferómetro permitiendo la determinación precisa de caminos ópticos por estar ponderada la medida a la longitud de onda que sirve como patrón [39], de esta manera si se escoge la longitud de onda de 633 nm se tendrá la posibilidad de medir desplazamientos más pequeños en comparación con la de 973 nm. Por otro lado la fuente láser de 973 nm presenta la ventaja de otorgar una mayor potencia óptica, mientras que en la de 633 nm solo se cuenta con un valor fijo de potencia que esta alrededor de los 6 mW, sin embargo, al irradiar el fotodiodo disponible, cuyo rango de operación abarca ambos valores de longitud de onda de las fuentes disponibles y del cual se hablara más detalladamente en líneas posteriores, se encontró que este se satura para los valores en los cuales la fuente láser de 973 nm tiene una operación estable, por tal motivo se decidió que era más conveniente trabajar con la fuente láser de 633 nm. Una vez seleccionada la longitud de onda de la señal óptica, se midió su potencia tanto a la entrada como a la salida

del arreglo, con un medidor ILX Lightwave OMH-6722B arrojando los siguientes valores $P_{\text{entrada}} = 5.62 \text{ mW}$ y $P_{\text{salida}} = 3.182 \text{ mW}$, las fibras de alimentación y de recuperación tienen las mismas especificaciones que la utilizada como sensor, por lo que la fibra se comporta como multimodo para todo el arreglo.

En la realización de los experimentos se utilizó un tanque de acrílico de 0.467 m de largo, 0.302 m de ancho y 0.3 m de alto lo que nos otorga una capacidad de almacenamiento de 0.017 m^3 pero únicamente se introdujeron 0.042 m^3 de agua para evitar que las conexiones eléctricas de excitación tuvieran un fallo de aislamiento, la fuente acústica fue alimentada con un generador de funciones Agilent 33521A y frente a esta se colocó el sensor elaborado, se escogió un generador de funciones para excitar la fuente acústica debido a que esto nos permite conocer con anticipación la frecuencia de la señal buscada y su forma. Sobre el tanque de pruebas se cuenta con un sistema de posicionamiento con dos motores a pasos que servirán para cambiar la posición del sensor dentro del tanque dejando fija a la fuente acústica, mediante este sistema es posible variar distancias en el plano XY, se eligió el motor que posee el riel más largo (42.24 cm) como eje X y al riel más corto (16.84 cm) como eje Y, la profundidad o eje Z permanece fija, los motores utilizados realizan desplazamientos de $2.5 \text{ }\mu\text{m}$ por paso y son manipulados mediante un controlador VELMEX VXM. El montaje experimental se muestra en la figura 2.2.

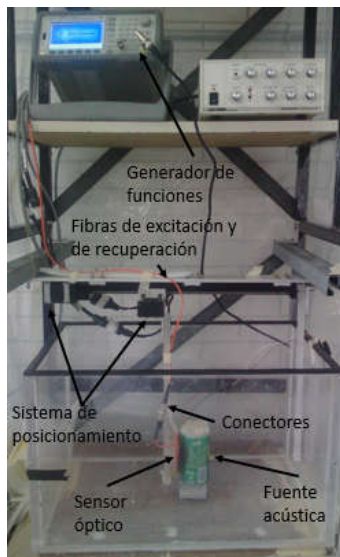


Figura 2.2 Montaje experimental.

Las fibras de alimentación y de recuperación están montadas sobre el sistema de posicionamiento, se colocaron soportes de unisel en los puntos de contacto con la finalidad de reducir la transmisión de vibraciones ajenas a la de interés ya que al ser ambas fibras multimodo el patrón de moteado cambia producto de la interacción entre las fibras y las perturbaciones inducidas por el sistema de posicionamiento, también se dejó a la fuente acústica aislada del sistema de posicionamiento para evitar que ondas provenientes de ella lleguen al arreglo óptico mediante caminos alternos, como pueden ser los soportes del sistema de posicionamiento. En la figura 2.3 se muestra un esquema del posicionamiento del sensor y la fuente acústica dentro del tanque.

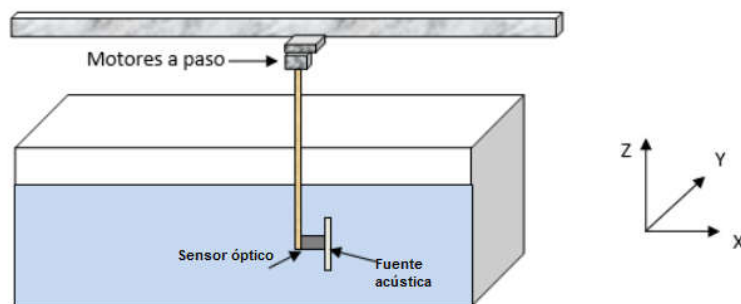


Figura 2.3 Posicionamiento del sensor.

Una vez colocado el sensor frente a la fuente acústica, de forma que estén en contacto, ajustando la posición de tal manera que el centro del sensor coincida con el de la fuente y evitando, en la medida de lo posible, que sus posiciones cambien por causa de la manipulación no intencionada del sistema, en la figura 2.4 se muestra un esquema del área sensible del sensor que ve la fuente acústica.

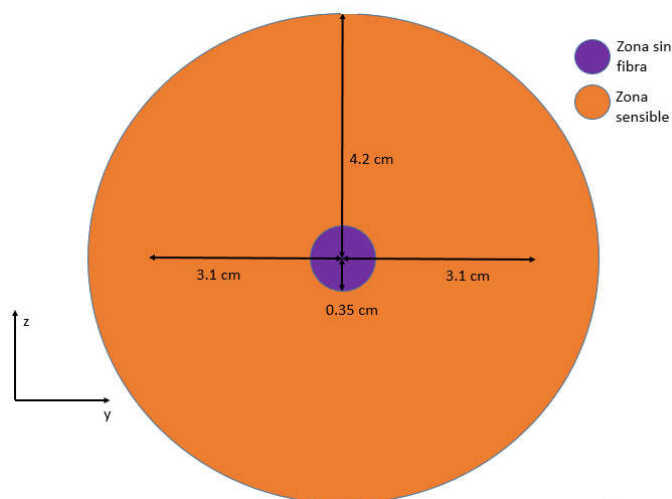


Figura 2.4 Vista frontal del área sensible del sensor.

Posteriormente se aleja el sensor de la fuente una distancia de 400 pasos sobre el eje X, correspondientes a 0.1 cm, para poder realizar un barrido en el eje Y sin provocar un cambio en la posición de la fuente producto del desplazamiento del sensor, de tal manera que sea posible encontrar la posición en la que se obtiene la máxima respuesta para una frecuencia dada, esto es debido a que no sabemos de antemano el patrón de radiación de la fuente acústica y por lo tanto debemos de encontrar la posición del sensor para la cual se tiene una máxima respuesta y en la que suponemos se produce la mayor deformación en el área sensible del sensor. Por lo tanto, el sistema de referencia utilizado tiene su origen en la posición $X = 400 \text{ pasos} = 0.1 \text{ cm}$ y $Y = 0$ a partir de esta supusimos que el centro del generador acústico coincide con el origen del sistema.

2.2 Recuperación y procesamiento de la señal óptica.

Una vez que se definió un sistema de referencia para poder observar la respuesta del sensor propuesto, se procedió a excitar la fuente acústica, la señal elegida para realizar este experimento es una sinusoidal con frecuencia de 600 Hz y una tensión de alimentación de 10 V_{pp}, datos con los que se programa el generador de funciones, se escogió esta frecuencia ya que de manera audible es en la que se tiene una percepción de mayor intensidad tanto dentro como fuera del tanque.

Como se mencionó anteriormente el sensor cuenta con conectores FC que nos permiten introducir el haz láser y posteriormente recuperarlo, se ha cuidado que las conexiones no entren en contacto con el agua dejándolas por encima del nivel de la misma, esto se realiza para evitar que el agua interactúe con la señal luminosa provocando efectos no deseados. A la salida de la fibra de recuperación se coloca un fotodetector FDS100 de Thorlabs que es un fotodiodo cuya hoja de especificaciones se encuentra en [40], este fue irradiado con la luz proveniente del sensor. Dado que la fibra de recuperación transmite el patrón de moteado de manera íntegra no es posible apreciar la señal buscada ya que el cambio en la energía promedio transmitida es cero por lo tanto se tiene que garantizar que únicamente ingresara una parte del haz en el fotodetector para podamos ser capaces de captar los cambios en un segmento del patrón y así registrar el tren de ondas acústicas incidente en la fibra, por lo que se dejara una distancia entre el fotodetector y la salida de la fibra de recuperación intencionalmente. En este punto se comienza a variar la posición del detector para captar diferentes partes del patrón de moteado, con ayuda de un circuito electrónico de transimpedancia que permite convertir una señal de corriente eléctrica a una de tensión y un preamplificador de

bajo ruido SR560 el cual se programa con un filtro paso altas de 300 Hz, un filtro paso bajas de 1000 Hz y con un factor de amplificación de 1×10^4 , con estos valores se consigue visualizar en un osciloscopio Tektronix 3034C la señal de 600 Hz que corresponde con la producida por la perturbación acústica. La mejor respuesta, es decir la más estable y con mayor amplitud, se encontró para una distancia de 4.3 cm, para la cual se fija el fotodetector, en la figura 2.5 se muestra el patrón de moteado incidiendo en el fotodetector a esta distancia. Teniendo en cuenta que el área sensible del fotodetector es de 13 mm^2 solo una pequeña parte del patrón de moteado es la que ingresa al detector óptico lo cual como se dijo anteriormente, es indispensable para poder realizar las mediciones a través de esta técnica. En la distancia con respuesta máxima el patrón resultante tiene un área aproximada de 415 mm^2 que es casi 32 veces más grande que el área sensible.

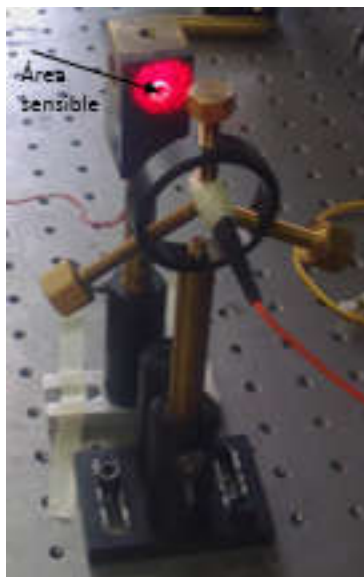


Figura 2.5 Patrón de moteado irradiando al fotodetector.

La primera medición realizada corresponde a la posición inicial descrita anteriormente y se muestra en la figura 2.6.

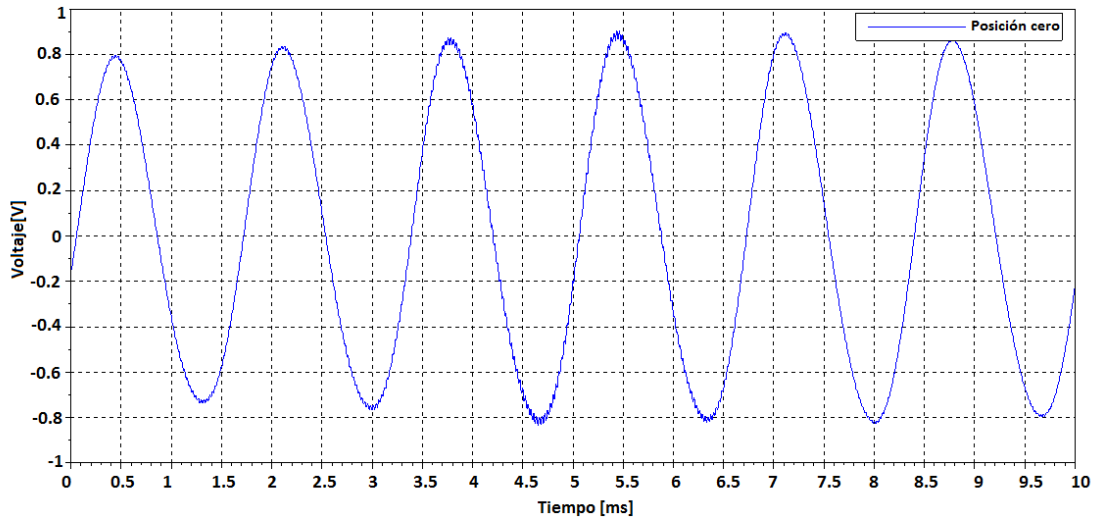


Figura 2.6 Señal obtenida en la posición cero.

2.2.1 Barrido sobre el eje Y.

Una vez captada la señal deseada se realiza un barrido sobre el eje Y, se utilizó la misma señal sinusoidal de 600 Hz y 10 Vpp, dando desplazamientos de 400 pasos correspondientes a 0.1 cm. Se halló que la respuesta deseada se obtiene para el valor de 12400 pasos en dirección positiva y cuyo valor en centímetros es de 3.1. En las figuras 2.7, 2.8, 2.9 y 2.10 se muestran las comparaciones de las señales obtenidas para diferentes distancias.

