



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

SENSOR ÓPTICO DE DESPLAZAMIENTO NANOMÉTRICO CON BASE EN UN
MÉTODO HÍBRIDO DE DETECCIÓN

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

PRESENTA:
HELY GONZÁLEZ RIVERA

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

CIUDAD DE MÉXICO, JUNIO DE 2017



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Jurado asignado:

Presidente: Dr. Pablo Roberto Pérez Alcázar
Secretario: Dr. Augusto García Valenzuela
Primer vocal: Dr. Gabriel Eduardo Sandoval Romero
Segundo vocal: Dra. Laura Oropeza Ramos
Tercer vocal: Dr. Neil Charles Bruce Davidson

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Ciudad de México.

Tutor de tesis:

Dr. Gabriel Eduardo Sandoval Romero

A mis padres, y quienes estuvieron antes para ellos,
por darme mucho más que estas palabras que puedo
decir.

Agradecimientos

Hago extensivo mi agradecimiento al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por su apoyo en forma de beca, durante mi estancia en el Programa de Posgrado en Ingeniería de la Universidad Nacional Autónoma de México; asimismo a la Institución y al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, por brindarme la oportunidad de formar el grado de Maestro en la Universidad de mayor prestigio en el País.

Adicionalmente, quiero reconocer el soporte a todas las personas que directa e indirectamente han influenciado en la consumación de esta obra. Siendo imprescindible mencionar a; Dr. Eduardo Sandoval Romero, Dr. Augusto García Valenzuela, Dr. Neil Bruce, Dra. Martha Rosete Aguilar, Dra. Laura Oropeza Ramos, Dr. Pablo Pérez Alcázar, y Dra. Celia Sánchez Pérez por las sustanciales contribuciones al trabajo realizado. Dr. Benito Pérez Solórzano por la oportunidad y la confianza de la primera experiencia laboral, donde comprendí la importancia de continuar la preparación académica en un posgrado. Además, quienes han estado presentes durante las diferentes etapas de mi desarrollo académico. No sin antes reconocer la formación fundamental que solo puede darse en el amparo de la familia.

Índice general

Agradecimientos	IV
Índice de figuras	VIII
Índice de tablas	IX
Símbolos y/o nomenclatura	X
Resumen	XII
Abstract	XIII
1. Introducción	1
1.1 Objetivos	2
1.2 Justificación e importancia	3
1.3 Fundamentos y antecedentes	3
1.3.1 La luz como onda electromagnética	3
1.3.1.1 Emisión láser	5
1.3.2 Interferencia	6
1.3.2.1 Interferómetros de dos haces	7
1.3.2.2 Interferencia de múltiples haces	11
1.3.3 Deflexión del haz óptico	13
1.3.3.1 Haz colimado en el <i>cantilever</i>	14
1.3.3.2 Haz enfocado en el <i>cantilever</i>	15
1.3.3.3 Haz enfocado en el detector	15
1.3.4 Deflexión de franjas de interferencia	16
2. Desarrollo del sensor de detección híbrida	17
2.1 Configuración del arreglo	18
2.1.1 Diodo láser como fuente de luz coherente	19
2.1.2 Rejilla de Ronchi	20
2.1.3 Distribución de la potencia óptica en el arreglo	21
2.2 Etapa de detección óptica	22
2.2.1 Amplificador de transimpedancia	24
2.2.1.1 Red T de realimentación	25
2.2.1.2 Ruido equivalente en el amplificador de transimpedancia	27
2.2.1.3 Ruido equivalente en el amplificador inversor	30
2.3 Procesamiento de datos	32
2.3.1 Tarjeta de adquisición de datos NI USB-6216	33

3.	Mediciones con el sensor de detección híbrida	35
3.1	Actuador piezoeléctrico como <i>cantilever</i>	36
3.1.1	Circuito contador de franjas	36
3.2	Comparación entre deflexión de franjas de interferencia y deflexión del haz . . .	41
3.2.1	OBD híbrido y OBD convencional	42
3.2.2	OBD híbrido y OBD convencional en las mismas condiciones de potencia óptica	43
3.3	Caracterización de una viga tipo <i>cantilever</i> con una masa adjunta en el extremo libre	44
3.3.1	Fuentes de ruido para el sistema de detección híbrida	47
3.3.2	Comportamiento de la viga tipo <i>cantilever</i> ante una perturbación externa	48
3.3.2.1	Frecuencia de amortiguamiento de la viga tipo <i>cantilever</i> en fun- ción del nivel de un líquido en contacto con la masa agrupada . .	49
3.3.2.2	Frecuencia de amortiguamiento de la viga tipo <i>cantilever</i> en fun- ción de las características del líquido en contacto con la masa agru- pada	53
3.4	Caracterización de un <i>cantilever</i> sin extremo fijo sobre una superficie líquida .	55
3.4.1	Principio de flotación del espejo en la superficie del líquido	56
3.4.2	Mediciones para sustentar prueba de principio	57
4.	Conclusiones	63
4.1	Resultados generales	64
4.1.1	Comparación de la deflexión de franjas de interferencia y la deflexión del haz óptico	64
4.1.2	Detección de la frecuencia de resonancia a través de la deflexión de franjas de interferencia	65
4.1.2.1	Viga <i>cantilever</i> de aluminio	65
4.1.2.2	<i>Cantilever</i> sobre una superficie líquida	66
4.2	Mejoras y trabajos a futuro	66

Índice de figuras

1.1	Propagación del espectro electromagnético.	4
1.2	Esquema básico de la operación de un sistema láser.	5
1.3	Patrón de interferencia a) líneas paralelas y b) círculos concéntricos.	7
1.4	División del haz por frente de onda en el experimento de Young.	8
1.5	Configuración para el interferómetro de Michelson.	9
1.6	Configuración para el interferómetro de Mach-Zehnder.	9
1.7	Configuración para el interferómetro de Sagnac.	10
1.8	Interferencia de múltiples haces en una placa de vidrio.	11
1.9	Distribución de intensidad transmitida en franjas formadas por interferencia de múltiples haces para diferentes valores de reflectancia R	12
1.10	Haz láser incidente simultáneamente sobre un par de <i>cantilevers</i> . La deflexión es detectada mediante el cambio en la dirección del haz reflejado.	13
1.11	a) Haz colimado en el <i>cantilever</i> reflejado en el detector y b) haz enfocado en el <i>cantilever</i> reflejado en el detector.	14
1.12	Haz enfocado en el detector.	15
1.13	Interferómetro de Michelson formado para medir la deflexión de franjas de interferencia.	16
2.1	Esquema de detección para el desplazamiento de franjas por deflexión del haz.	18
2.2	a) Esquema de las franjas de interferencia parcialmente bloqueadas, b) imagen formada en pantalla de una sección totalmente bloqueada por la rejilla de Ronchi en el arreglo.	19
2.3	Distribución de potencia óptica en el arreglo.	21
2.4	Circuito del amplificador de transimpedancia en a) modo fotovoltaico y b) modo fotoconductor.	24
2.5	Circuito amplificador de transimpedancia con red T de realimentación.	25
2.6	Circuito equivalente de Thevenin para una red T de realimentación.	26
2.7	Circuito de transimpedancia simplificado para el análisis de ruido.	27
2.8	Diagrama de bloques del amplificador inversor realimentado.	28
2.9	a) Ganancia en lazo abierto y b) voltaje equivalente de ruido del amplificador TL082.	29
2.10	Segunda etapa del amplificador de transimpedancia.	31

2.11	Proceso de conversión analógica-digital: a) señal analógica a muestrear, b) frecuencia de muestreo, c) señal modulada y d) señal digital muestreada. . .	33
3.1	Diagrama del circuito para contar de franjas.	37
3.2	a) Pulso rampa de 20 Vpp en el PZT, b) cambios de voltaje en el fotodetector por franjas desplazadas y c) pulsos generados por cada franja desplazada. . .	38
3.3	Mínima amplitud detectada para un desplazamiento de 15.82 nm en el PZT.	40
3.4	Arreglo para el OBD convencional.	42
3.5	Comparación en amplitud del OBD híbrido y el OBD convencional.	43
3.6	a) Señal en el dominio del tiempo registrada por el sistema de detección híbrida y b) su análisis de Fourier.	44
3.7	<i>Cantilever</i> de aluminio a) dentro del arreglo óptico para caracterización y b) en vista longitudinal.	45
3.8	a) Señal en el dominio del tiempo registrada por el sistema de detección híbrida y b) su análisis de Fourier.	47
3.9	a) Análisis en tiempo del sistema híbrido en saturación y b) análisis en frecuencia en las mismas condiciones.	48
3.10	Perturbación del <i>cantilever</i> con una fuerza externa a) análisis en tiempo y b) en frecuencia.	49
3.11	Arreglo para medir el cambio en la frecuencia de amortiguamiento en función del nivel de agua.	49
3.12	Características de la sección cónica completa para estimar el volumen del recipiente.	50
3.13	a) Esquema del nivel aproximado en el que se alcanza la saturación en la frecuencia de amortiguamiento f_d y b) f_d en función del nivel h en el recipiente.	52
3.14	Perturbación del <i>cantilever</i> con su masa agrupada sumergida en a) agua, c) aceite de soya y e) glicerina.	54
3.15	Espejo sobre la superficie del agua como <i>cantilever</i> sin extremos fijos en una caja de Petri.	56
3.16	Deflexión del espejo sobre la superficie de agua a) con aislamiento en la mesa óptica, c) sin aislamiento en la mesa óptica y b), e) sus respectivos análisis en el dominio de las frecuencias.	58
3.17	Vista satelital del conjunto de edificios en donde se realizaron las mediciones de frecuencia en pisos.	59
3.18	Vibraciones en a) planta baja, c) primer piso y e) segundo piso del edificio E2.	60
3.19	a) Deflexión del espejo sobre la superficie de leche entera y b) su análisis en el dominio de las frecuencias con aislamiento en la mesa óptica.	62