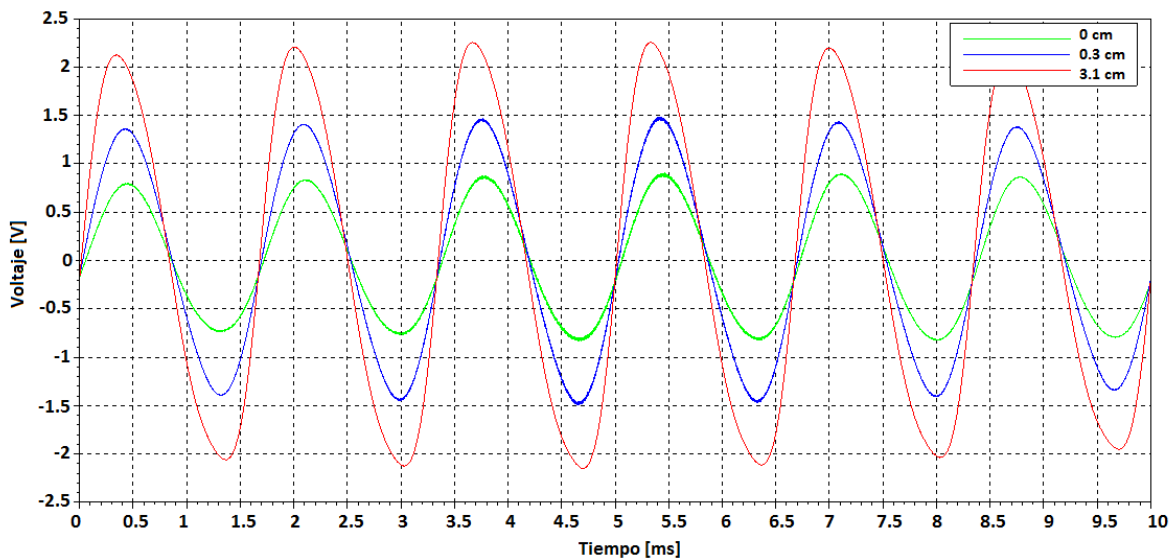


Figura 2.7 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje Y.

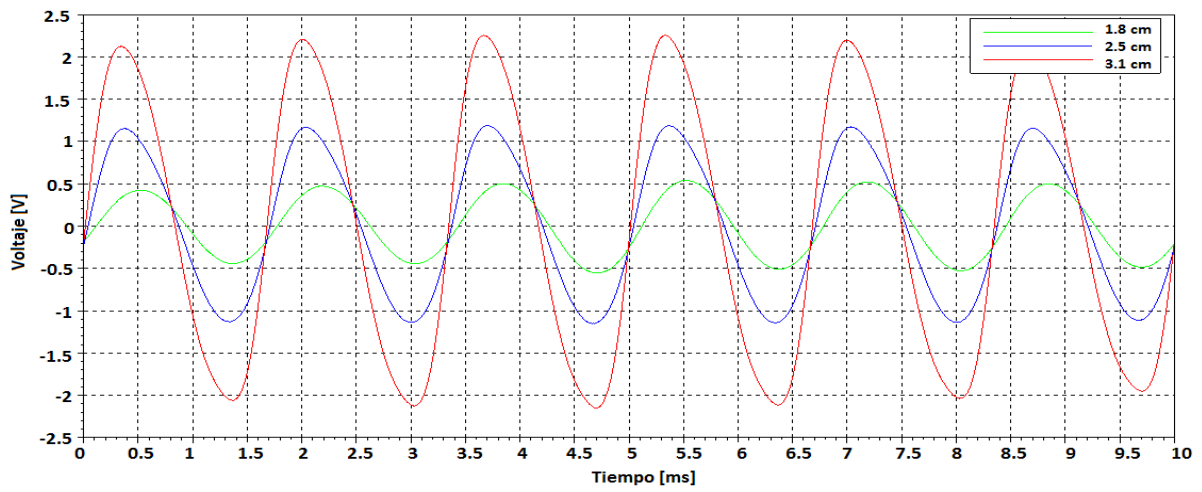


Figura 2.8 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje Y.

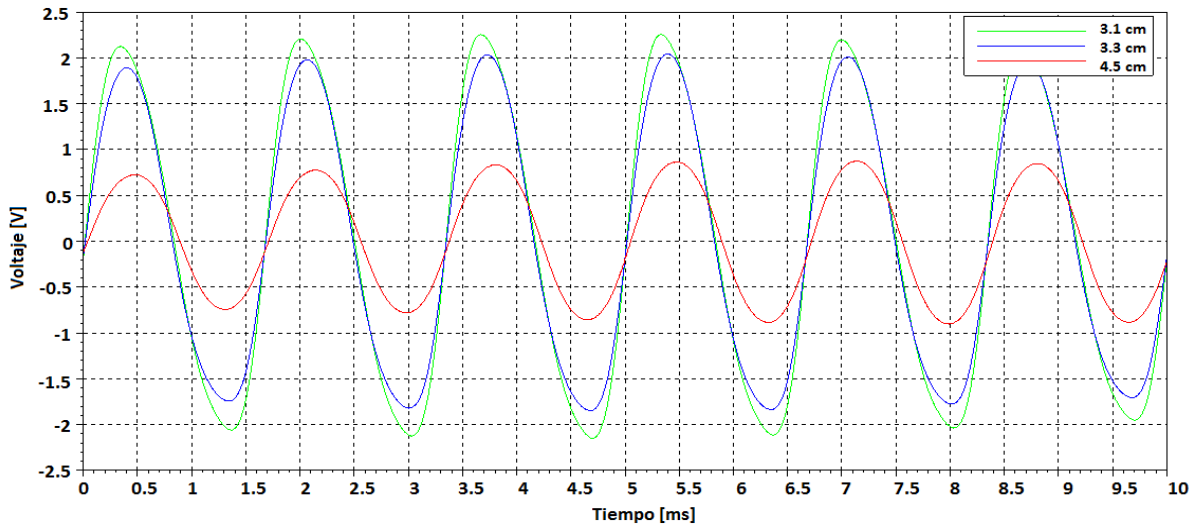


Figura 2.9 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje Y.

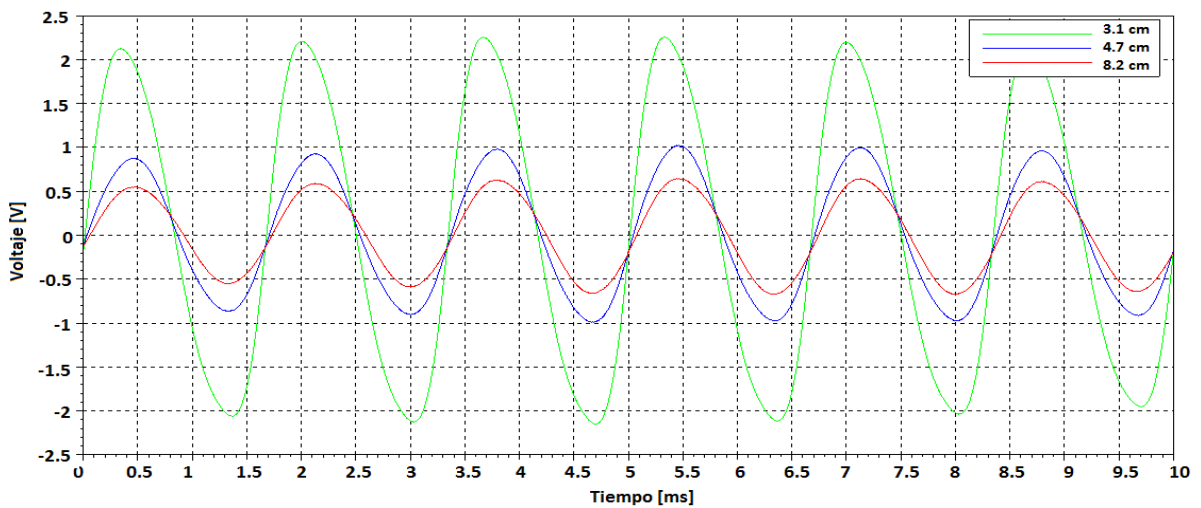


Figura 2.10 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje Y.

A partir de este resultado se mantiene fija la coordenada sobre el eje Y de 12400 pasos para las siguientes pruebas.

2.2.2 Barrido sobre el eje X.

Una vez localizado el punto sobre el eje Y para el cual se presenta la mejor respuesta se procedió a realizar un barrido similar sobre el eje X. Como posición inicial se colocó al sensor óptico tocando a la fuente acústica y sin modificar su posición en Y, posteriormente se programó al generador de funciones con una sinusoidal de 600 Hz y una tensión de salida de 10 Vpp. Se realizaron desplazamientos de 0.25 cm hasta llegar a 2.75 cm que es la distancia para la cual la señal se montaba sobre otra señal correspondiente a 60 Hz y en la cual ya no se pudo mejorar mediante el preamplificador de bajo ruido. La distancia para la cual se obtuvo la mejor respuesta es la de 0.25 cm, en torno a ella se modificaron los valores de distancia con desplazamiento de 0.025 cm pero se conservó esta como la que da el valor máximo de salida. En las figuras 2.11, 2.12 y 2.13 se muestran comparaciones entre algunas de las distancias registradas.

Para verificar si esta distancia se conserva para diferentes valores de frecuencia se realizó el mismo barrido pero aplicando una señal sinusoidal de 1500 Hz y posteriormente una de 2000 Hz ambas con una tensión de alimentación de 10 Vpp. El resultado obtenido es que se conserva una mejor respuesta para la distancia de 0.25 cm sobre el eje X aunque la señal aparece distorsionada. En las figuras 2.14, 2.15, 2.16 y 2.17 se muestran algunas de las comparaciones realizadas.

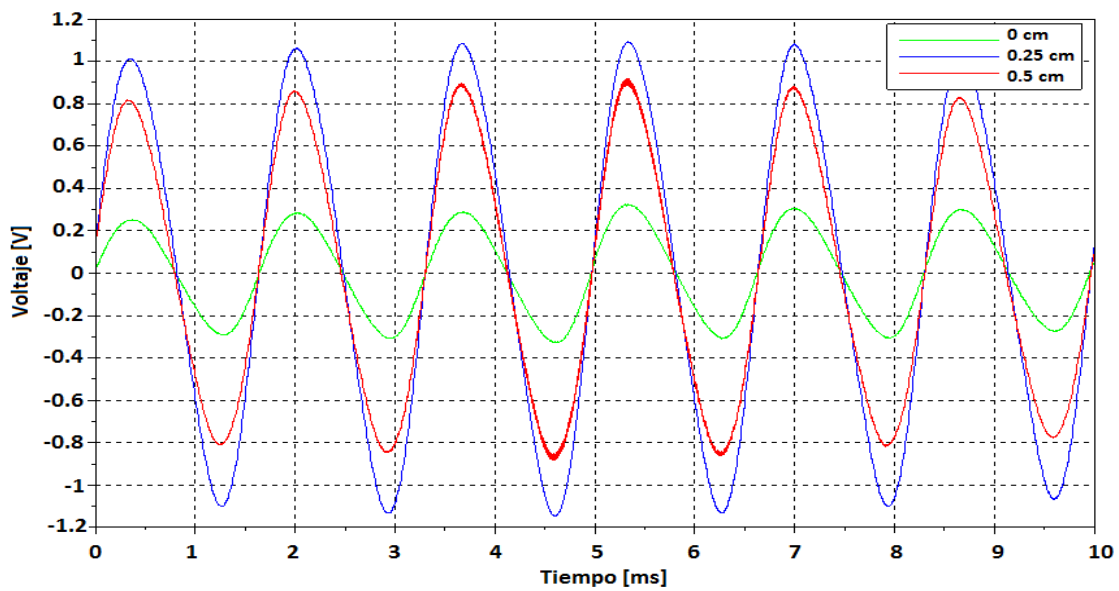


Figura 2.11 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje X para una frecuencia de 600 Hz.

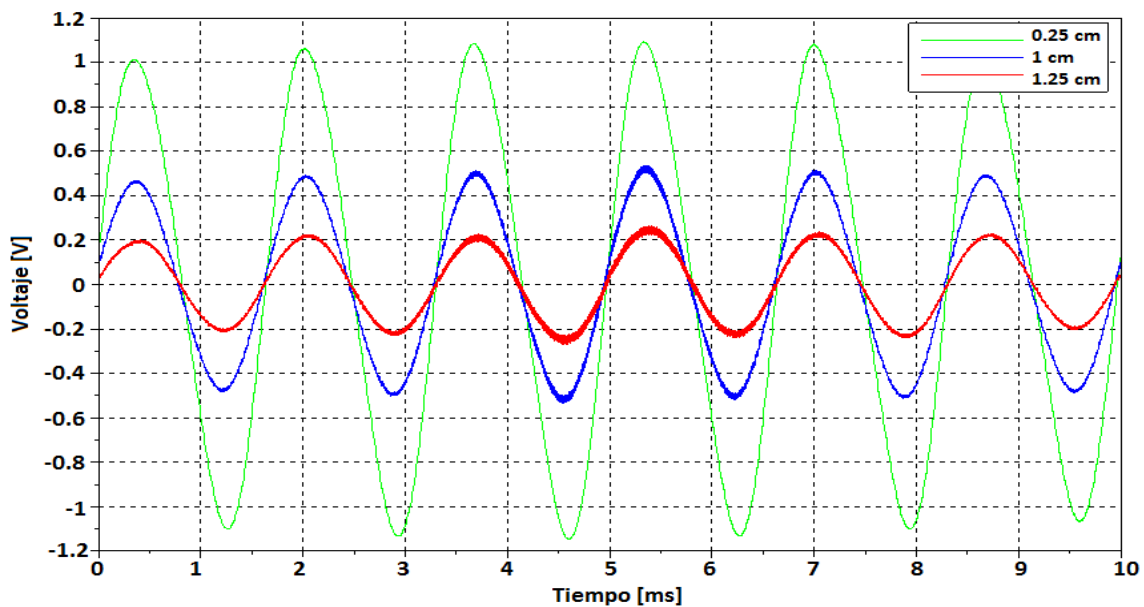


Figura 2.12 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje X para una frecuencia de 600 Hz.

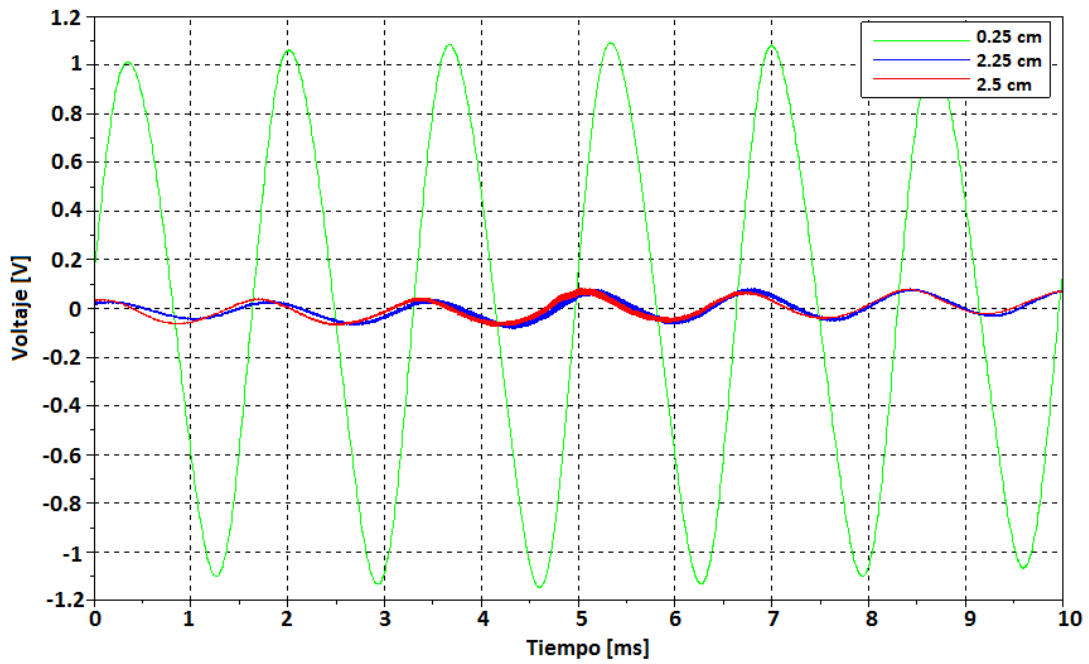


Figura 2.13 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje X para una frecuencia de 600 Hz.

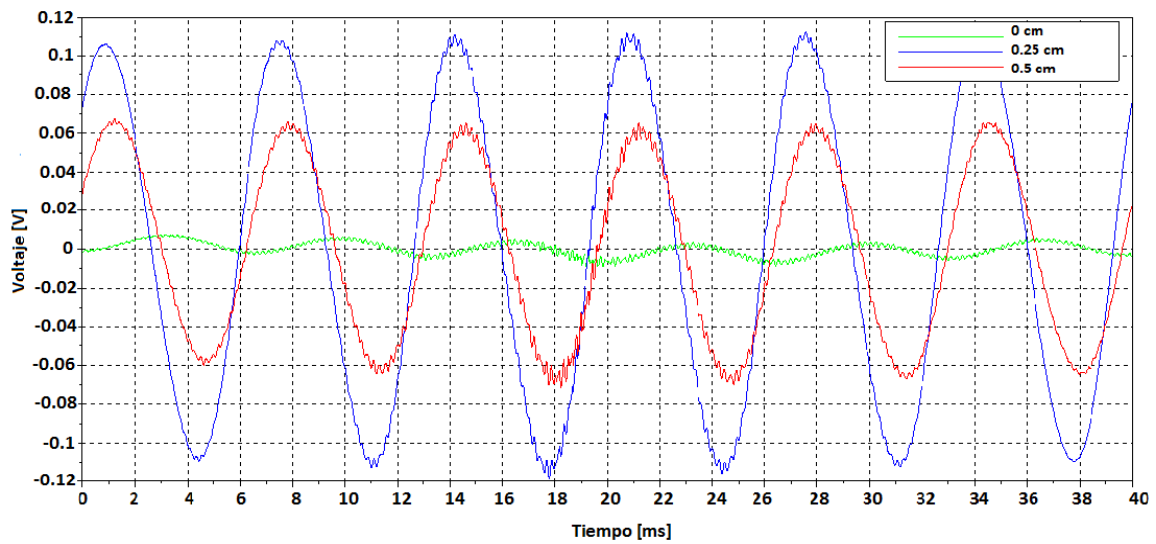


Figura 2.14 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje X para una frecuencia de 1500 Hz.

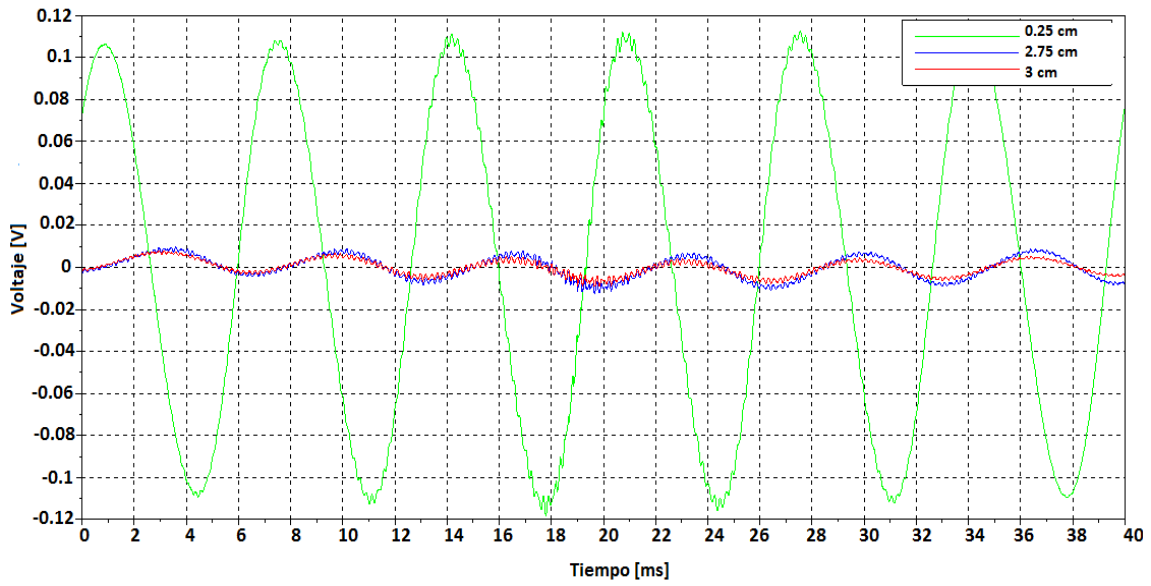


Figura 2.15 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje X para una frecuencia de 1500 Hz.

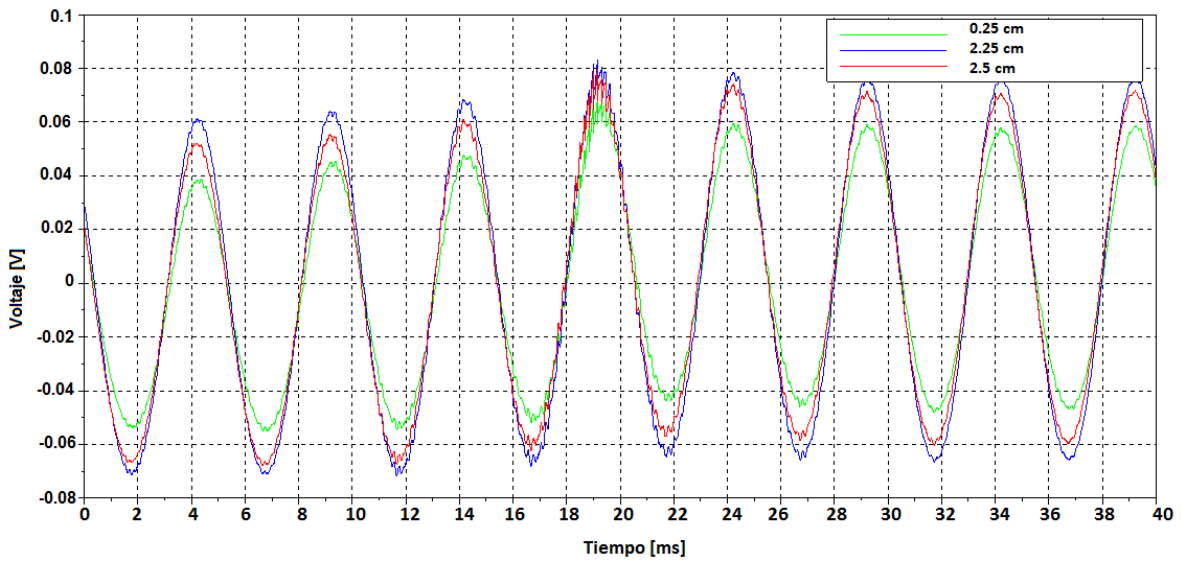


Figura 2.16 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje X para una frecuencia de 2000 Hz.

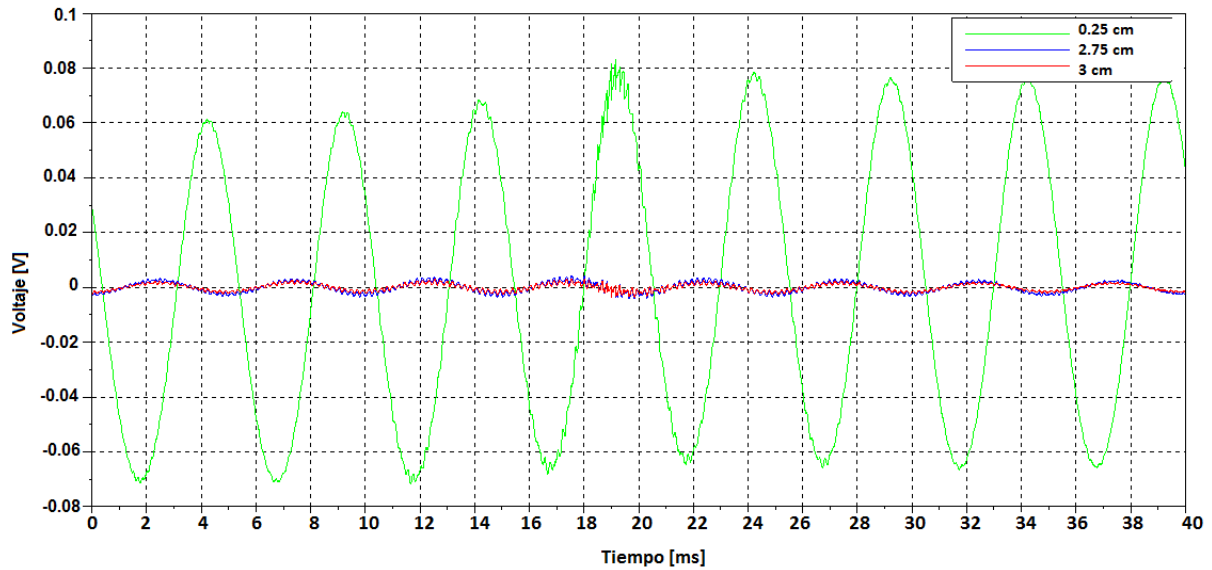


Figura 2.17 Señales obtenidas en el sensor óptico variando su posición en el eje X para una frecuencia de 2000 Hz.

2.2.3 Barrido de frecuencias con el sensor óptico.

El siguiente experimento consistió en realizar un barrido de frecuencias, para ello se consideró que el factor de amplificación no debe saturar al preamplificador de bajo ruido, por lo que este fue variado para las diferentes frecuencias, dejándolo en el valor anterior al que provocaba saturación, también se modificaron a conveniencia los filtros paso-bajas y paso-altas para evitar anular la señal de interés, se inició el barrido en 200 Hz y se concluyó en 2500 Hz ya que a partir de esta frecuencia se notó que la señal de interés se monta sobre una señal de baja frecuencia que esta alrededor de 60 Hz por lo que no se continuó realizando mediciones para frecuencias más altas al no observar mejoras variando los filtros y manipulando el factor de amplificación, se dieron pasos de 100 Hz, la posición sobre el eje X fue de 1000 pasos y la del eje Y de 12400 pasos. Se capturaron las señales obtenidas mediante el osciloscopio midiendo los periodos respectivos con la finalidad de

compararlos con los calculados teóricamente, en todas las mediciones se empleó un promediado de 512. En la tabla 2.1 se muestran los resultados obtenidos.

Tabla 2.1 Barrido de frecuencias realizado con el sensor óptico.

Frecuencia de la fuente acústica [Hz]	Periodo de la señal acústica (t_a) [ms]	Periodo de la señal en el osciloscopio (t_o) [ms]	Porcentaje de error $e = \frac{t_a - t_o}{t_o} \times 100$ [%]	Frecuencia de corte del filtro paso bajas [Hz].	Frecuencia de corte del filtro paso altas [Hz].	Factor de amplificación
200	5	4.98	0.4	1000	100	1×10^4
300	3.33	3.32	0.3	1000	100	1×10^4
400	2.5	2.49	0.4	1000	100	1×10^4
500	2	2.006	0.3	1000	100	1×10^4
600	1.67	1.66	0.5	1000	100	1×10^4
700	1.43	1.42	0.699	1000	100	1×10^4
800	1.25	1.25	0	1000	100	1×10^4
900	1.11	1.11	0	3000	300	1×10^4
1000	1	0.999	0.1	3000	300	1×10^4
1100	0.909	0.91	0.11	3000	300	1×10^4
1200	0.833	0.83	0.36	3000	300	1×10^4
1300	0.769	0.768	0.13	3000	300	1×10^4
1400	0.714	0.718	0.56	3000	300	1×10^4
1500	0.667	0.662	0.75	3000	300	1×10^4
1600	0.625	0.622	0.48	3000	300	1×10^4
1700	0.588	0.588	0	3000	300	2×10^4
1800	0.555	0.553	0.36	3000	1000	2×10^4
1900	0.526	0.527	0.19	3000	1000	2×10^4
2000	0.5	0.506	1.2	3000	1000	2×10^4
2100	0.476	0.475	0.21	3000	1000	2×10^4
2200	0.454	0.453	0.22	3000	1000	2×10^4
2300	0.434	0.43	0.921	3000	1000	2×10^4
2400	0.416	0.415	0.24	3000	1000	2×10^4
2500	0.4	0.402	0.2	3000	1000	2×10^4

Se encontró que para la frecuencia de 600 Hz se tiene la máxima respuesta. En las figuras 2.18, 2.19 y 2.20 se muestran algunas de las comparaciones entre señales de diferentes frecuencias obtenidas con el sensor óptico.