Índice de tablas

2.1 Características del diodo láser empleado en el arreglo.	19
2.2 Características del fotodetector empleado en el arreglo.	24
2.3 Distribución de una señal continua de 5 V en un ADC de 3 bits.	32
2.4 Resumen de especificaciones tarjeta de adquisición de datos NI USB-6216. . .	34
3.1 Caracterización del PZT en desplazamiento en función del voltaje aplicado. .	38
3.2 Caracterización del desplazamiento en función del voltaje aplicado detectado en el TIA.	39
3.3 Fuentes de ruido en el archivo de medición de mínima amplitud detectada. . .	41
3.4 Parámetros y dimensiones del <i>cantilever</i> con masa agrupada en su extremo libre.	45
3.5 Desplazamiento de la frecuencia de amortiguamiento en función del nivel. . .	51
3.6 Desplazamiento de la frecuencia de amortiguamiento en función de las caracte- rísticas del líquido.	55

Símbolos y/o nomenclatura

A	Ampere, unidad de intensidad de corriente eléctrica del Sistema Internacional de Unidades.
AFM	Microscopía de Fuerza Atómica, por sus siglas en inglés <i>Atomic Force Microscopy</i> .
\vec{B}	Vector campo magnético.
C	Capacitor, componente electrónico capaz de almacenar energía sustentando un campo eléctrico.
cgs	Sistema Cegesimal de Unidades, acrónimo de centímetro, gramo y segundo.
c_0	Velocidad de la luz en el vacío, constante equivalente a 3×10^8 [m · s ⁻¹].
<i>Cantilever</i>	Viga fija en un extremo y libre en el otro.
cos	Función trigonométrica coseno.
D	Diodo, componente electrónico que solo permite la circulación de corriente eléctrica en un solo sentido.
\vec{E}	Vector campo eléctrico.
<i>et al.</i>	Abreviatura de la expresión latina <i>et alii</i> , que significa “y otros”.
F	Farad, unidad de capacitancia eléctrica del Sistema Internacional de Unidades.
f	Frecuencia, magnitud que describe la cantidad de frentes de onda en fase por unidad de tiempo.
<i>Finesse</i>	Parámetro que indica la forma de los modos en un resonador en función de las pérdidas del mismo.
FWHM	Ancho Completo a la Mitad Máximo, por sus siglas en inglés <i>Full Width at Half Maximum</i> .
h	Constante de Planck, constante física equivalente a 6.63×10^{-34} [J · s].
Hz	Hertz, unidad de frecuencia del Sistema Internacional de Unidades.
I	Irradancia o intensidad, potencia incidente por unidad de área.
k	Kilo, prefijo del Sistema Internacional de Unidades que indica un factor de 10^3 .
k	Número de onda, constante equivalente a $2\pi/\lambda$
K_B	Constante de Boltzmann, constante física equivalente a 1.38×10^{-23} [J · K ⁻¹].
láser	Amplificación de luz por emisión estimulada de radiación, por su acrónimo en inglés <i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i> .
m	Metro, unidad de longitud del Sistema Internacional de Unidades.

n	Nano, prefijo del Sistema Internacional de Unidades que indica un factor de 10^{-9} .
NEP	Potencia equivalente de ruido, por sus siglas en inglés <i>Noise Equivalent Power</i> .
OBD	Deflexión del Haz Óptico, por sus siglas en inglés <i>Optical Beam Deflection</i> .
Opamp	Amplificador operacional, por su acrónimo en inglés <i>Operational Amplifier</i> .
PD	Fotodetector, por su contracción en inglés <i>Photodetector</i> .
PSD	Detector Sensible a Posición, por sus siglas en inglés <i>Position Sensitive Detector</i> .
PZT	Cristal de zirconato titanato de plomo.
q	Carga del electrón, constante física equivalente a -1.6×10^{-19} [C].
R	Resistor, componente electrónico que introduce una resistencia eléctrica en un circuito.
RMS	Valor medio cuadrático, por sus siglas en inglés <i>Root Mean Square</i> . Valor eficaz de una magnitud eléctrica.
RV	Resistor Variable, componente electrónico que introduce una resistencia eléctrica variante en un circuito.
s	Segundo, unidad de tiempo del Sistema Internacional de Unidades.
SI	Sistema Internacional de Unidades, por su abreviatura del Francés (Le Système International d'Unités).
sin	Función trigonométrica seno.
SNR	Relación Señal a Ruido, por sus siglas en inglés <i>Signal to Noise Ratio</i> .
t	Tiempo, magnitud que cuantifica la duración de eventos.
tan	Función trigonométrica tangente.
TIA	Amplificador de transimpedancia, por su acrónimo en inglés <i>Transimpedance Amplifier</i> .
TTL	Lógica Transistor a Transistor, por sus siglas en inglés <i>Transistor-Transistor Logic</i> .
V	Volt, unidad de potencial eléctrico del Sistema Internacional de Unidades.
V _{pp}	Voltaje pico a pico, valor absoluto de la amplitud del potencial eléctrico.
W	Watt, unidad de potencia del Sistema Internacional de Unidades.
Å	Angstrom, unidad de longitud equivalente a 1×10^{-10} [m].
α	Coefficiente de absorción en materiales.
η	Eficiencia cuántica de un fotodetector.
λ	Longitud de onda, distancia que existe entre frentes de onda que están en la misma fase.
n	Índice de refracción, cociente de la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en el medio donde se propaga.
μ	Micro, prefijo del Sistema Internacional de Unidades que indica un factor de 10^{-6} .
\mathcal{R}	Responsividad de un fotodetector.
ϕ	Fase angular de la onda electromagnética.
ω	Frecuencia angular, equivalente a $2\pi f$.

El desplazamiento es una de las variables físicas más importantes a determinar para la ciencia e ingeniería. Una cualidad del monitoreo en la distancia relativa es que puede presentarse tanto en escalas muy cortas como en escalas muy largas. Para ambos casos, los métodos ópticos ofrecen ventajas plenamente identificables ante otros métodos de medición; siendo sensibilidad, estabilidad y el hecho de no ser invasivos sus características más destacables. Desde la invención del láser en los años 60 y el emergente progreso dentro de la optoelectrónica, se han desarrollado diferentes métodos ópticos de medición, donde la interferometría ha predominado como la técnica más precisa para medir desplazamientos en escalas nanométricas. Por otra parte, mediante la técnica de deflexión del haz láser (OBD, por sus siglas en inglés) es posible realizar mediciones precisas de desplazamiento en escalas nanométricas, con un montaje menos complejo que el requerido para un interferómetro. Como antecedente ambas técnicas han sido reportadas en literatura con resultados exitosos, lo que permite que la idea de implementar un híbrido con ambas técnicas sea teóricamente verosímil.

Por lo tanto en este trabajo se presenta un método híbrido basado en el movimiento de franjas de interferencia por deflexión del haz óptico, para el desarrollo de un sensor de desplazamiento nanométrico. Reproduciendo la sencillez que conlleva el montaje OBD, se incide un haz de un diodo láser enfocado sobre un portaobjetos de vidrio colocado en un ángulo de 45° con respecto al camino óptico. La interacción del haz con el portaobjetos, como en toda materia, se presenta de cuatro maneras; reflexión, transmisión, absorción y esparcimiento. Solo una pequeña porción del espectro es absorbida en forma de calor, siendo prácticamente despreciable, mientras que otra porción es esparcida dándole otra dirección pero sin alterarla. Por otra parte, la luz dentro del portaobjetos experimenta múltiples reflexiones debido a los cambios en el índice de refracción que existe entre los medios aire-vidrio y vidrio-aire. Esto produce una diferencia de caminos ópticos y en consecuencia se crea un patrón de interferencia en la reflexión y en la transmisión. La interferencia por reflexión es dirigida hacia un espejo sujeto a un *cantilever*, y la reflexión de este es dirigida hacia un fotodetector. Una serie de líneas paralelas opacas y transparentes uniformemente espaciadas se antepone a las franjas de interferencia reflejadas por el *cantilever*, donde las líneas opacas obstruyen parcialmente las franjas de interferencia constructiva. En cuanto se presenta una deflexión en el *cantilever*, las franjas de interferencia se desplazarán horizontalmente, provocando que las franjas dejen gradualmente la zona de bloqueo y sean transmitidas hacia el fotodetector. Como resultado habrá un incremento de intensidad incidente en el fotodetector en función de la deflexión.

Abstract

The displacement is one of the most important physical variables to determine for science and engineering. An attribute of the relative distance measurement is that it is needed for a wide range of distances. For this case, optical measurement methods offer plenty advantages, compared to other measurement methods; being sensitivity, stability and non-contact measurement its most remarkable characteristics. Since the invention of the laser in the 1960s and the emerging progress in optoelectronics, different optical measurement methods have been developed, where interferometry has predominated as the most accurate technique for displacements on nanometer scales. But, on the other hand, through optical beam deflection (OBD) it is possible to achieve accurate nanometric displacement measurements, with a less complex setup than the required for an interferometer. As an antecedent, both techniques have been reported in the literature with successful results. Hence, the idea of implementing a hybrid of both techniques is plausible.

Accordingly, a hybrid method based on interference fringes movement by laser beam deflection is proposed to develop a nanometric displacement sensor. By implementing a simple OBD setup, a focused laser beam strikes a glass microscope slides placed at 45° respect to the optical path. The interaction of the light beam with the glass slide, as in all matter, can take four forms; transmission, reflection, scattering and absorption. Only a small portion of the spectrum is absorbed by the glass slide as heat, being practically non-issue, meanwhile other portion is scattered giving to the light beam another direction but without altering it. Otherwise, due to the changes in refractive index that exists between media bounding air-glass and glass-air, the laser beam experiments multiple reflections inside the glass slide. This produces an optical path difference and consequently creates a multiple beam fringes by transmission and reflection. The interference pattern formed by reflection strikes a mirror attached to a cantilever, and is placed perpendicularly to the optical path. The interference pattern reflected by the mirror attached, strikes again the glass slide and the transmitted pattern is expanded by a camera lens. A grating with opaque and transparent parallel lines uniformly spaced is placed between the silicon detector and the image formed by the camera lens, where opaque lines partially blocks interference fringes. When the cantilever undergoes deflection, the interference fringes moves horizontally, leading to the interference fringes to gradually leave the blocking lines and be transmitted to the silicon detector. As a consequence there is an incident intensity increment in the photodetector as a function of the deflection.

1

Introducción

El desplazamiento se define como el cambio en la distancia relativa para cualquier punto de referencia y es una de las variables fundamentales a medir para diferentes ramas de estudio que tienen la necesidad de cuantificar desde desplazamientos producidos por la interacción de partículas eléctricamente cargadas hasta los desplazamientos producto de fuerzas gravitacionales. Para medir desplazamiento, el esquema fundamental indica que se debe tener una medición continua de la distancia que existe entre el elemento sensor y el objeto de interés. Con este esquema si el objeto se encuentra en un movimiento vibratorio se puede determinar la frecuencia en la cual se encuentra oscilando. Si el sensor se desplaza lateralmente sobre la superficie del objeto obtendremos el perfil superficial [1]. Existen una gran variedad de técnicas y métodos para estimar el desplazamiento donde cada técnica presenta alguna ventaja significativa respecto a otra en función de las características del objeto y del ambiente donde este se encuentra.

Los métodos ópticos para medir desplazamiento se caracterizan por ser no invasivos, además, son particularmente empleados debido a que por diferentes técnicas cubren un rango dinámico muy amplio que abarca con alta exactitud mediciones desde escalas nanométricas hasta varios metros. Uno de los principales instrumentos para la detección de desplazamientos en escalas de fracción de longitud de onda son los interferómetros, donde la longitud de onda de la luz altamente coherente proporciona una precisa medición de distancia [2]. La interferencia se produce cuando dos o más ondas coherentes separadas llegan al mismo espacio; en donde la perturbación resultante es la suma algebraica de las ondas individuales en el punto de superposición y es función directa de la diferencia de los ángulos de fase que existe entre las ondas constituyentes [3]. Los interferómetros presentan muchas ventajas frente a otros métodos ópticos, como un amplio rango de medición, gran resolución y una rápida respuesta. Además de los métodos interferométricos, la deflexión del haz óptico (*Optical Beam Deflection*, OBD) es capaz de obtener mediciones en el orden de magnitud que proveen los interferómetros.

1.1. Objetivos

Se propone un método simple para la cuantificación de desplazamiento, basado en el movimiento de un haz láser estructurado con patrón de interferencia por la deflexión de un *cantilever*. Mediante un sencillo montaje, se realizan mediciones en escalas en el orden de micrómetros, tratando de alcanzar escalas nanométricas en donde se supone un ambiente de ruido para el sistema de medición implementado. Para esto, se utiliza un método de bloqueo en las franjas de interferencia anteponiendo una serie de líneas paralelas opacas y transparentes uniformemente espaciadas. Cuando el actuador se encuentre en reposo, las franjas de interferencia destructiva son parcialmente transmitidas. Cuando una deflexión ocurra en el actuador, el patrón de interferencia se desplazará horizontalmente provocando un aumento en la transmisión de las franjas constructivas. Este método híbrido permite una mayor sensibilidad ante las mínimas deflexiones que se presentan en el *cantilever* y en consecuencia una señal amplificada para poder caracterizar estos pequeños desplazamientos.

1.2. Justificación e importancia

La técnica OBD ha demostrado resultados experimentales positivos para aplicar en la detección de desplazamientos por debajo de escalas micrométricas. Al realizar un híbrido de OBD y el movimiento de las franjas de interferencia para cuantificar desplazamiento tendremos la oportunidad de demostrar una posible mejora en la sensibilidad que la se obtendría con cada método por separado. Además de reducir las limitantes que se pueden experimentar con cada método individualmente. Un sistema para detección de desplazamientos micrométricos tiene múltiples aplicaciones para diferentes ramas de la ciencia e ingeniería, donde sea fundamental la descripción y caracterización de pequeños cambios en la distancia relativa, donde la mayoría de los sistemas tienden a ocupar un gran volumen debido a la estabilidad necesaria para realizar lecturas con una baja incertidumbre. Un arreglo OBD se caracteriza por ser muy simple y con elementos ópticos económicos, además, su estabilidad puede ser fácilmente controlada sin la necesidad de implementar un sistema complejo. Aplicaciones directas que pueden desarrollarse para el método híbrido propuesto son, por ejemplo, la caracterización del comportamiento de bacterias en una muestra y en función de esto describir de manera específica el tipo de organismo que produce el movimiento.

1.3. Fundamentos y antecedentes

Desde la invención del láser (Acrónimo en Inglés de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) en los años 60 y el emergente progreso dentro de la optoelectrónica, se han desarrollado diferentes métodos de medición para diferentes tipos de variables basados en tecnología láser. No contacto, sensibilidad, precisión y amplio rango son las más importantes características que hacen de las mediciones con láser una mejor alternativa ante otro tipo de técnicas de medición. La configuración básica para un sistema de medición láser se compone de tres elementos principales; fuente láser, objeto de medición y un detector. Para este esquema, la radiación láser describe dos trayectorias principales; de la fuente al objeto y del objeto al detector. Como resultado de la interacción del láser con el objeto de medición, se genera una perturbación en la radiación láser la cual a través de la trayectoria objeto detector se transforma en una señal apreciable y estimable [2, 3]. La interacción de la luz varía en función de las características del objeto de medición, para comprender la interacción de la luz con la materia se debe comprender la naturaleza de esta y su comportamiento como onda electromagnética.

1.3.1. La luz como onda electromagnética

Las primeras aproximaciones para describir la naturaleza de la luz fueron hechas antes del siglo XIX por Isaac Newton, quien la describió como un flujo de partículas emanadas por un objeto a los ojos de un observador, aunque también se planteó la idea de un comportamiento ondulatorio. No fue sino hasta 1678 que Christian Huygens demostró con una teoría que satisface la descripción de fenómenos que la luz como flujo de partículas no podía explicar. Hoy en día se sabe que la luz es una forma de radiación electromagnética y representa trans-

ferencia de energía desde la fuente al observador [4], la cual se encuentra gobernada por las ecuaciones de Maxwell.

La radiación láser solo representa una parte del espectro electromagnético que se encuentra en un rango de longitud de onda $\lambda = 0.1 - 10 \mu\text{m}$, siendo el espectro visible el comprendido entre $\lambda = 0.4 - 0.75 \mu\text{m}$. Como muestra la figura 1.1, un haz láser es representado como una onda armónica plana que se propaga, en un medio sin pérdidas, a la velocidad de la luz a través del eje z , y está compuesta por los vectores ortogonales que son función de la posición y del tiempo.

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz) \quad (1.1)$$

$$\vec{B}(z, t) = \vec{B}_0 \cos(\omega t - kz) \quad (1.2)$$

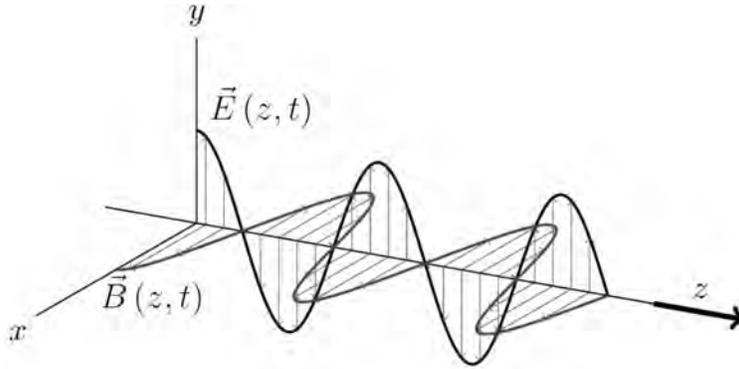


Fig. 1.1: Propagación del espectro electromagnético.

Donde \vec{E}_0 , \vec{B}_0 representan la amplitud para el vector de campo eléctrico y magnético respectivamente, ω la frecuencia angular y k el número de onda. La dirección en la cual oscila el vector de campo eléctrico se conoce como dirección de polarización [5]. La longitud de onda, la frecuencia angular, el número de onda y la frecuencia f se encuentran estrechamente relacionados por las ecuaciones.

$$\omega = 2\pi f \quad (1.3)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.4)$$

De manera convencional, para describir una onda electromagnética solo es necesario tener en cuenta el vector de campo eléctrico. Esto debido a que el campo eléctrico y magnético son proporcionales uno del otro. Por otra parte, la irradiancia es la energía que transporta la onda electromagnética, donde la energía transportada por unidad de área es proporcional al cuadrado de la amplitud escalar.

$$I \propto |E_0|^2 \quad (1.5)$$

1.3.1.1. Emisión láser

El láser es un oscilador óptico que emite luz coherente tanto espacial como temporalmente a través de una emisión inducida. Esto quiere decir que mediante la estimulación de átomos energéticos se refuerza el campo luminoso durante el proceso de oscilación. El esquema básico de emisión láser, como muestra la figura 1.2, se compone de; un resonador, un medio activo o de ganancia dentro del resonador y un sistema de bombeo. El resonador o cavidad óptica está conformada por dos espejos con características diferentes, siendo M_1 altamente reflejante mientras que M_2 es parcialmente reflejante, este arreglo permite que la luz oscile en un medio confinado.

El medio activo se compone de átomos o moléculas. Los electrones, que rodean al átomo, no pueden poseer cualquier valor de energía sino solamente valores definidos que se identifican como niveles. Un electrón puede pasar de un nivel de energía a otro emitiendo o absorbiendo un fotón con una energía igual a la diferencia entre los dos niveles de la transición. Cuando un electrón se encuentra en un nivel de energía elevado, tiende a decaer espontáneamente a un nivel de energía inferior liberando energía en forma de luz, esto es emisión espontánea. Por otro lado, la emisión estimulada se presenta cuando un fotón estimula la caída de un electrón a un nivel inferior emitiendo un segundo fotón idéntico al que ha inducido la transición. El proceso contrario es la absorción estimulada, es decir, un fotón provoca la subida de un electrón a un nivel de energía superior [6].

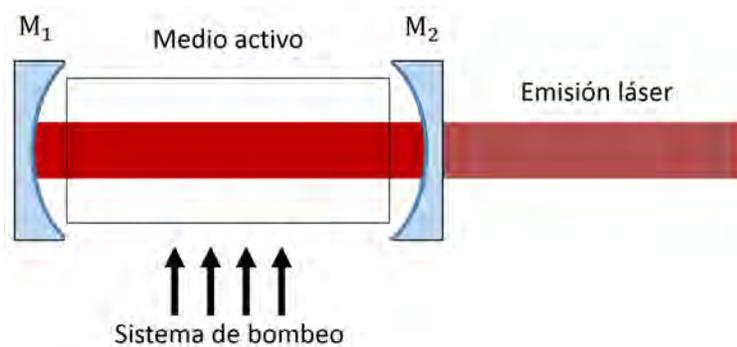


Fig. 1.2: Esquema básico de la operación de un sistema láser.