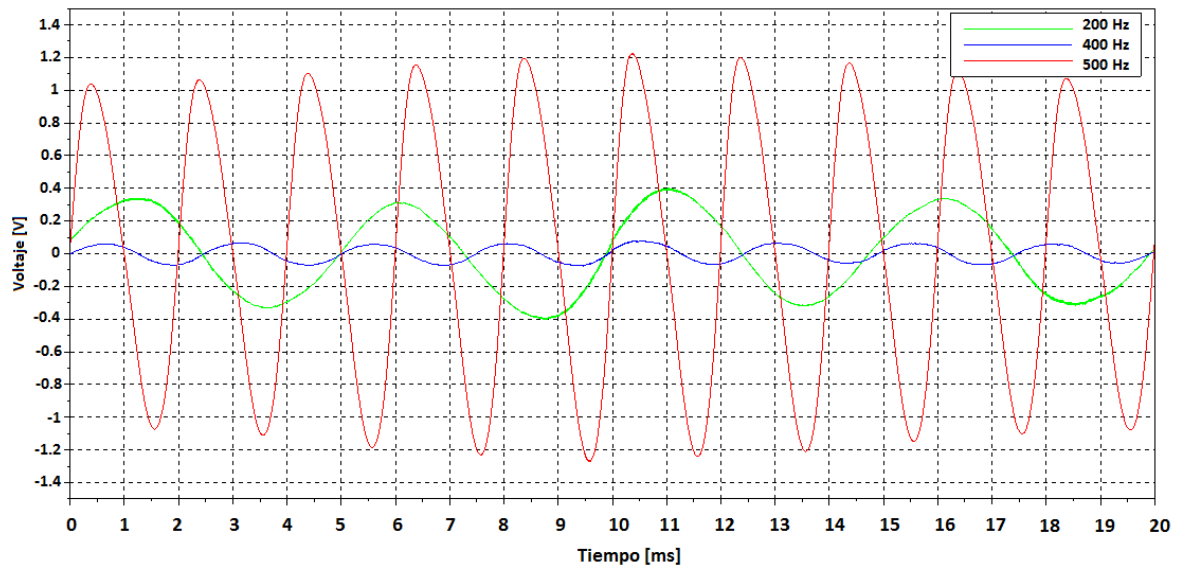


Figura 2.18 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes frecuencias.

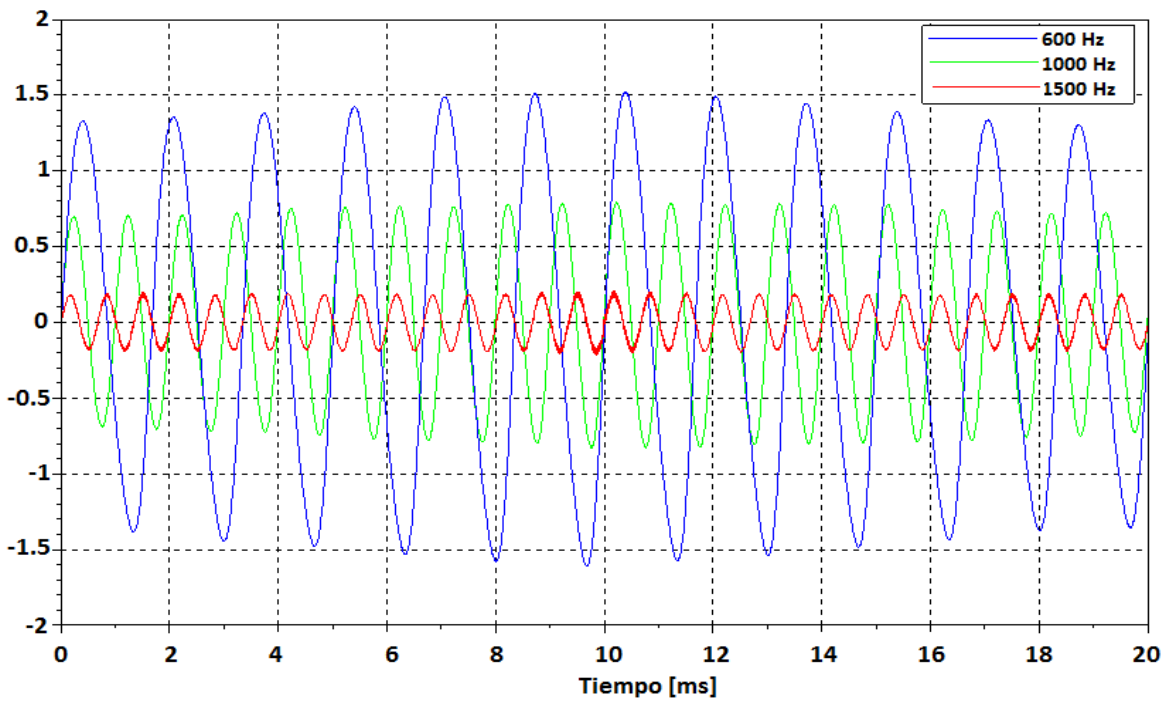


Figura 2.19 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes frecuencias.

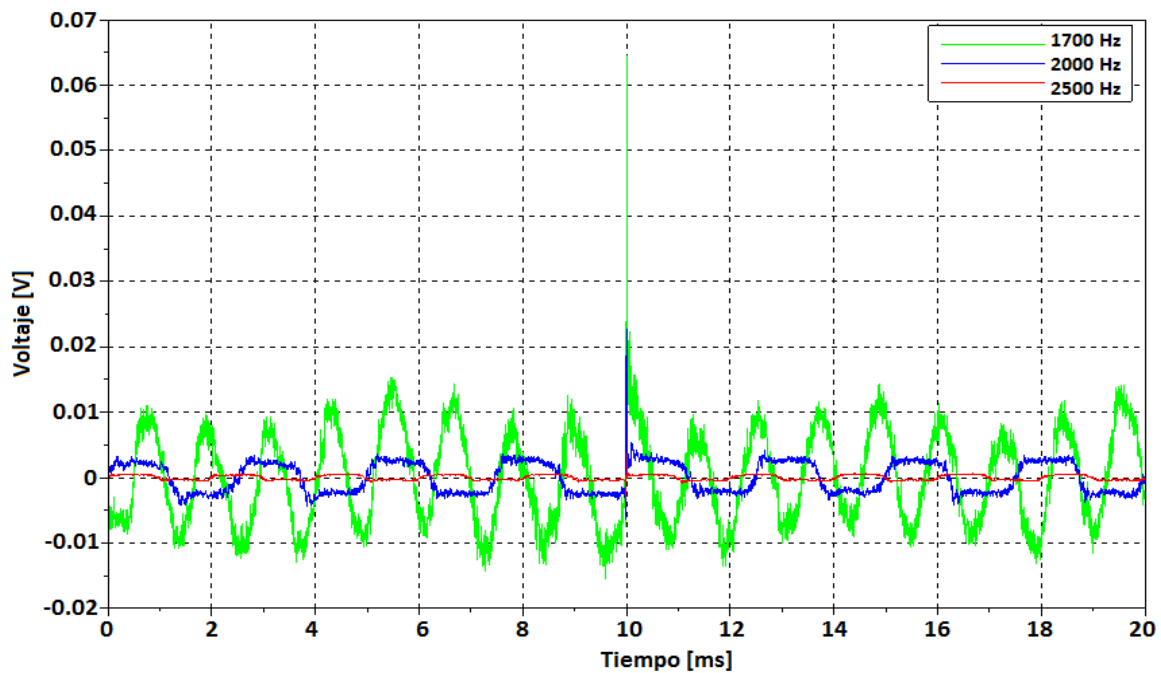


Figura 2.20 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes frecuencias.

El siguiente paso consistió en sumergir un sonómetro HER-403, cuyas especificaciones pueden encontrarse en [41], en el tanque de pruebas. Se alineó el centro geométrico de este con la fuente acústica y se colocó a la misma distancia sobre el eje X que el sensor óptico, es decir, 1000 pasos o 0.25 cm. Se realizaron dos pruebas, la primera utilizando una tensión de excitación de 10 Vpp y la segunda con una tensión de excitación de 0.5 Vpp. Para ambos experimentos se hizo un barrido de frecuencias con la misma variación en los pasos que en el apartado anterior. En la tabla 2.2 se presentan los resultados obtenidos.

El ruido de fondo medido para estas pruebas fue de 54.3 dB en ambos casos y se tomó como nivel de presión sonora a la diferencia entre la medición con la fuente acústica activa y el ruido de fondo.

Tabla 2.2 Variación del nivel de presión sonora a diferentes frecuencias.

Frecuencia [Hz]	Nivel de presión sonora [dB] a 10 Vpp.	Presión eficaz [μ Pa] a 10 Vpp.	Nivel de presión sonora [dB] a 0.5 Vpp.	Presión eficaz [μ Pa] a 0.5 Vpp.
200	9.6	60.4	0.3	20.7
300	36.8	1383	3.4	29.6
400	37.9	1570	6.6	42.8
500	40.3	2070	19.4	187
600	39.3	1845	17.2	145
700	39.5	1888	10.2	64.7
800	40.3	2070	20.1	202
900	52	7962	27.8	491
1000	56.6	13521	32.5	843
1100	51.4	7430	33.3	925
1200	40	2000	24.4	332
1300	40.3	2070	21.1	227
1400	39.9	1977	22.9	279
1500	39.8	1954	20.8	219
1600	39.3	1845	19.8	195
1700	40.5	2118	20.4	209
1800	40.6	2143	17.3	146
1900	37.9	1570	9.8	61.8
2000	31.5	752	6.2	40.8
2100	29.9	625	6.1	40.3
2200	28.1	508	5.1	36
2300	25.9	394	5.1	36
2400	26.2	408	4.2	32.4
2500	21.8	246	2.9	27.9

En la figura 2.21 se muestra la gráfica con los resultados obtenidos.

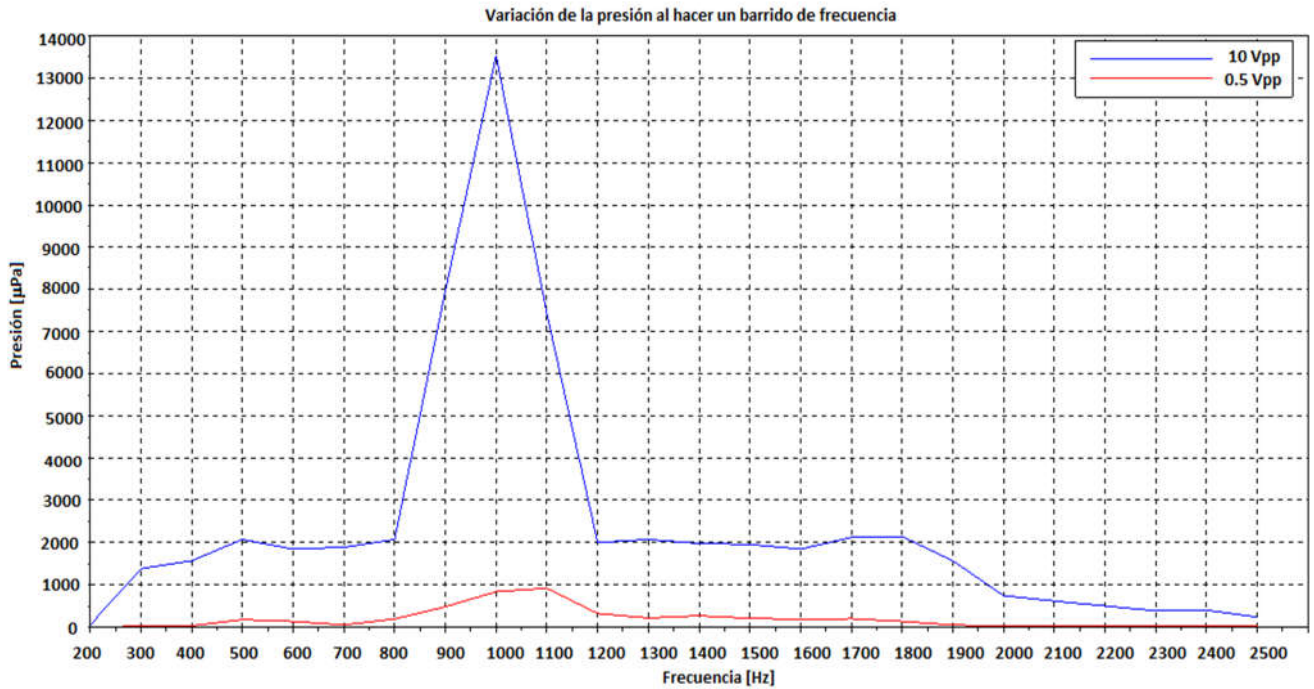


Figura 2.21 Variación de la presión con respecto a la frecuencia.

2.6 Variación de la tensión de alimentación de la fuente acústica.

El siguiente experimento que se realizó, consistió en elegir una frecuencia y variar la alimentación que brinda el generador de funciones para a su vez modificar la respuesta de la fuente acústica, el objetivo de esta prueba es el de verificar que el sensor perciba cambios en la amplitud de una señal dada, la frecuencia de operación escogida fue el de 500 Hz. Empezando con una tensión de 10 Vpp y disminuyendo en uno su valor hasta llegar a 1 Vpp se capturaron las señales mediante el osciloscopio, a partir de esta cantidad el decremento realizado fue de 0.1 Vpp hasta 0.5 Vpp, de igual forma se capturaron los datos recibidos. Para este experimento se dejaron fijos los filtros en 300 Hz para el paso-bajas y 1000 Hz para el paso-altas, también permaneció constante el factor de amplificación en un valor

de 1×10^4 . En las figuras 2.22, 2.23, 2.24, 2.25, 2.26 y 2.27 se muestran los resultados obtenidos.