La amplificación de la luz confinada se consigue mediante un bombeo con niveles de energía en los cuales los electrones tardan un tiempo relativamente largo en desexcitarse por emisión espontánea, lo cual favorece a la acumulación de electrones en el estado de energía superior. Además de la amplificación por el medio activo, la luz confinada experimenta un proceso de realimentación dentro del resonador consiguiendo así más amplificación en el proceso. El proceso de oscilación continúa indefinidamente hasta que el sistema alcanza un estado de saturación en la ganancia del medio activo y a través del espejo M_2 se libera una gran cantidad de energía en forma de luz a la frecuencia de resonancia del oscilador, alcanzando así un estado estacionario [7].

1.3.2. Interferencia

La interferencia es un fenómeno que ocurre cuando dos ondas de semejante naturaleza que viajan por el mismo medio llegan a un punto de superposición. Donde la perturbación resultante es la suma algebraica de las ondas constituyentes en la zona de superposición. Una vez que las ondas abandonan el punto de interferencia cada una saldrá intacta [3]. Entonces, por lo descrito en sección anterior, podemos asumir la propagación de la luz como el campo eléctrico en cualquier punto mediante la ecuación escalar.

$$E(x, y, z, t) = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (1.6)$$

Esta función en términos de coseno es fácil de visualizar pero difícil de manipular matemáticamente. Para este caso es conveniente emplear la función exponencial compleja equivalente.

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} \{E_0 \exp(-i\phi) \exp(-i\omega t)\} \quad (1.7)$$

$$E(r, t) = \text{Re} \{U \exp(-i\omega t)\} \quad (1.8)$$

Para simplificar términos, r contiene las coordenadas x, y, z ; mientras que $U = E_0 \exp(-i\phi)$ y es conocida como la amplitud compleja. Entonces, la amplitud para un punto de interferencia U_T es suma de las amplitudes complejas U_1 y U_2 .

$$U_T = E_1 \exp(-i\phi_1) + E_2 \exp(-i\phi_2) \quad (1.9)$$

$$U_T = U_1 + U_2 \quad (1.10)$$

Recordando de la ecuación 1.5, la irradiancia es proporcional al módulo cuadrado de la amplitud. Por lo tanto la irradiancia resultante por la interferencia es.

$$I_T = |U_T|^2 \quad (1.11)$$

Sustituyendo la ecuación 1.10 en 1.11 y desarrollando el complejo conjugado.

$$I_T = |U_1 + U_2|^2 \quad (1.12)$$

$$I_T = U_1^* U_2 + U_1 U_2^* \quad (1.13)$$

Describiendo las amplitudes contituyentes en función de la irradiancia, obtenemos.

$$U_1 = \sqrt{I_1} \exp(-i\phi_1) \quad (1.14)$$

$$U_2 = \sqrt{I_2} \exp(-i\phi_2) \quad (1.15)$$

Sustituyendo las ecuaciones 1.14, 1.15 en 1.13 y simplificando términos obtenemos la ecuación de interferencia [7].

$$I_T = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_2 - \phi_1) \quad (1.16)$$

El patrón de interferencia formado, como muestra la figura 1.3 a) y b), es una serie de líneas paralelas o círculos concéntricos de máximos y mínimos de intensidad. La forma del

patrón de interferencia depende de la alineación que existe en el interferómetro, en donde un patrón de círculos concéntricos indica el centro del patrón de interferencia real y por lo tanto un interferómetro alineado; mientras que las líneas paralelas se presentan cuando existe una diferencia de longitud en los haces, esto como consecuencia de un interferómetro desalineado. Los máximos de intensidad, llamados interferencia constructiva, se presentarán cuando la diferencia de fase $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ en la ecuación 1.16 sea igual a $2m\pi$, donde m es cualquier número entero. Mientras que en la interferencia destructiva, los mínimos de intensidad serán para $\Delta\phi = (2m + 1)\pi$ y la ecuación 1.16 cambia a $I_T = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi)$.

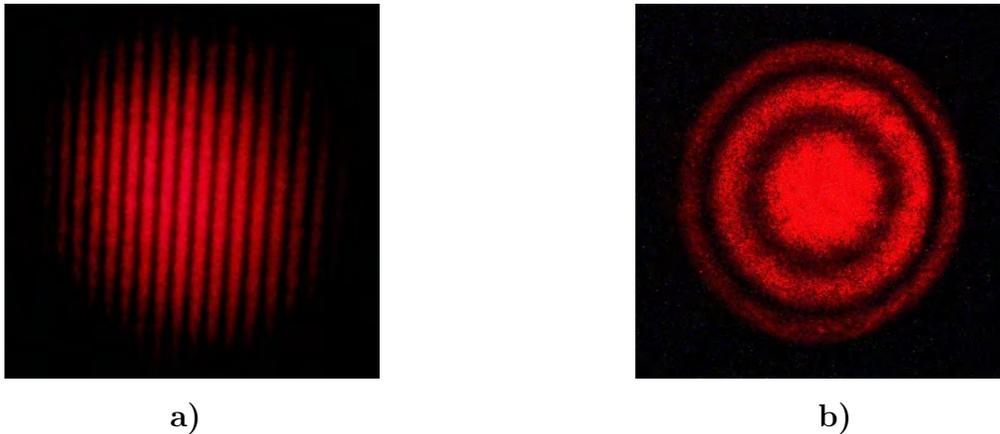


Fig. 1.3: Patrón de interferencia a) líneas paralelas y b) círculos concéntricos.

1.3.2.1. Interferómetros de dos haces

La metrología por interferometría consiste en hacer que dos haces que viajan por caminos diferentes interfieran en un punto. Generalmente para obtener un patrón de interferencia invariante con el tiempo se divide el haz de una sola fuente obteniendo dos haces de la misma frecuencia. Comúnmente hay dos métodos para la división del haz de una misma fuente; división por amplitud y división por frente de onda [8]. En la división por amplitud, el haz principal es dividido en partes de la misma magnitud. Esto es posible mediante el uso de divisores de haz, rejillas de difracción y prismas de polarización. Mientras que la división por frente de onda utiliza dos o más aperturas para crear haces de diferente magnitud. Un ejemplo de la división por frente de onda fue la empleada por Thomas Young en 1801, con el montaje mostrado en la figura 1.4 dio la primera demostración clara de la naturaleza ondulatoria de la luz.

Los interferómetros más comunes para metrología se basan en la división por amplitud, por lo que comparten la misma intensidad. Para describir su principio de operación, suponemos una propagación de dos ondas divididas por amplitud U_1 y U_2 a través del eje z . La intensidad I de la suma de éstas dos ondas es determinada por $I_1 = I_2 = I_0$, mientras que la fase $\phi = kz$. Entonces reordenando términos y recordando la relación del número de onda k con la longitud de onda descrita en la ecuación 1.4, obtenemos.

$$U_1 = \sqrt{I_0} \exp(-ikz) \quad (1.17)$$

$$U_2 = \sqrt{I_0} \exp(-ikz) \quad (1.18)$$

Asumiendo un retraso por distancia en la ecuación 1.18, respecto a la ecuación 1.17, podemos escribir $U_2 = \sqrt{I_0} \exp[-ik(z - d)]$. Siguiendo el mismo proceso descrito para hallar la ecuación 1.16, obtenemos la ecuación de interferencia para dos ondas de la misma magnitud y con retraso en la fase por distancia d .

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{d}{\lambda} \right) \right] \quad (1.19)$$

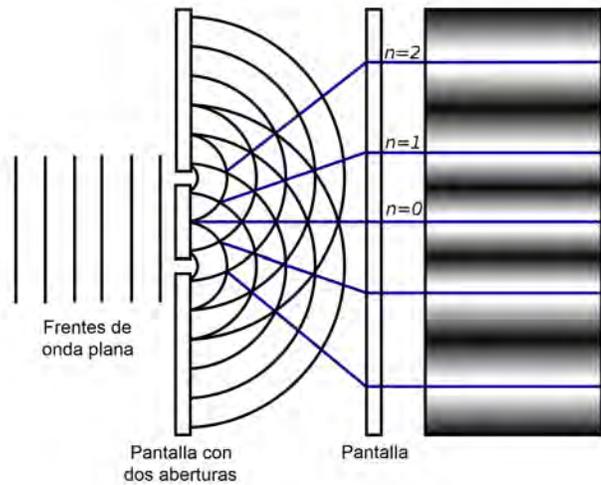


Fig. 1.4: División del haz por frente de onda en el experimento de Young.

Cuando el retardo d es un número entero múltiplo de λ , la interferencia es constructiva siendo la intensidad $I = 4I_0$. Por otra parte cuando d es impar o múltiplo de $\lambda/2$ la intensidad $I = 0$, resultando en una interferencia destructiva [7–9]. Los interferómetros más utilizados con este tipo de configuración son el Michelson, Mach-Zehnder y Sagnac.

En el interferómetro de Michelson, como muestra la figura 1.5, el haz de la fuente U_0 es dividido por un vidrio recubierto de una superficie semireflejante para obtener dos porciones de intensidad similares U_1 y U_2 , este dispositivo óptico es conocido como divisor de haz. El mismo divisor es utilizado para recombinar los haces reflejados por los espejos M_1 y M_2 , donde uno de los espejos es fijo mientras que el otro es móvil, esto con la finalidad de inducir un retraso en la fase por una distancia d . El movimiento del espejo produce en el patrón de interferencia un desplazamiento de franjas de interferencia, esta condición

permite mediciones precisas de distancia con este tipo de interferómetro. El espaciamento entre franjas de interferencia es de $\lambda/2$, por lo tanto, asociando la distancia d con m franjas desplazadas tenemos que.

$$d = \frac{m\lambda}{2} \text{ [m]} \quad (1.20)$$

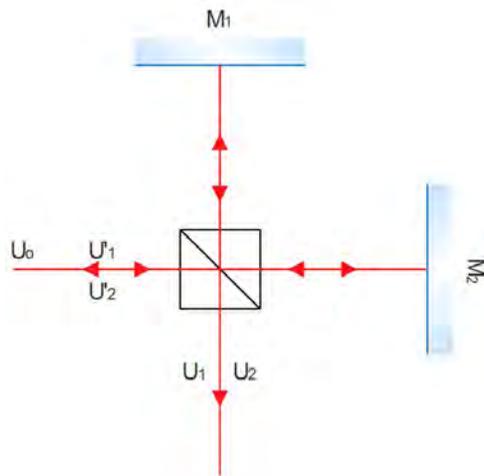


Fig. 1.5: Configuración para el interferómetro de Michelson.

La figura 1.6 muestra al interferómetro Mach-Zehnder, el cual utiliza dos divisores de haz y dos espejos para dividir y recombinar los haces formados. En el proceso de recombinación en el segundo divisor de haz, la fase que llega es simplemente la longitud del camino óptico dividido por la longitud de onda de la fuente y multiplicado por 2π .

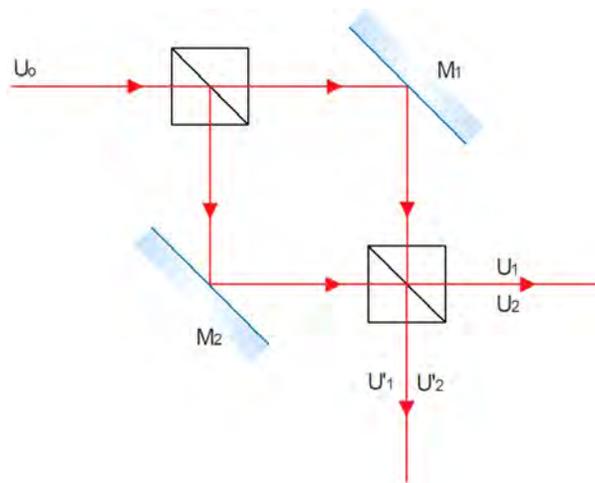


Fig. 1.6: Configuración para el interferómetro de Mach-Zehnder.

Por lo tanto si no existe una diferencia en la longitud de caminos ópticos, la fase es igual. En función de esto se controla el espaciamiento entre franjas de interferencia y en consecuencia la intensidad del patrón de interferencia [10].

Otro dispositivo de división por amplitud es el interferómetro Sagnac mostrado en la figura 1.7, los haces de igual magnitud toman caminos en direcciones opuestas donde un desplazamiento en la orientación de uno de los espejos producirá una diferencia de camino óptico. Esta característica limita al interferómetro de Sagnac en otras aplicaciones convencionales debido a que los haces se encuentran superpuestos y en consecuencia son inseparables, por lo que este tipo de sistema es ampliamente utilizado como giroscopio.

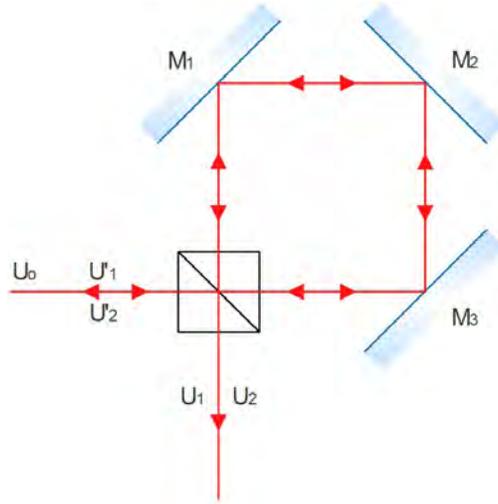


Fig. 1.7: Configuración para el interferómetro de Sagnac.

El interferómetro de Sagnac es fácil de alinear, además de que presenta una gran estabilidad en comparación con las configuraciones ya mencionadas. En el caso de que el interferómetro se encuentre rotando sobre su plano a una frecuencia angular Ω_{rot} , mediante una simple derivación es posible obtener el valor en el cambio de fase $\Delta\phi$.

$$\Delta\phi = \frac{4A \cdot \Omega_{rot}}{\lambda_0 v} \quad (1.21)$$

Donde A es el área delimitada por los caminos ópticos del interferómetro, λ_0 la longitud de onda de la fuente y v la velocidad de propagación de los haces. La sensibilidad en la rotación entre el plano de referencia y el plano del interferómetro depende únicamente de la longitud de onda, y la proyección en la rotación depende del área que forma el interferómetro, mientras que el centro de rotación y la forma del circuito en el interferómetro no tienen ninguna contribución en la sensibilidad [11].

1.3.2.2. Interferencia de múltiples haces

Cuando la formación de un patrón de interferencia se obtiene de en una placa de vidrio, debemos considerar el efecto de los múltiples haces reflejados. Una onda incidente de amplitud unitaria U_i a un ángulo θ_1 sobre una placa de vidrio de espesor d e índice de refracción n , como muestra la figura 1.8, experimenta múltiples reflexiones internas debido a los cambios en el índice de refracción que existe entre los medios aire-vidrio y vidrio-aire. Esto produce una diferencia de camino óptico y en consecuencia se crea un patrón de interferencia por dos mecanismos; reflexión y transmisión [12]. Donde la diferencia de fase ϕ entre las componentes reflejadas y transmitidas es.

$$\phi = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 d \cos \theta_2 \quad (1.22)$$

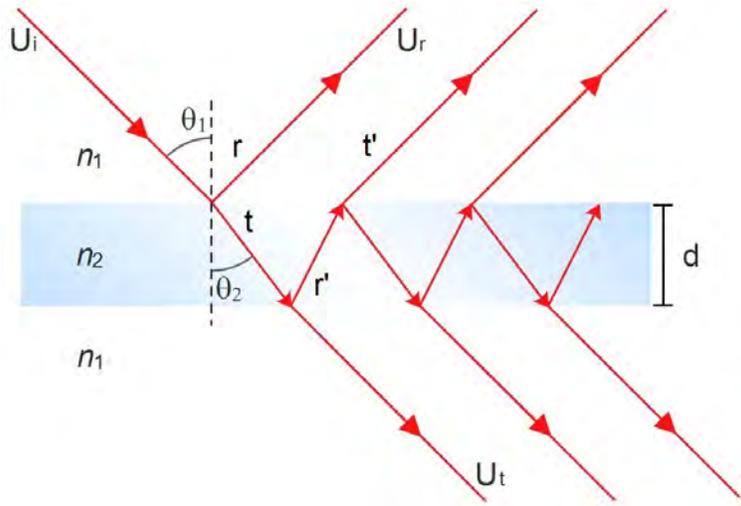


Fig. 1.8: Interferencia de múltiples haces en una placa de vidrio.

La reflexión U_r y la transmisión U_t se describen como la suma de las componentes complejas.

$$U_r = U_i \left\{ r + t t' r' \exp [i\phi] + \dots + t t' r'^{(2m-3)} \exp [i(m-1)\phi] \right\} \quad (1.23)$$

$$U_t = U_i t t' \left\{ 1 + r'^2 \exp [i\phi] + r'^4 \exp [i2\phi] + \dots + r'^{2(m-1)} \exp [i(m-1)\phi] \right\} \quad (1.24)$$

Donde r y t son los coeficientes de reflexión y transmisión de la placa de vidrio. Si no hay pérdidas en el medio o estas son despreciables, la propagación de la onda debe ser reversible [13]. Por lo tanto, para simplificar los términos de reflexión y transmisión, se establecen las siguientes relaciones.

$$t t' + r^2 = 1 \quad (1.25)$$

$$t r' + r t = 0 \quad (1.26)$$

$$t t' = 1 - r^2 \quad (1.27)$$

$$r = -r' \quad (1.28)$$

Entonces, podemos establecer: $R + T = 1$; $t t' = T$, y $R = r^2 = r'^2$. Donde R y T se definen como reflectancia y transmitancia, respectivamente. Recordando de la ecuación 1.5, la intensidad es proporcional al módulo cuadrado de la amplitud. Por lo tanto, manipulando las ecuaciones 1.23 y 1.24, la intensidad resultante para reflexión y transmisión es.

$$I_R = \frac{2R(1 - \cos \phi)}{1 + R^2 - 2R \cos \phi} \quad (1.29)$$

$$I_T = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \phi} \quad (1.30)$$

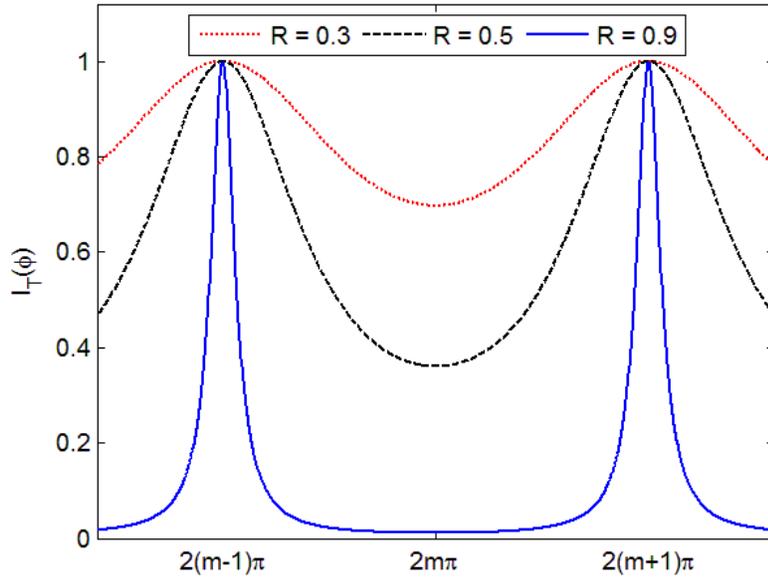


Fig. 1.9: Distribución de intensidad transmitida en franjas formadas por interferencia de múltiples haces para diferentes valores de reflectancia R .

La separación entre franjas de interferencia corresponde a un cambio en la fase ϕ de 2π . Donde la mitad de intensidad entre cada máximo consecutivo (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) define el espesor de las franjas de interferencia. Como se aprecia en la figura 1.9,

las franjas de interferencia que conforman la intensidad transmitida I_T presentarán un contraste más definido y un espesor (conocido como *finesse*) más delgado si la reflectancia R del material se aproxima a la unidad. Caso contrario, cuando la reflectancia se aproxima a 0, el contraste tiende a degradarse y la *finesse* describirá un mayor espesor de las franjas de interferencia.