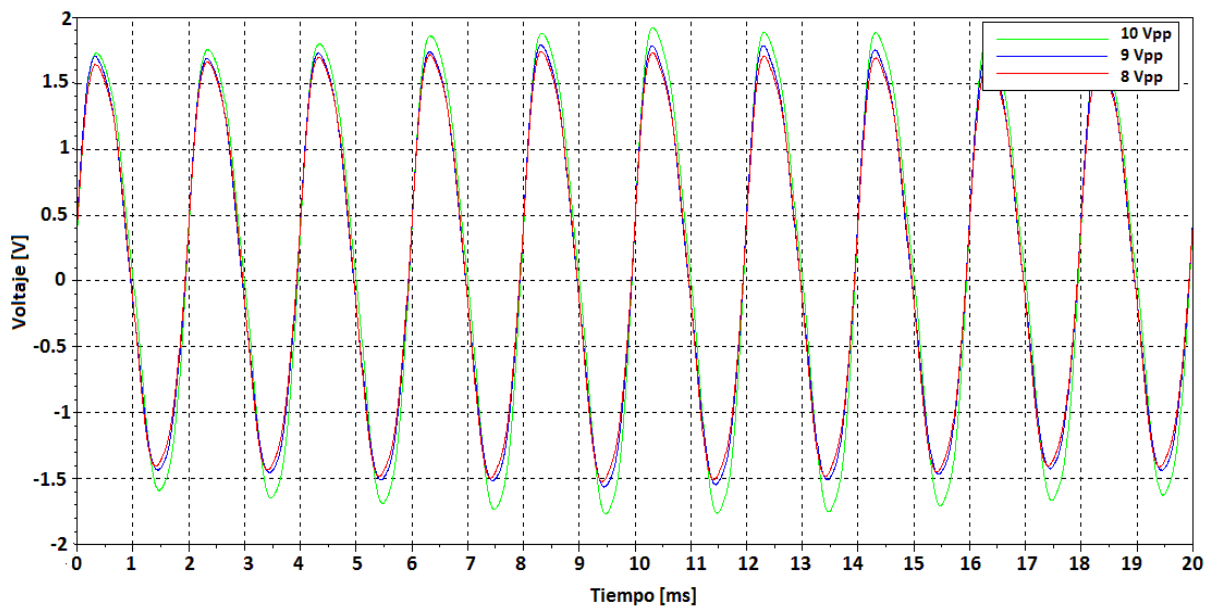


Figura 2.22 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes voltajes de alimentación.

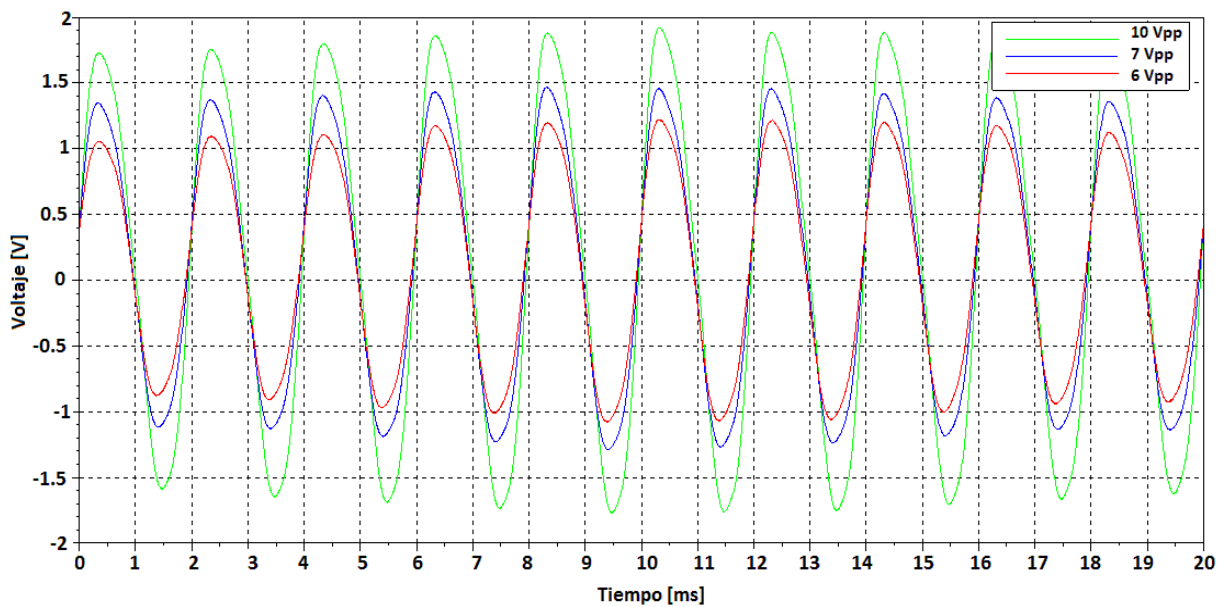


Figura 2.23 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes voltajes de alimentación.

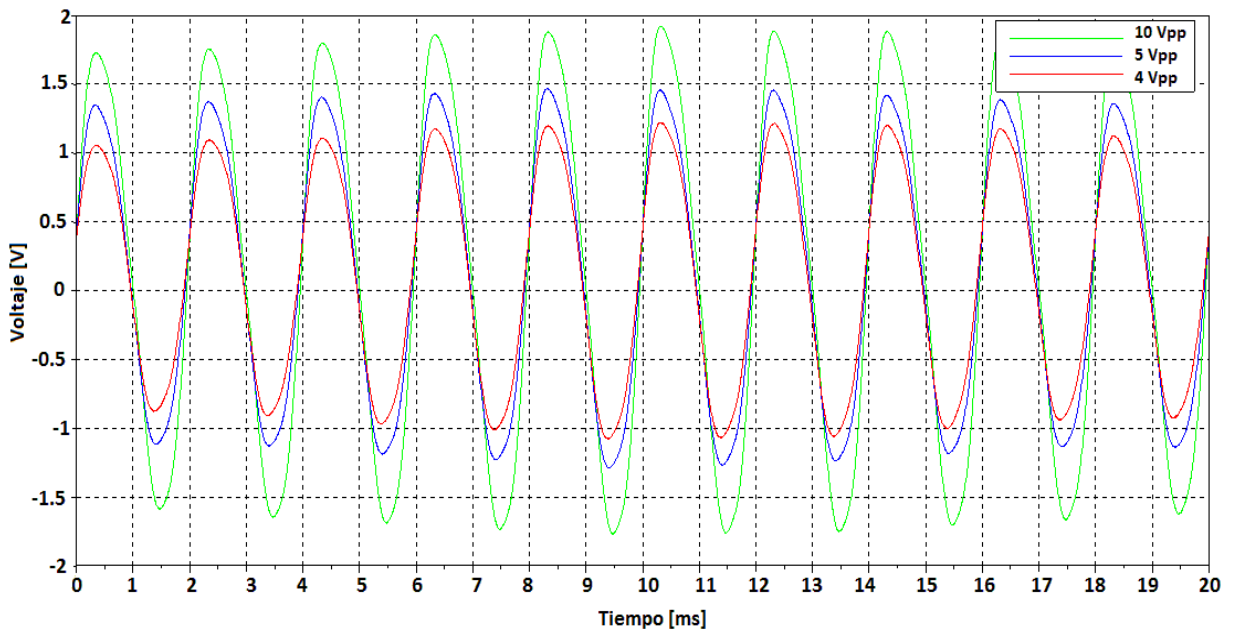


Figura 2.24 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes voltajes de alimentación.

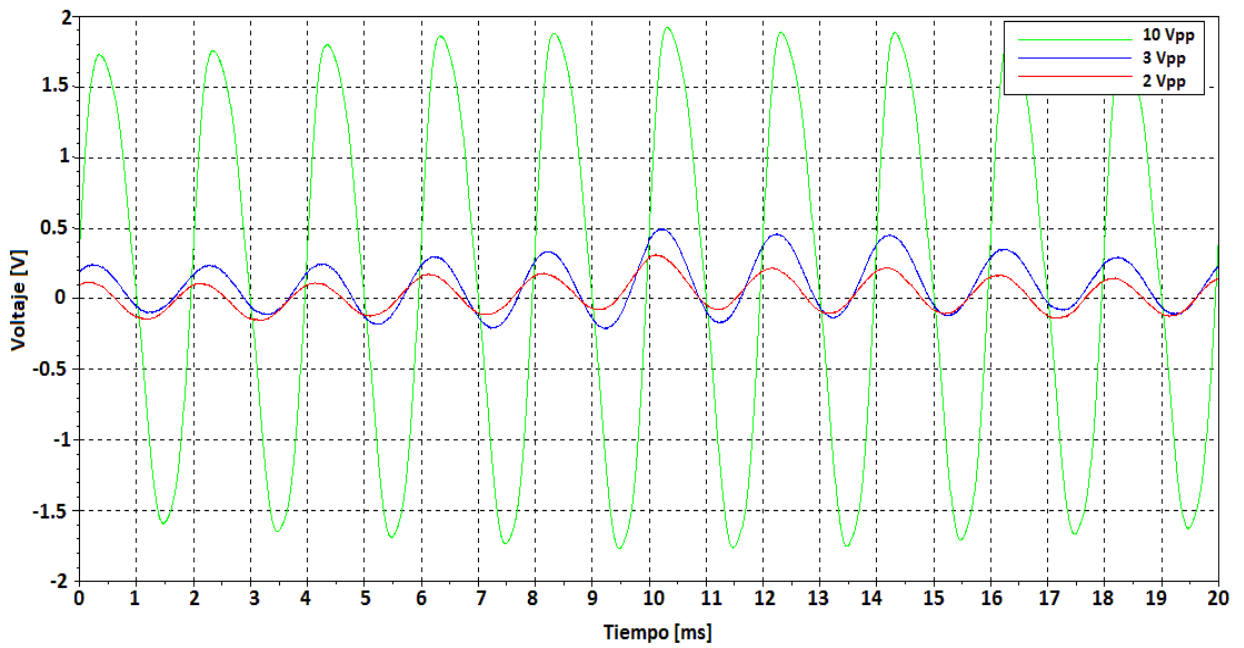


Figura 2.25 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes voltajes de alimentación.

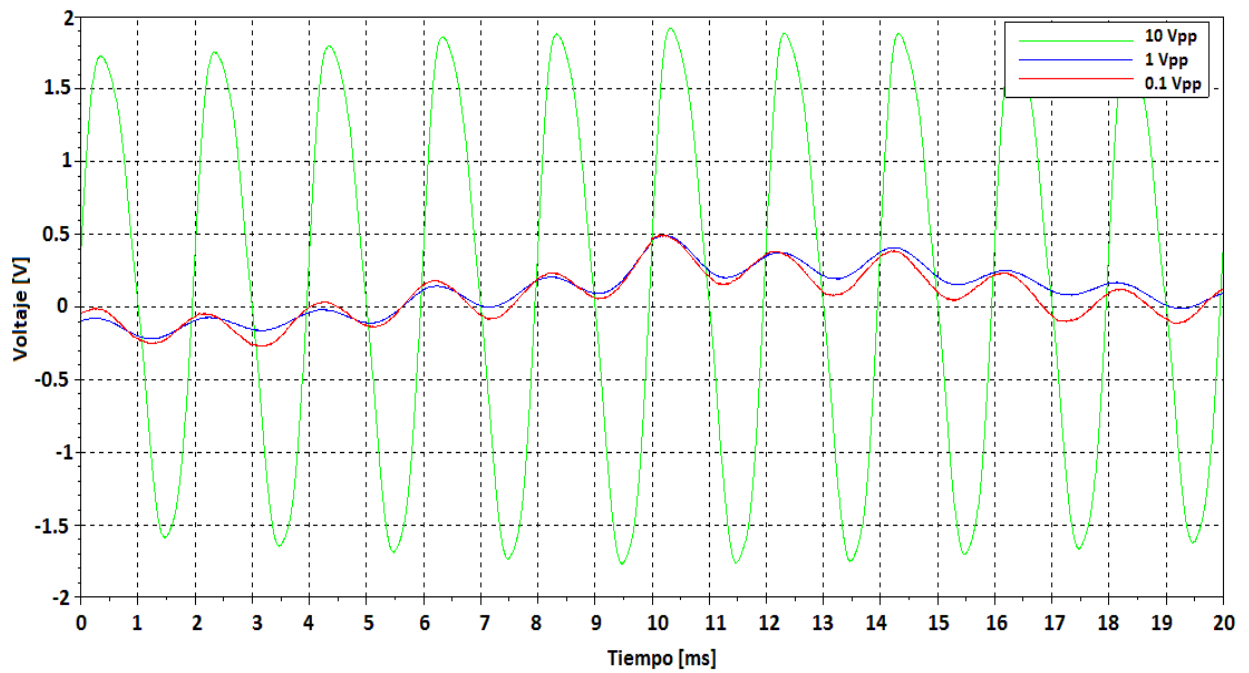


Figura 2.26 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes voltajes de alimentación.