Las franjas de interferencia obtenidas en la intensidad reflejada I_R son complementarias a las formadas por transmisión. Esto significa que la distribución de intensidad reflejada es similar a la presentada en la figura 1.9 pero invertida 180°.

1.3.3. Deflexión del haz óptico

La técnica de deflexión del haz óptico (*Optical Beam Deflection, OBD*) fue desarrollada a finales de los ochenta con la finalidad de explorar una alternativa y novedosa técnica para obtener microscopía de fuerza atómica (*Atomic Force Microscopy, AFM*), la cual consiste en el sensado de la deflexión de una viga tipo *cantilever* debido a la interacción de fuerzas atómicas entre esta y una superficie de interés [14]. El esquema de detección para la deflexión del haz consiste en una fuente de luz coherente, una viga tipo *cantilever* con una superficie reflectante adjunta y un detector de posición (*Position Sensitive Detector, PSD*).

El haz de luz coherente es emitido hacia la superficie reflectante del *cantilever* y reflejado hacia el PSD que determina la posición del haz reflejado en función de la diferencia de fotocorriente generada. Mientras no exista una deflexión en la viga tipo *cantilever*, el ángulo del haz reflejado será el mismo que el ángulo del haz incidente, por lo tanto la diferencia de fotocorriente será cero. En cambio, cuando la viga tipo *cantilever* experimenta una deflexión el haz reflejado cambiará su ángulo y en consecuencia la diferencia de fotocorriente generada por el fotodetector debido al desplazamiento del *spot* en la superficie del mismo [15].

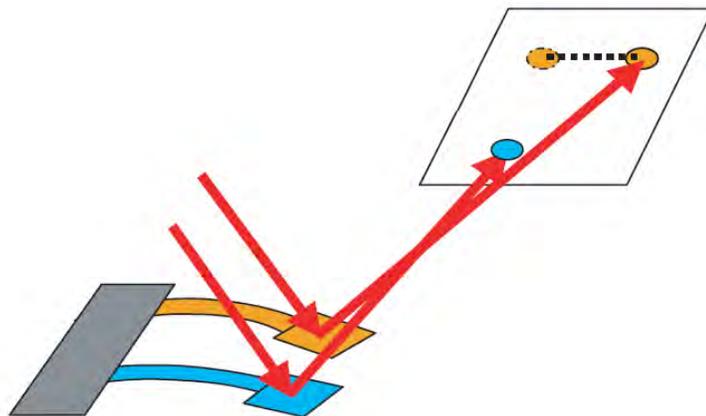


Fig. 1.10: Haz láser incidente simultáneamente sobre un par de *cantilevers*. La deflexión es detectada mediante el cambio en la dirección del haz reflejado.

Con este esquema de detección y condiciones especiales del entorno, vibraciones que producen desplazamientos en la viga tipo *cantilever* del orden de angstroms ($\text{\AA} = 1 \times 10^{-10} \text{ [m]}$) pueden ser medidos con precisión. En principio, la sensibilidad de la técnica OBD está limitada por tres factores fundamentales: la vibración mecánica, la estabilidad del láser y el ruido de disparo en el dispositivo fotodetector. Para un *spot* láser limitado por la difracción en el PSD y fuente de ruido dominada por el ruido de disparo, se estima una relación señal a ruido (*Signal to Noise Ratio*, SNR) [14].

$$SNR = \sqrt{a^3 b} (1/l) \sqrt{IR\mathcal{R}} (1/\sqrt{B}) \Delta x \quad (1.31)$$

Donde a y b son las dimensiones de la superficie reflejante sujeta a la viga tipo *cantilever*, l es la longitud de la viga *cantilever*, R es la reflectividad de la superficie, \mathcal{R} la responsividad del PSD, I la intensidad del láser, B el ancho de banda de detección. De la ecuación 1.31 se deduce que la sensibilidad incrementa si se reduce la longitud del *cantilever*, en cambio si se disminuye la longitud del espejo reflectante la sensibilidad tiende a degradarse, por lo que debe cumplirse con la condición de que las longitudes del espejo reflectante deben ser mucho mayores a la longitud de onda del láser incidente.

En 1991, Putman *et al.* realizaron un análisis detallado de tres configuraciones de la técnica OBD para microscopía de fuerza atómica [16], llegando a la conclusión de que bajo condiciones específicas la técnica OBD tiene prácticamente la misma sensibilidad que un método interferométrico.

1.3.3.1. Haz colimado en el *cantilever*

En la primera configuración, mostrada en la figura 1.11 a), se reproduce el arreglo empleado por Meyer y Amer [14] con la excepción del lente condensador en frente del detector de bicel (*Split Detector*, SD). La relación señal a ruido toma un valor ilimitado cuando la distancia X entre la viga tipo *cantilever* y el detector es mucho mayor a la relación del diámetro del haz colimado D_o y la longitud de onda λ de la fuente; es decir $X \gg \pi D_o^2 / 4\lambda$

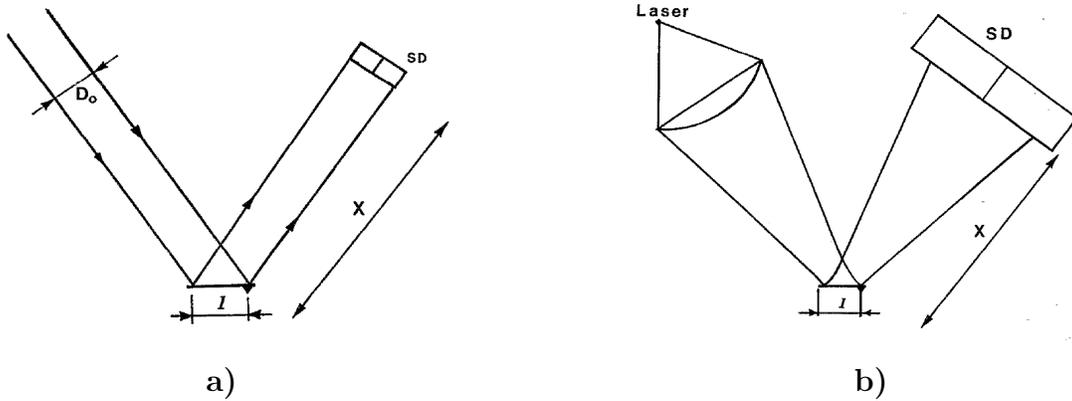


Fig. 1.11: a) Haz colimado en el *cantilever* reflejado en el detector y b) haz enfocado en el *cantilever* reflejado en el detector.

1.3.3.2. Haz enfocado en el *cantilever*

Para *cantilevers* pequeños en el orden de longitud de micrómetros, debido al efecto de la difracción, no es posible tener un haz que se mantenga colimado en una distancia amplia como lo sugiere la condición en la configuración anterior. Por ejemplo, un haz láser con cintura de $50\ \mu\text{m}$ y longitud de onda de $780\ \text{nm}$ duplicará su tamaño después de una distancia de $5\ \text{mm}$. Entonces para la configuración mostrada en la figura 1.11 b), se tiene un haz láser enfocado en el *cantilever* donde las pérdidas en la potencia óptica son mínimas. Se obtiene una relación señal a ruido similar para el experimento de Meyer y Amer [14] pero con la diferencia que la región de la cintura del haz es mayor y reduce la limitante por difracción ya que esta se alcanza cuando el detector se encuentra demasiado cerca del *cantilever*. Además, la SNR es independiente de la distancia que hay entre el *cantilever* y el detector, siempre y cuando este último no se encuentre cerca de la región de la cintura del haz.

1.3.3.3. Haz enfocado en el detector

En la tercera configuración, mostrada en la figura 1.12, el lente se mantiene de la misma forma que la configuración anterior mientras que el *cantilever* sale de la distancia focal por lo que en la reflexión solo se tiene una fracción del haz, esto significa que solo una porción de la potencia óptica es usada. Debido a la difracción, el tamaño del *spot* en el detector aumenta y se forma un patrón de Airy del mismo diámetro.

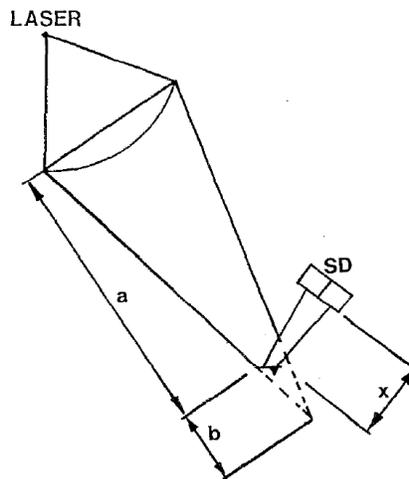


Fig. 1.12: Haz enfocado en el detector.

Debido a los efectos de la difracción y fracción de potencia óptica usada se tiene un decremento en la relación señal a ruido. Por otra parte, se tiene una reducción de fluctuaciones en la señal del detector, debido a que el *spot* es lo suficientemente grande para cubrir en su totalidad el *cantilever*.

1.3.4. Deflexión de franjas de interferencia

Una variante más a la técnica OBD consiste en formar un interferómetro entre la reflexión del *cantilever* y el fotodetector. Esta alternativa fue implementada por García-Valenzuela y Díaz-Urbe en 1997 [17] formando un interferómetro de Michelson para detectar OBD. El arreglo, mostrado en la figura 1.13, consistía en un haz incidente colimado hacia un espejo sujeto a un dispositivo piezoeléctrico. El haz reflejado es enviado a un divisor de haz para formar el interferómetro. Una serie de líneas paralelas opacas y transparentes uniformemente espaciadas se antepone a las franjas de interferencia formadas, donde las líneas opacas obstruyen parcialmente las franjas de interferencia constructiva. En cuanto se presente una deflexión en el espejo sujeto al piezoeléctrico las franjas de interferencia se desplazarán horizontalmente, provocando que las franjas constructivas dejen gradualmente la zona de bloqueo y sean transmitidas hacia el fotodetector. Adicionalmente, en la prueba de principio realizada durante el experimento descrito anteriormente, se demuestra que es posible aumentar la ganancia de amplificación cuando se incrementa el número de franjas de interferencia y el número de líneas en la rejilla por unidad de longitud.