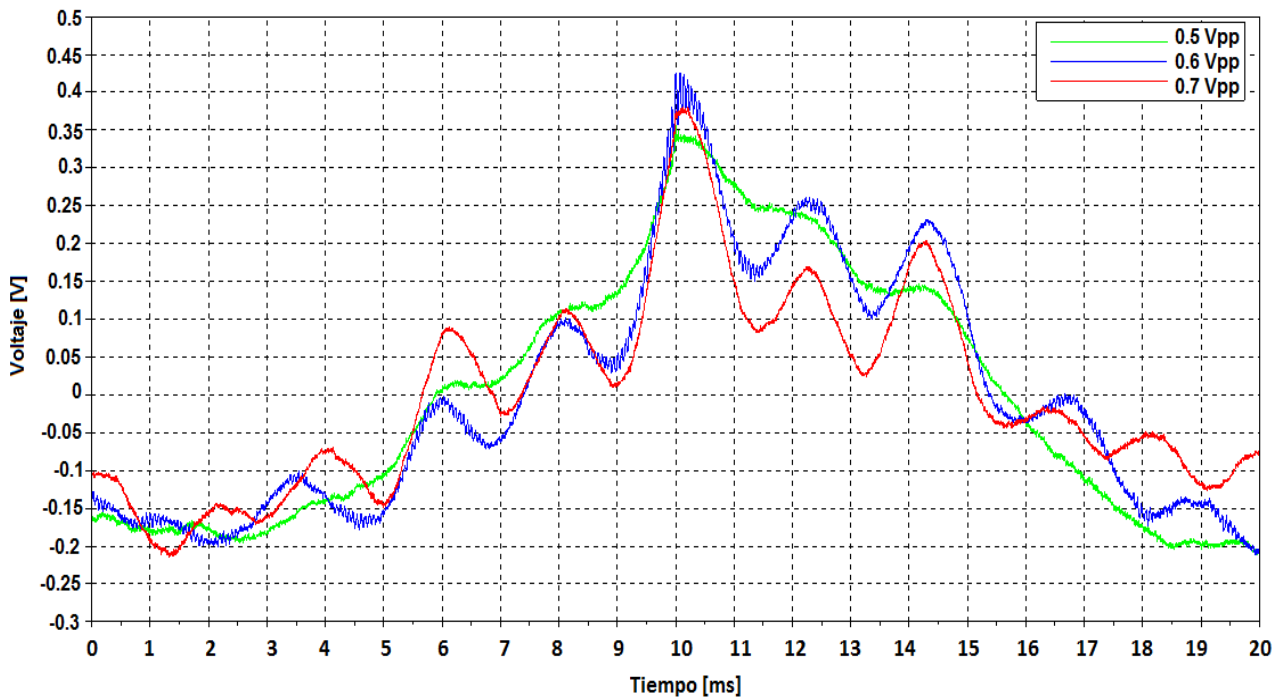


Figura 2.27 Comparación de respuestas obtenidas para diferentes voltajes de alimentación.

El siguiente paso consistió en sumergir un sonómetro HER-403, en el tanque de pruebas. Se alineo el centro geométrico de este con la fuente acústica y se colocó

a la misma distancia sobre el eje X que el sensor óptico, es decir, 1000 pasos o 0.25 cm. Se realizó la prueba anterior manteniendo los valores de frecuencia y los pasos en la variación de la tensión de alimentación obteniendo las siguientes mediciones concentradas en la tabla 2.3.

Tabla 2.3 Variación del nivel de presión sonora a diferentes tensiones de alimentación.

Tensión de alimentación [V]	Nivel de presión sonora [dB]	Nivel de presión sonora [μPa]
10	39.1	1803
9	38.7	1722
8	38.8	1742
7	37.8	1552
6	37.7	1535
5	37.6	1517
4	36.3	1306
3	33.5	946
2	29.7	611
1	23.1	286
0.9	22	258
0.8	20.5	212
0.7	19.1	180
0.6	17.5	150
0.5	16.1	127

El valor de ruido de fondo medido con el sonómetro en el tanque de pruebas fue de 55.8 dB. En las figuras 2.28 y 2.29 se muestran los resultados obtenidos.

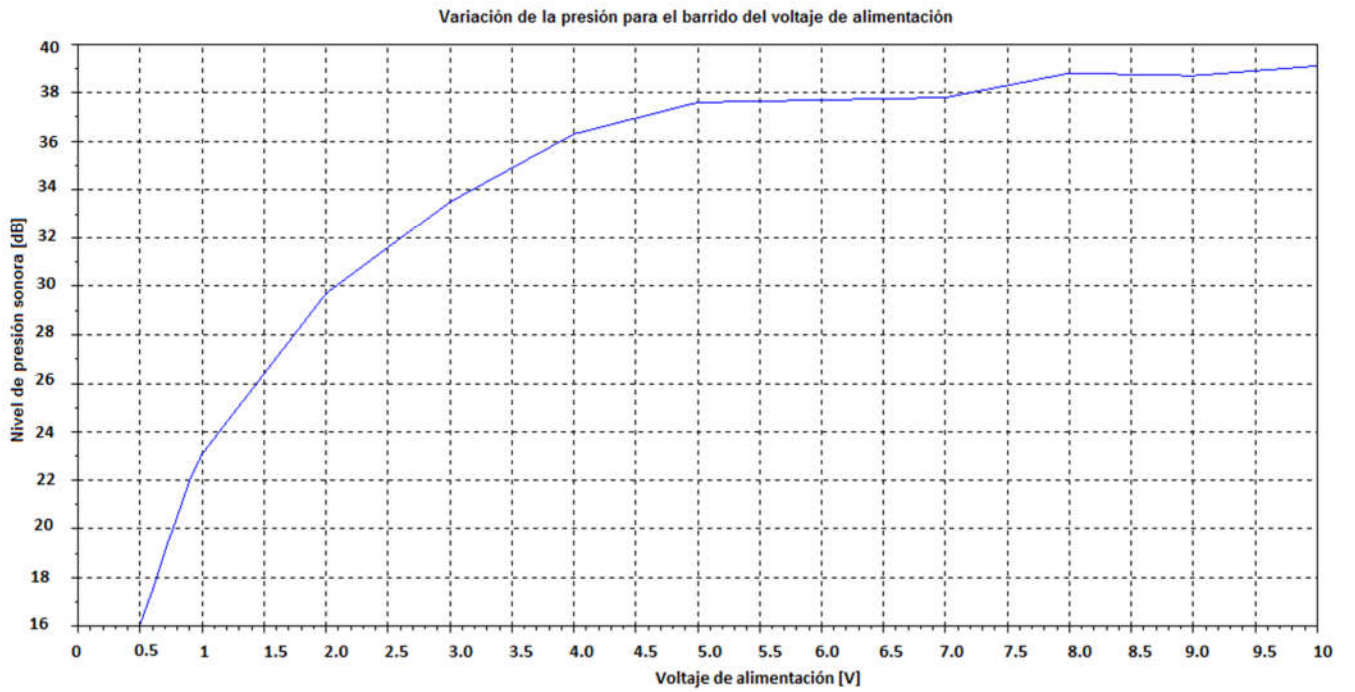


Figura 2.28 Variación del nivel de presión sonora con respecto a la tensión de alimentación.

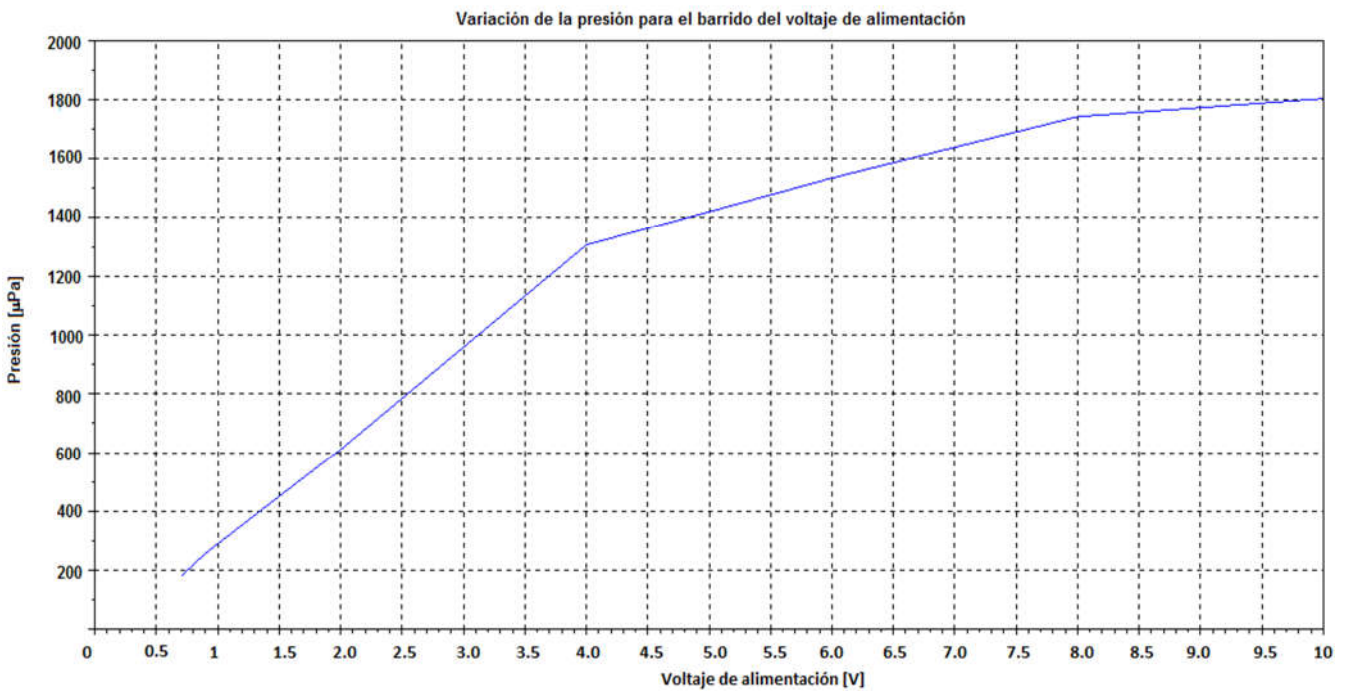


Figura 2.29 Variación de la presión con respecto a la tensión de alimentación.

2.7 Comparación del sensor elaborado.

Para tener un punto de referencia se procedió a comparar al hidrófono elaborado con un sensor PZT comercial disponible en el laboratorio cuyas especificaciones pueden encontrarse en [42]. Se utilizó como señal de excitación de la fuente acústica una sinusoidal de 500 Hz y 10 Vpp. Para esta prueba fue necesario emplear el preamplificador de bajo ruido para el PZT, con un valor de 300 Hz para el filtro paso bajas y 1000 Hz para el paso altas, se usó un factor de amplificación de 1×10^4 que fue el valor anterior para el cual el sensor cerámico presentaba saturación. En las figura 2.28 se muestra los resultados obtenidos.

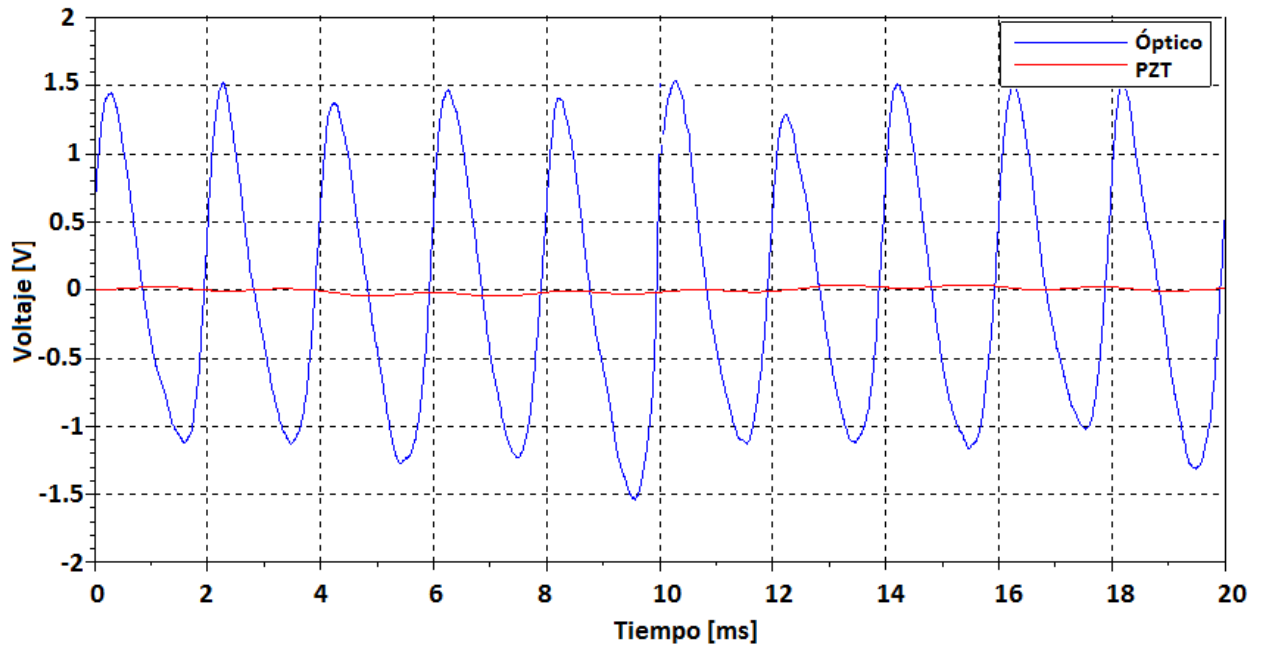


Figura 2.28 Comparación de respuestas obtenidas entre el sensor óptico y un PZT.

Capítulo 3. Análisis de resultados, conclusiones y trabajo a futuro.

3.1 Instrumentación del sensor óptico y montaje experimental.

La configuración del sensor instrumentado nos permitió tener una área de sensado más grande, que nos brinda una mayor capacidad para captar señales provenientes de diferentes direcciones como se muestra en la figura 3.1, sin embargo, se cuenta con un punto ciego justo en el centro del sensor que puede limitar de manera severa la respuesta del mismo o inclusive provocar la pérdida de información si es que se da el caso de una perturbación cuyo patrón de radiación no irradie los círculos concéntricos de fibra a pesar de que la fuente acústica pudiera estar relativamente cerca del sensor y la dirección de propagación de la perturbación cruce el campo de acción del mismo. Este caso se ejemplifica en la figura 3.2 donde se representan las ondas acústicas mediante círculos que son de menor diámetro que la zona sin fibra.

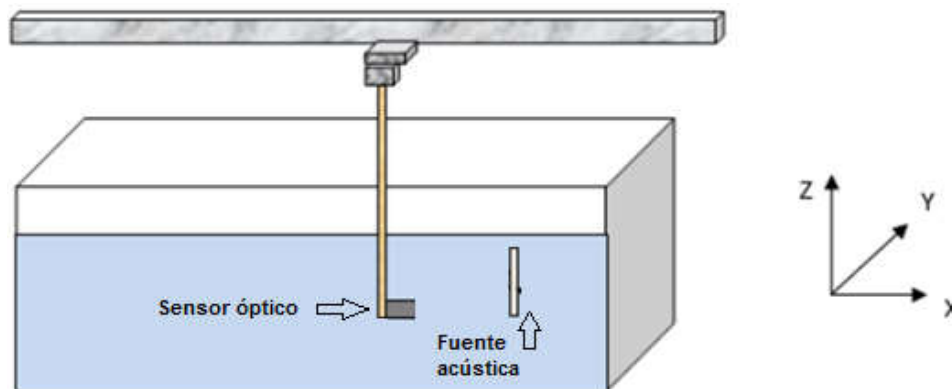


Figura 3.1. Fuente acústica no alineada con el sensor.