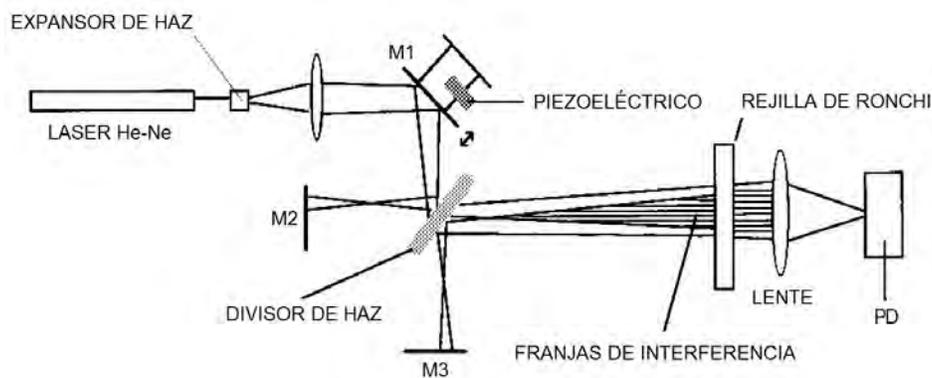


Fig. 1.13: Interferómetro de Michelson formado para medir la deflexión de franjas de interferencia.

2

Desarrollo del sensor de detección híbrida

2.1. Configuración del arreglo

Teniendo en cuenta los antecedentes de resultados exitosos para la técnica OBD [16,17], un método híbrido basado en la deflexión de un haz estructurado con patrón de interferencia se implementa para el desarrollo de un sensor de desplazamiento nanométrico. Como muestra la figura 2.1, se implementa el montaje sencillo OBD; se incide un diodo láser con potencia óptica de 1 mW, longitud de onda $\lambda = 635$ nm, y haz circular con diámetro $1/e^2 = 1$ mm, enfocado sobre un portaobjetos de vidrio colocado en un ángulo de 45° con respecto al camino óptico. La interacción del haz con el portaobjetos, como en toda materia, se presenta de cuatro maneras; reflexión, transmisión, absorción, y esparcimiento [3, 18].

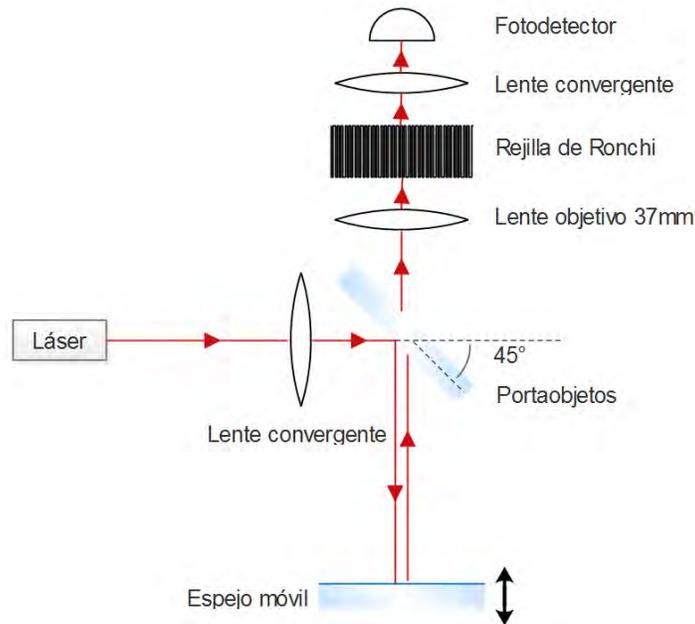


Fig. 2.1: Esquema de detección para el desplazamiento de franjas por deflexión del haz.

Por la naturaleza dieléctrica del vidrio, la radiación en su interior se clasifica como no ionizante, por lo que una despreciable porción del espectro es absorbida en forma de calor, mientras que otra porción es esparcida alterando la fase pero no la longitud de onda [3]. Por otra parte, como se mencionó anteriormente crea un patrón de interferencia en la reflexión y en la transmisión producto de la interferencia de múltiples haces.

El patrón de interferencia que se crea por reflexión es dirigido hacia un espejo sujeto a un *cantilever*, colocado a 90° respecto al camino óptico del láser. El rayo estructurado vuelve a pasar por el portaobjetos, donde atenúa su intensidad por el mismo proceso de reflexión y absorción descrito anteriormente. Una vez transmitido por el portaobjetos, y perpendicularmente al camino óptico del diodo láser, el patrón de interferencia se expande con un objetivo de cámara de 37 mm. Una serie de líneas paralelas opacas y transparentes uniformemente

espaciadas componen una rejilla de Ronchi, la cual se antepone a las franjas de interferencia expandidas por el objetivo, donde las líneas opacas de la rejilla obstruyen parcialmente las franjas de interferencia, como muestra la figura 2.2. En cuanto se presente una deflexión en el *cantilever* las franjas de interferencia se desplazarán horizontalmente, provocando que las franjas de interferencia dejen gradualmente la zona de bloqueo y sean transmitidas hacia el fotodetector. Como resultado habrá un incremento de intensidad incidente en el fotodetector en función de la deflexión.

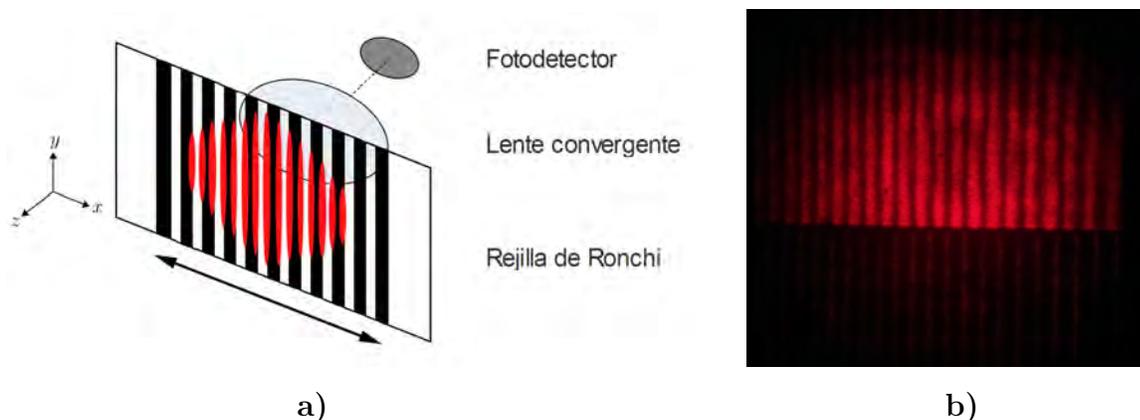


Fig. 2.2: a) Esquema de las franjas de interferencia parcialmente bloqueadas, b) imagen formada en pantalla de una sección totalmente bloqueada por la rejilla de Ronchi en el arreglo.

2.1.1. Diodo láser como fuente de luz coherente

Profundizando en las características del diodo láser empleado en el arreglo, el fabricante *Coherent*® ofrece la información mostrada en la tabla 2.1, para el modelo 0221 – 698 – 01.

Parámetro	Símbolo	Valor	Unidad
Modelo	-	0221 – 698 – 01	-
Tipo de haz	-	Circular	-
Potencia	P	1×10^{-3}	W
Longitud de onda	λ	635×10^{-9}	m
Diámetro del haz	$1/e^2$	1×10^{-3}	m
Divergencia	γ	0.7×10^{-3}	rad

Tab. 2.1: Características del diodo láser empleado en el arreglo.

El módulo del diodo láser es un cilindro de 14.70 mm de diámetro y 34.30 mm de largo, alimentado con un voltaje de 5 V y una corriente directa promedio de 48.96 mA; siendo esto equivalente a una potencia de 244.8 mW. Sus dimensiones hacen del módulo práctico para un montaje compacto, además de que la mejor eficiencia energética en los sistemas

láser se encuentra en los de tipo semiconductor. La cantidad de luz transmitida y reflejada esta en función de la polarización de la luz, esto es la orientación en la que se desplazan los vectores del campo eléctrico y magnético, esta puede ser de tipo lineal, circular o elíptica y los mecanismos más comunes para la polarización de la luz son absorción, reflexión y refracción. En general, la polarización del haz del diodo láser es lineal [19] y esto fue comprobado con un polarizador *polaroid* mediante la ley de Malus, la cual expresa que cuando el eje de vibración de la luz linealmente polarizada es paralelo al eje de transmisión del polarizador la potencia óptica del láser I_0 es equivalente a la potencia óptica a la salida del polarizador I , esto es.

$$I = I_0 \cos^2 \theta \text{ [W]} \quad (2.1)$$

Donde θ es el ángulo que el plano de vibración forma con el eje de transmisión, entonces, cuando el plano de vibración sea perpendicular al eje de transmisión se predice la extinción de la luz que atraviesa el polarizador siendo $I = 0$. Recordando la reflexión como mecanismo de polarización total o parcial por efecto del ángulo de Brewster y que el diodo láser se encuentra linealmente polarizado, se procuró que la reflexión del portaobjetos de vidrio proporcione la máxima potencia posible cuando este se encuentra a 45° con respecto al eje óptico. Entonces, la placa de vidrio queda fija respecto al camino óptico, así que usando a favor la geometría cilíndrica del módulo del diodo láser, este es rotado sobre su eje con la finalidad de obtener la mayor intensidad en la reflexión para el portaobjetos en esa posición. Con ayuda de un medidor de potencia óptica *Thorlabs*® PM100USB, se estima que la máxima potencia reflejada es de $160 \mu\text{W}$, y esta incrementa cuando el ángulo del portaobjetos aumenta con respecto al eje óptico.