En comparación con una configuración como la propuesta inicialmente, donde se proponía una geometría en forma de serpentín, se consiguió incrementar de manera

sustancial la cantidad de fibra que se utiliza para detectar ondas acústicas, también es posible aumentar aún más la sensibilidad del dispositivo si se retiran las cubiertas protectoras de la fibra, pero en este caso se pueden provocar efectos indeseados, ya que es muy posible la inserción de señales no deseadas provenientes de vibraciones ajenas al sistema en estudio, además de que se torna más complicado manipular la fibra óptica desnuda y la probabilidad de dañarla se vuelve mayor. Por otro lado el círculo de menor diámetro no está cerca del radio de curvatura mínimo que se recomienda evitar en la literatura [1], reduciendo así un posible incremento de las pérdidas por macro-flexión.

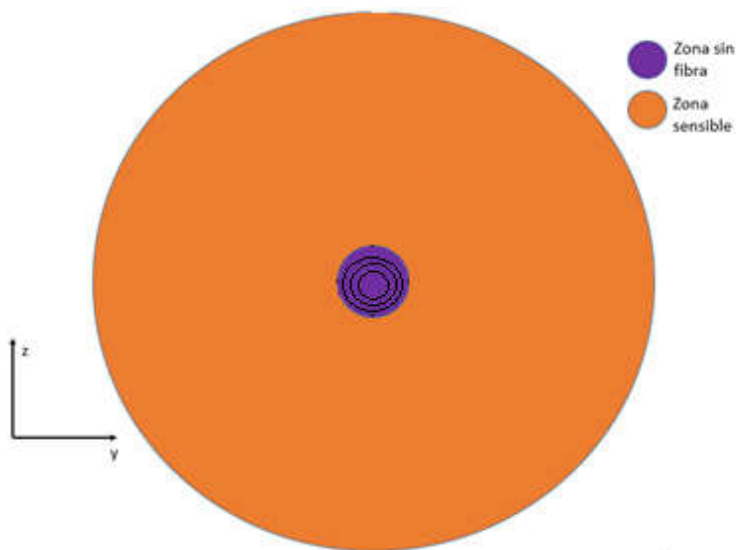


Figura 3.2 Ondas acústicas que irradian el punto “ciego” del sensor.

Al medir la potencia en la entrada del sistema de alimentación y compararla con la medida en la fibra de recuperación se encontró que existían pérdidas de 2.438 mW equivalentes al 43.4% del total de potencia entregada. Estas pérdidas son atribuibles a la distribución geométrica del sistema así como al uso de conectores. El montaje que se utilizó originalmente no contaba con un aislamiento que impidiera la llegada de perturbaciones provocadas por el sistema de posicionamiento, con la

inclusión de aislantes mecánicos en los puntos de contacto del sistema de transmisión-recuperación del haz láser con la estructura del contenedor del tanque, se consiguió una reducción en la deriva de las señales captadas así como una menor aportación de señales con frecuencia distinta a la de interés. A partir de este resultado se llegó a la conclusión de que las fibras de transmisión y recuperación deben de permanecer con sus cubiertas protectoras. Por otro lado es indispensable mantener la misma posición de cada fibra ya que si esta es modificada se induce un cambio en el patrón de moteado.

3.2 Distancia de captación del patrón de moteado y sistema electrónico de procesamiento.

En una primera instancia se realizó el experimento utilizando una fuente de 633 nm y una fibra monomodo a la salida de la fibra de recuperación, pero la cantidad de energía recabada no fue suficiente como para poder activar al fotodetector por lo que se procedió a utilizar la opción de usar el espacio libre para la propagación del haz recuperado. Como se describió en el capítulo 2 también se utilizó una fuente distinta a la de 633 nm cuyo valor de longitud de onda es de 973 nm, la potencia que alcanza esta fuente en su rango estable saturaba al fotodetector, incluso al utilizar fibra monomodo para la alimentación y transmisión por lo que esta alternativa fue descartada.

La distancia en el eje x existente entre la salida de la fibra de recuperación y el fotodetector cuyo valor es de 4.3 cm y que permitió realizar las mediciones en condiciones de máxima amplitud con mínima variación de la señal captada, resulto no ser alterada al llevar a cabo el experimento en diferentes momentos, es decir, al implementar el ensayo con intervalos de tiempos no consecutivos se encontró que

esta distancia siempre ofrecía las mejores condiciones de medición, sin embargo, si hubo alteraciones en la señal, en la figura 3.3 se muestra un esquema del arreglo usado para irradiar el fotodetector y la dirección en la cual se variaba la distancia entre el fotodiodo y la fibra de salida. Si se permitía el ingreso de una mayor cantidad de luz al fotodetector, mediante el acercamiento de la fibra al fotodetector, se observaba una saturación del sistema de amplificación. Por el contrario al reducir la cantidad de luz incidente, aumentando la distancia entre emisor y receptor, la señal detectada era de dimensiones menores a las del ruido ambiental aun después de amplificarla por lo que no fue posible identificarla.

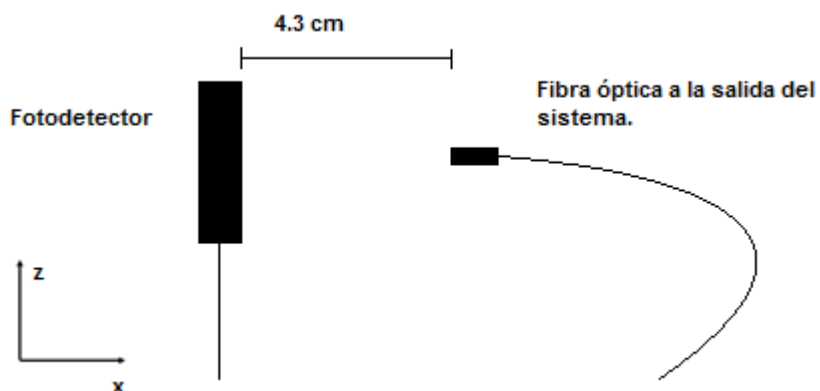


Figura 3.3 Variación de la distancia entre el fotodetector y la fibra de salida.

Las modificaciones que se presentaron en la señal fueron producto de la deriva correspondiente al circuito electrónico usado y las perturbaciones existentes en el medio que rodea a nuestro sistema, estas perturbaciones tienen diferentes orígenes que van desde el movimiento de cuerpos cercanos al montaje hasta ruido electrónico que se introdujo al sistema de procesamiento.

El circuito electrónico utilizado consistió en un amplificador de transimpedancia combinado con un preamplificador de bajo ruido comercial que además nos proporcionó los filtros electrónicos paso-altas y paso-bajas. Al inicio de las pruebas

se contaba con un amplificador inmediatamente después del amplificador de transimpedancia y antes de ingresar la señal al bloque de filtrado y del preamplificador de bajo ruido, pero, se saturaba al preamplificador sin llegar a observar la señal buscada, por tal motivo se retiró dicho amplificador, no sin antes probar con diferentes valores de ganancia y modelos de circuitos integrados de bajo ruido sin llegar a conseguir el objetivo.

3.3 Barridos sobre ejes.

Al buscar la distancia entre la fuente acústica y el sensor elaborado que brindaba la mejor respuesta se encontró que esta se tiene para las coordenadas de 3.1 cm en el eje Y y 0.25 cm para el eje X. Se eligió la frecuencia de 600 Hz para las pruebas de posicionamiento ya que en ese valor la bocina usada brindaba la mayor respuesta, esta respuesta pudo corroborarse a través del sistema propuesto. Esto puede ser debido a que la frecuencia de resonancia de la bocina se encuentra entorno a ese valor.

Consideramos que el valor de las coordenadas cambiara si se modifica la fuente acústica, ya que al hacerlo se tendría un patrón de radiación completamente diferente, lo que implicaría que la magnitud de las deformaciones inducidas en la fibra sería distinta para cada caso. También puede darse una instancia en la que se reduzca la cantidad de fibra afectada por las ondas acústicas producto del cambio en el patrón de radiación mencionado. Por tal motivo se considera necesario que el sensor sea posicionado hasta se encuentre la mejor respuesta en cada experimento.

Al alejarse de las coordenadas óptimas se encontró una reducción a los costados de cada componente. Para el caso del eje X era predecible ya que de manera ideal

para tener la máxima cantidad de deformaciones es necesario que la perturbación abarque la totalidad del sensor, por lo que al moverlo lateralmente se reduce el área sensible afectada, aunque este comportamiento puede usarse para reducir la saturación en un momento dado. En cuanto al eje Y al alejarse del punto de máxima amplitud se vio una reducción en la señal producto del cambio en la magnitud de las deformaciones y a la atenuación que sufren las ondas sonoras al transmitirse a través de un medio como el agua. Por tal motivo se tuvo una reducción en la intensidad de la perturbación mecánica que a su vez provocó un decaimiento en la señal eléctrica obtenida. Para distancias menores a 3.1 cm, la señal fue de menor intensidad debido a que el punto ciego del sensor abarcaba la mayor cantidad posible de la radiación.

En cuanto a las pruebas realizadas con las frecuencias de 1500 Hz y 2000 Hz se mantuvo el valor encontrado para las coordenadas, pero se tuvo una mayor presencia de ruido ya que fue necesario abrir las ventanas de filtrado. La amplitud de estas señales fue menor a la de 600 Hz y en el caso de la 2000 Hz fue necesario dar un factor de amplificación mayor.

3.4 Barrido de frecuencias.

Al realizar un barrido de frecuencias que abarco valores desde los 200 Hz y hasta los 2500 Hz dando pasos de 100 Hz. El máximo valor del porcentaje de error se presentó para la frecuencia de 2300 Hz y fue de 0.9%, se cree que este valor fue producto de una mayor contribución del ruido ambiental así como del producido por el sistema de preamplificación. Mientras que para las frecuencias de 700, 800 y 1700 Hz el valor de porcentaje de error tendió a cero y se repitió en mediciones realizadas posteriormente.

Se encontró que el valor de 600 Hz es donde se presenta la mayor amplitud de la respuesta medida en el osciloscopio, por lo que asumimos que para este valor nos encontramos en torno a la frecuencia de resonancia de la fuente acústica. La respuesta que obtuvo una menor variación o deriva fue la de 500 Hz, esto es debido a que se encuentra cercana al de resonancia pero sin tener una máxima amplitud por lo que no llega a saturar el dispositivo. Para frecuencias menores a 200 Hz se presentaba una fuerte componente del ruido de la acometida que es de 60 Hz y de su armónico de 120 Hz. Para frecuencias arriba de 1600 Hz se incrementó el factor de amplificación al doble de lo usado para los valores que se encuentran por debajo de ese umbral, es decir de 1×10^4 a 2×10^4 . En estos valores se percibió una mayor contribución de ruido de alta frecuencia y de una distorsión más marcada, la distorsión está ligada al sistema de preamplificación y a la selectividad de los filtros usados. Conforme se incrementó el valor de frecuencia se presentó una reducción en la amplitud de la señal recabada, siendo que para valores arriba de 2500 Hz la tensión pico a pico no alcanzo el valor de 100 mV.

En cuanto a los valores de presión que se midieron se observó que existen frecuencias para las cuales se tiene una mayor respuesta por parte de la fuente acústica, esas frecuencias no coinciden de forma total con las que reportaron mayor amplitud en la señal eléctrica recuperada, sin embargo, se mantienen en torno a ella. El valor mínimo que se alcanzó a medir fue para la frecuencia de 200 Hz y corresponde a 20.7 μPa con una tensión de alimentación de 0.5 Vpp.

3.5 Variación de la tensión de alimentación de la fuente acústica.

Al modificar el valor de la alimentación de la fuente acústica el sensor propuesto fue capaz de identificar entre cada uno de los cambios, es decir, presento una respuesta

que vario en amplitud dependiendo del valor de alimentación empleado. Se utilizó una señal de frecuencia de 500 Hz debido a que esta era para la cual el sistema se comportó más estable y nos permitía realizar las mediciones sin interrupciones debidas a la saturación del sistema de preamplificación. La variación fue realizada en orden descendente y este se conservó en las amplitudes de las señales recuperadas, manteniéndose una reducción proporcional al cambio hecho. Para valores de tensión de 10 Vpp se obtuvo la máxima respuesta pero de igual forma se acercaba más al nivel de saturación del sistema de amplificación. En señales cuya alimentación era menor a 1 V la aportación de ruido ambiental fue tal que la señal de interés se montó sobre la de ruido, debido a esto se descartó realizar mediciones por debajo del valor de 0.5 V.

Para poder tener una idea de los cambios de presión que el sensor óptico es capaz de detectar se introdujo un sonómetro al tanque de pruebas, con ayuda de este fue posible tener una referencia de medición, aunque solo se utilizó para esta prueba debido a la mayor estabilidad y la menor deriva que se presentaban. En la tabla 2.2 se mostraron las mediciones realizadas, ahora bien, determinar cuál es la presión mínima que nuestro sistema detecto es necesario utilizar el menor valor de excitación de la fuente acústica, que fue para una tensión de 0.5 V y que es de 71.9 dB. Por otro lado este valor no es el mínimo detectado ya que se tiene un ruido de fondo que estuvo presente desde antes de que la fuente acústica empezara a emitir, este ruido es de 55.8 dB, aunque puede variar para diferentes momentos.

Entonces tomando la diferencia entre el nivel de presión sonora medido para una excitación de 0.5 V y el medido como ruido de fondo encontramos que el nivel de

presión sonora de interés es de 16.1 dB. Utilizando la definición del nivel de presión sonora “L” dado en el capítulo uno tenemos que:

$$p = p_0 10^{\frac{L}{20}} = (2 \times 10^{-5}) \left(10^{\frac{16.1}{20}} \right) \approx 127 \mu Pa$$

Siendo este valor el mínimo detectable con el sistema propuesto para las condiciones de frecuencia y de tensión de alimentación dadas.

En el apartado destinado para el barrido de frecuencias se encontró que se pudo medir una presión de 20.7 μPa , sin embargo, no se realizaron más pruebas con este valor debido a que se presentó una deriva que impedía capturar una señal eléctrica estable.

3.6 Comparación del sensor elaborado.

El sensor propuesto presentó una mejor respuesta en comparación con uno de material piezoeléctrico disponible en el laboratorio. El valor de la señal conseguida con el hidrófono óptico superó en amplitud al del piezoeléctrico en una proporción de 30 a 1. Para poder comparar la respuesta del sensor piezoeléctrico con la del sensor óptico se fijó un factor de amplificación, para ambos, aplicado a la respuesta eléctrica de cada uno de ellos, de esta manera es posible observar las características de las señales recabadas para condiciones casi idénticas. En el caso del sensor óptico se observó un pequeño margen de manipulación del sistema de preamplificador ya que si se incrementaba al valor inmediato superior el preamplificador se saturaba. Para el sensor piezoeléctrico esto no ocurría ya que el nivel de la señal recuperada era tan pequeño que nos permitió llegar al tope del sistema sin saturarlo. Cabe señalar que en cuanto mayor era el factor de amplificación más se distorsionaba la señal y el porcentaje de error en el periodo medido con el osciloscopio se incrementaba, por lo que el sensor óptico brindaba la

ventaja de poder reducir la amplificación para observar con mayor detalle la señal recuperada. Otra de las ventajas del sensor óptico con respecto de cualquier sensor que utilice el efecto piezoeléctrico es la facilidad de poder emplearlo en ambientes susceptibles de explosión al generarse una chispa eléctrica, en este sentido se han desarrollado y probado dispositivos con base en fibra óptica [26] pero que emplean alguna de las configuraciones mencionadas en apartados anteriores.

Otra de las ventajas que presenta el sensor óptico es su ancho de banda que para el sensor piezoeléctrico este se encuentra sumamente reducido, aunque para el caso del sensor óptico se necesita de un mayor procesamiento electrónico para poder utilizar analizar señales que tienen frecuencias cercanas a las de las fuentes de ruido.

Como desventaja se encuentra que la señal recuperada por el sensor óptico presentaba una deriva muy grande la cual no se observó en ningún experimento realizado con el piezoeléctrico.

3.7 Conclusiones y trabajo a futuro.

El sistema propuesto fue capaz de detectar ondas acústicas en el rango del sonido, diferenciando entre las diferentes frecuencias que se usaron como excitación de la fuente sonora. Aunque inicialmente se planteó la opción de alcanzar valores acústicos correspondientes al ultrasonido, sin embargo, con base en las pruebas realizadas se concluyó que para poder alcanzar esa cota se tiene que adecuar el sistema de procesamiento y manipulación electrónica. Dentro de las propuestas encaminadas a la solución de este problema se propone un cambio en la longitud de onda del haz transmitido en la fibra. El valor con el cual se busca operar el sistema es de 933 nm mismo que en un principio fue descartado ya que saturaba al

fotodetector por lo que este se cambiaría a uno con una mayor capacidad de recepción de potencia, de igual forma se usarían fibras ópticas monomodo a la entrada y la salida del sensor, pero reduciendo la cantidad de curvas y empalmes que originalmente se usaron. Como última alternativa en este rubro se considera fusionar la fibra multimodo del sensor con las fibras monomodo de alimentación y recuperación para así disminuir lo más posible las pérdidas y alcanzar el rango estable de operación del láser. Otra de las adecuaciones es el empleo de filtros más selectivos y robustos que permitan discriminar mejor las señales no deseadas.

El valor de la amplitud de la señal eléctrica obtenida varió siendo el de 600 Hz el de mayor magnitud, mientras que el de 500 Hz presentó la mayor estabilidad. El sensor mostró una buena respuesta para el rango de trabajo de la fuente acústica, que va desde los 200 Hz y hasta los 2500 Hz.

La geometría propuesta permitió maximizar la cantidad de fibra expuesta a las perturbaciones, sin embargo, el hecho de tener que fijarla redujo su capacidad de reacción. Para poder incrementar el área de sensado se propone colocar la fibra óptica desnuda pero a condición de cambiar la base donde esta se fijara, ya que la utilizada al ser demasiado rígida no nos permite realizar una mejor manipulación, por lo que pensamos que un material polimérico puede brindar una excelente solución a este problema.

El hidrófono óptico propuesto también fue capaz de medir entre valores diferentes de amplitud de la perturbación acústica llegando a medir una señal de cuyo origen eléctrico en la fuente es de 0.5 volts. Para poder captar perturbaciones de un menor orden de magnitud debe ser modificado el sistema como anteriormente se propuso.

Uno de los mayores inconvenientes del sistema propuesto fue la presencia de deriva, la deriva es la variación de una señal a lo largo del tiempo a pesar de que el fenómeno de interés no este cambiando a esa razón. Este fenómeno impidió que el sensor pudiera ser caracterizado con un hidrófono comercial ya que al no tener una salida estable era imposible ponderar su respuesta con la del patrón disponible, sin embargo para la frecuencia donde se tenía la menor deriva se utilizó un sonómetro comercial que nos brindó la posibilidad de saber cuál fue el valor mínimo de presión que el sistema fue capaz de detectar, siendo de $127 \mu\text{Pa}$. Es necesario recalcar que este valor mínimo no es el del dispositivo sensor, sino del sistema en su totalidad, ya que el módulo de recuperación de la señal fue una limitante para poder reducir la alimentación de excitación y por tal motivo se tiene la seguridad de que una mejora en éste nos permitirá apreciar cambios de presión de menor magnitud como en el caso del valor de frecuencia de 200 Hz y 0.5 Vpp de alimentación que reportaron $20.7 \mu\text{Pa}$. Para mejorar el sistema electrónico y reducir la deriva se ha pensado en la utilización de un sistema de realimentación así como el uso de amplificadores de instrumentación para la conversión de la señal de corriente en tensión y como amplificadores con ganancia. También se piensa en utilizar una técnica holográfica en la cual comparemos fotografías del patrón de moteado antes y durante la acción de la perturbación, si bien este tema ha sido ampliamente desarrollado en múltiples trabajos [19, 20, 21] al momento no se le ha dado una aplicación a sensores encaminados a mediciones de presión en líquidos. Para implementar esta propuesta se requiere, el uso de procesamiento de imágenes y de señales mediante computadora, el cual jugara un papel de mayor relevancia. Otra alternativa es la de emplear más de un fotodetector, de tal forma que cada elemento

capte una parte distinta del patrón de moteado para posteriormente realizar un promedio de las señales recabadas.

Por ultimo al realizar la comparación del sensor propuesto con uno de tipo piezoeléctrico se consiguió una señal de mayor tamaño y mejor definida para el hidrófono elaborado. Esto presenta una ventaja competitiva ya que este dispositivo pudiera ser aplicado en sistemas donde los sensores electrónicos no presentan una buena respuesta o bien en ambientes donde su uso es peligroso o agresivo para el material del hidrófono.

Referencias bibliográficas.

- [1] B. Rubio. Introducción a la ingeniería de la fibra óptica., Ra-Ma. España, 1994.
- [2] M. Möser, J. Barros, Ingeniería Acústica. Teoría y Aplicaciones. Springer 2° ed. Chile, 2009.
- [3] R. Mott. Mecánica de fluidos aplicada. Pearson Prentice Hall. México, 1996.
- [4] J. Blauert, N. Xiang. Acoustics for Engineers. Springer 2° ed. India, 2009.
- [5] A. Beléndez, Acústica, fluidos y termodinámica. Universidad Politécnica de Alicante, 1992.
- [6] L. Kinsler, A. Frey, A. Coppens, J. Sanders. Fundamentals of acoustics. John Wiley & Sons 4° ed. EUA, 2000.
- [7] B. Saleh. Fundamentals of Photonics. John Wiley & Sons, EUA, 1991.
- [8] E. Hetch. Óptica. Wesley 3° ed. México, 2000.
- [9] F. Träger. Handbook of Lasers and Optics. Springer 2° ed. Alemania, 2012.
- [10] G. Chartier. Introduction to Optics. Springer. EUA, 2005.
- [11] K. Lizuka. Engineering Optics. Springer 3° ed. EUA, 2008.
- [12] J. Martín. Sistemas y redes ópticas de comunicaciones. Pearson Prentice Hall España, 2004.
- [13] J. Córdova, A. De la Torre. Procedimientos endoscópicos en gastroenterología. Editorial Médica Panamericana 2° ed. México, 2009.
- [14] F. Mitschke. Fiber Optics, Physics and Technology. Springer. EUA, 2009.
- [15] J. Nérrou. Introducción a las telecomunicaciones por fibras ópticas. México, Trillas. 1° ed., 2010.
- [16] E. Snitzer. Cylindrical Dielectric Waveguide Modes. Journal of the Optical Of Society America, vol. 51, no. 5, pp. 491-498, 1961.

- [17] M. Azadeh. Fiber Optics Engineering. Springer. EUA 2009.
- [18] G. Cloud. Optical Methods of Engineering Analysis. Cambridge University Press. Inglaterra 1998.
- [19] I. Razumovsky. Interference-Optical Methods of Solid Mechanics. Springer. Rusia 2011.
- [20] P. Hariharan. Basics of interferometry. Elsevier 2° ed. EUA 2007.
- [21] D. Nolte. Optical Interferometry for Biology and Medicine. Springer. EUA, 2013.
- [22] J. Dainty. Laser Speckle and Related Phenomena. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. EUA, 1975.
- [23] H. Rabal y R. Braga. Dynamic Laser Speckle and Applications. CRC Press. EUA, 2013.
- [24] M. Fraçon. Laser Speckle and Applications in Optics. Academic Press. England 1979.
- [25] Onda Corporation. Hydrophone Handbook. Onda Corporation. EUA, 2015.
- [26] A. Zargari, T. Blackburn. Modified Optical fibre Sensor for PD Detection in High-Voltage Power Equipment. International Symposium on Electrical Insulation IEEE, pp. 424–427 1996.
- [27] F. Álvarez Ramírez. Implementación y caracterización de un dispositivo de posicionamiento mecánico, para desplazamientos de baja escala. Tesis de Licenciatura. UNAM México 2015.
- [28] F. Yu y S. Yin. Fiber Optic Sensors. Marcel Dekker, Inc. EUA 2002.
- [29] G. Wild y S. Hinckley. Acousto-Ultrasonic Optical Fiber Sensors: Overview and State-of-the-Art. IEEE SENSORS JOURNAL, Vol. 8, No. 7, pp.1184-1193, July 2008.

- [30] R. Gopinath, P.Arora, G. Gandhi, L. Bansal, A. Daryoush, P.A. Lewin, y M. El-Sherif. Broadband Fiber Optic Hydrophone Sensors for Sub-Millimeter Ultrasound Resolutions. IEEE SENSORS JOURNAL, Vol. 8, No. 7, pp. 271-274, July 2008.
- [31] K. Creath. Phase-shifting speckle interferometry. Applied Optic, Vol. 24, No. 18, pp. 3053-3058, 1985.
- [32] M. Layton y J. Bucaro, Optical fiber acoustic sensor utilizing mode-mode interference Applied Optics, vol. 18, No.5, pp. 666-670, 1979.
- [33] L. Soldano y E. Pennings. "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and Applications". Journal of Lightwave Technology, vol. 13, no. 4, pp. 615-627, 1995.
- [34] A. Mehta, W. Mohammed y E. Johnson, Multimode Interference Based Fiber Optic Displacement Sensor. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 8 pp. 1129-1131, 2003.
- [35] A. García y M. Tabib, Fiber-optic force and displacement sensor based on speckle detection with 0.1 nN and 0.1 Angstrom resolution. Sensors and Actuators: A. Physical, No. 36, pp. 199-208, 1993.
- [36] A. Zargari, T. Blackburn. Modified Optical fibre Sensor for PD Detection in High-Voltage Power Equipment. International Symposium on Electrical Insulation IEEE, pp. 424–427 1996.
- [37] J. Duarte¹, F. Fernández, M. Moreno, J. Mora, M. Vicente. Metrología por fibra óptica para la detección de pequeños desplazamientos. Rev. Fac. Ing. Univ. Antioquia N.º 56 pp. 151-159. Diciembre, 2010.
- [38]http://optronics.com.mx/index.php?mod=eCommerce&ext=datasheet/45.Jumpe_rSTSTMMOM1.pdf [visto el 09/12/2012].

- [39] B. Gholamzadeh, y H. Nabovati. Fiber Optic Sensors. World Academy of Science, Engineering and Technology No. 42, pp. 297-307, 2008.
- [40] <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=FDS100> [visto el 09/12/2016].
- [41] <http://www.steren.com.mx/media/doctosMX/HER-403-instr.pdf> [visto el 31/01/2017].
- [42] <http://www.olympus-ims.com/en/ultrasonic-transducers/highfrequency/> [visto el 09/12/2016].
- [43] M. Messineo, G. Eliçabe y G. Frontini, “Análisis inverso de señales de ultrasonido para determinar constantes elásticas”, Mecánica Computacional, Asociación Argentina de Mecánica Computacional, Vol. XXVII, pp. 2795-2806, 2008.
- [44] M. Barbaglia. Hidrófono tipo aguja de gran ancho de banda, alta sensibilidad y bajo costo. Anales AFA, vol. 16. pp. 105–107, 2004.
- [45] P. Diament. Wave transmission and fiber optics. Canada, Maxwell Macmillan International Editions. 1° ed. 1990.
- [46] H. White. Física Moderna. México, Limusa. 1° ed. 2009.