2.1.2. Rejilla de Ronchi

La rejilla de Ronchi [20] es la más simple y frecuentemente aplicada rejilla de amplitud, como se mencionó anteriormente su relación de aspecto es de 1:1 para líneas transparentes y opacas. Una de sus principales aplicaciones es determinar la calidad de los sistemas ópticos, donde los ordenes de difracción se superponen, interfieren y producen un patrón de interferencia [21]. Matemáticamente, y dentro del dominio del tiempo, se describe como.

$$\text{ronchi} \left(\frac{x}{d} \right) = \begin{cases} 1 & |x - (m \cdot d)| < \frac{d}{2} \\ 0 & \text{para lo demás} \end{cases} \quad (2.2)$$

Siendo una función periódica, la rejilla de Ronchi se puede describir como serie de Fourier [21, 22].

$$\text{ronchi} \left(\frac{x}{d} \right) = \sum_m \left\{ \left[\frac{1}{d} \int_{-d/4}^{d/4} \exp \left(-2\pi i \frac{m}{d} x \right) dx \right] \cdot \exp \left(2\pi i \frac{m}{2} x \right) \right\} \quad (2.3)$$

Donde d es el espesor de las líneas, m el orden de la rejilla y x es la dirección en el espacio cartesiano de las líneas. Comúnmente, la fabricación de este tipo de rejillas se realiza mediante deposición en substratos de vidrio de borosilicato a través de fotolitografía [23]. Para el arreglo presentado, la rejilla de Ronchi se realizó mediante la aplicación de serigrafía

sobre un portaobjetos de vidrio, por lo que el patrón de interferencia sufre otra atenuación en la intensidad antes de converger en el fotodetector. El espesor de las líneas que componen la rejilla es de 0.3 mm. Recordando que la rejilla se encuentra después del objetivo; la rejilla es montada sobre una platina de precisión con desplazamiento en x , y y z , con esto se puede garantizar un acople entre las líneas de la rejilla y las franjas de interferencia, asumiendo que estas son uniformemente espaciadas y del mismo espesor. Desplazando la rejilla sobre el eje positivo z , en dirección hacia el objetivo, las líneas en la imagen formada por el objetivo aumentan su espesor, mientras que desplazando en la dirección contraria, el espesor es más fino.

2.1.3. Distribución de la potencia óptica en el arreglo

Teniendo en cuenta el estado de polarización del diodo láser y el obtener la máxima intensidad en la reflexión del portaobjetos a 45° respecto al camino óptico, con ayuda del medidor de potencia óptica empleado anteriormente se analizó la distribución de la intensidad en cada etapa del arreglo, en donde se apreció una atenuación significativa con respecto a la intensidad registrada en la intensidad del diodo láser. El arreglo se dividió en etapas como muestra la figura 2.3, donde la primera etapa, denotada con la letra A, es la salida del diodo láser y genera una potencia óptica a una longitud de onda de 635 nm de 1.035 mW.

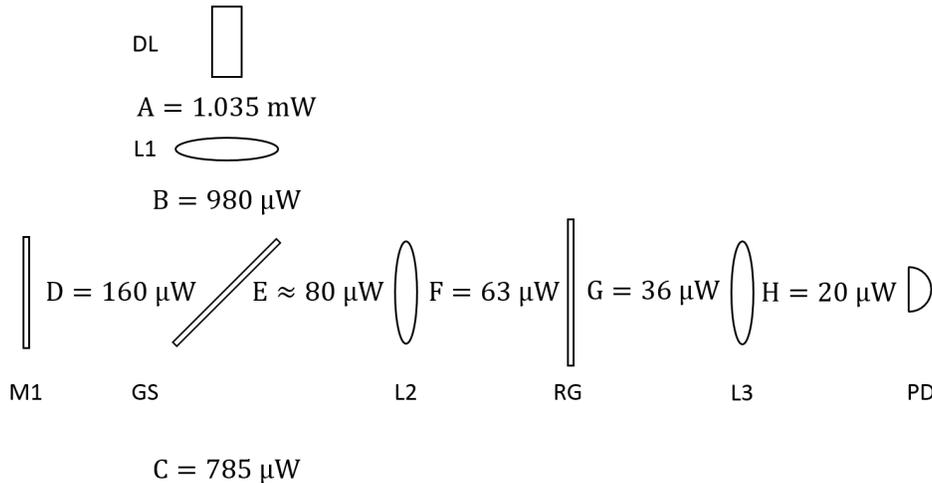


Fig. 2.3: Distribución de potencia óptica en el arreglo.

Un lente convergente L1 se coloca aproximadamente a 2 cm de la salida del láser, la potencia registrada en B presenta una atenuación de $20 \mu\text{W}$ quedando en $980 \mu\text{W}$. El haz con potencia de $980 \mu\text{W}$ impacta al portaobjetos GS, el cual se encuentra dentro de la distancia focal del lente convergente que es de aproximadamente 7 cm. La potencia se divide en dos etapas transmitida y reflejada de $785 \mu\text{W}$ y $160 \mu\text{W}$ respectivamente. La suma de estas componentes debe ser igual a la potencia incidente pero se aprecia un déficit de $35 \mu\text{W}$ que se atribuye a la absorción. Nuevamente se presenta una división de componentes en el

portaobjetos por la reflexión del espejo M1 situado a 14 cm del portaobjetos. La componente transmitida, denotada como E, se estima una potencia de 80 μW debido a que el *spot* es mayor que el diámetro del cabezal de detección. Además, es notable la atenuación causada por el vidrio y el estado de polarización proporcionado por la reflexión en el espejo. El lente L2 colocado a 7.5 cm del portaobjetos proporciona otra atenuación, de igual forma que la rejilla de Ronchi RG ubicada 9 cm después de L2. Transmitiendo las franjas de interferencia constructiva, el lente L3 concentra una potencia de aproximadamente 20 μW en el fotodetector PD.

2.2. Etapa de detección óptica

La detección de la energía que los fotones transportan, es una de las partes fundamentales para la optoelectrónica, donde la conversión se realiza mediante dos mecanismos de detección; por efecto fotoeléctrico y efecto térmico. El efecto fotoeléctrico consiste en la transición de electrones a niveles de energía más elevado debido a la absorción de fotones por el material, en otras palabras, se tiene una movilidad de portadores de carga dentro del material en función de los fotones absorbidos por este. Mientras que los detectores térmicos convierten la energía del fotón en calor [7]. Esta característica en los detectores térmicos hace que la respuesta de estos sea más lenta a comparación de los detectores fotoeléctricos, por lo que para el arreglo propuesto se utilizó un detector de tipo fotoeléctrico. Dentro de esta categoría de detección, la fotoconductividad es el incremento en la conductividad de un material mediante la absorción de fotones [18]. Esta característica define a los semiconductores como excelentes detectores, y a partir de ella se derivan los principales parámetros como la eficiencia cuántica, la responsividad y el tiempo de respuesta. La eficiencia cuántica η es la probabilidad que tiene un fotón de generar un portador de carga. Entonces, cuando varios fotones inciden, la eficiencia cuántica es el flujo de pares electrón-hueco que contribuyen a la fotocorriente dividido por el flujo de fotones incidentes. Hay que tener en cuenta que no todos los fotones incidentes generan portadores de carga, ya que no todos pueden ser absorbidos debido a que el material semiconductor no tiene la suficiente profundidad o bien son reflejados [7]. Entonces, la eficiencia cuántica puede escribirse como:

$$\eta = (1 - R) \zeta [1 - \exp(-\alpha d)] \quad (2.4)$$

Donde R es la reflectividad del material, ζ es la fracción electrón-hueco que exitosamente contribuyen a la fotocorriente, α es el coeficiente de absorción del fotodetector y d es la profundidad del mismo. El coeficiente de absorción α en los materiales es dependiente de la longitud de onda incidente λ , ya que a diferentes valores de λ el material puede ser completamente opaco o transparente [18]. Por lo tanto, la eficiencia cuántica es dependiente de la longitud de onda. La responsividad \mathcal{R} de un fotodetector es la relación entre la corriente eléctrica que circula por el dispositivo i_p y la potencia óptica incidente P , por lo tanto posee unidades de A/W.

$$\mathcal{R} = \frac{i_p}{P} \leq 1 \text{ [A} \cdot \text{W}^{-1}] \quad (2.5)$$

El tiempo de respuesta esta dado por el tiempo de tránsito de los portadores de carga, donde un campo eléctrico constante produce sobre estos una aceleración, mientras que las colisiones que se generan entre los portadores y los iones de impureza dentro de la red cristalina del semiconductor producen desaceleraciones. La movilidad de los portadores de carga puede darse en ausencia de una señal óptica, debido a que en los semiconductores temperaturas altas promueve más electrones hacia la banda de conducción. A este efecto se le conoce como corriente de oscuridad y se denota como i_d . La corriente de oscuridad se presenta cuando el detector es polarizado inversamente, es decir un voltaje negativo es aplicado en el ánodo, y se expresa como:

$$i_d = i_{sat} \left[\exp \left(\frac{qV_b}{K_B T} \right) - 1 \right] \text{ [A]} \quad (2.6)$$

Donde i_{sat} es la corriente de saturación generada por la polarización inversa, q es la carga del electrón, V_b es el voltaje de polarización, K_B la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta. Las principales fuentes de ruido presentes en los fotodetectores son el ruido de disparo y el ruido Johnson.

El ruido de disparo es relacionado con las fluctuaciones tanto como en la fotocorriente generada i_p y la corriente de oscuridad i_d . La magnitud del ruido de disparo se expresa como:

$$i_{sn} = [2q(i_p + i_d) B]^{-1/2} \text{ [A} \cdot \text{Hz}^{-1/2}] \quad (2.7)$$

Donde B es el ancho de banda del detector y el circuito de acondicionamiento. La resistencia de derivación o *shunt resistor* en un semiconductor está asociada con el ruido Johnson, debido a la formación térmica de portadores de carga. La magnitud de la corriente de ruido generada es:

$$i_{jn} = \sqrt{\frac{4K_B T B}{R_{SH}}} \text{ [A} \cdot \text{Hz}^{-1/2}] \quad (2.8)$$

En donde R_{SH} es la resistencia de derivación del fotodetector. La raíz de la suma de los cuadrados de ambas fuentes es la corriente total de ruido i_t generada en un fotodetector.

$$i_t = \sqrt{i_{sn}^2 + i_{jn}^2} \text{ [A} \cdot \text{Hz}^{-1/2}] \quad (2.9)$$

Finalmente, la cantidad de potencia óptica incidente en un fotodetector que genera fotocorriente proporcional a la corriente de ruido total es la potencia equivalente de ruido (NEP, *Noise Equivalent Power*) [25].

$$NEP = \frac{i_t}{\mathcal{R}} \text{ [W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}] \quad (2.10)$$

Una vez analizadas las principales características del fotodetector, para la etapa de detección en el sistema propuesto, se utilizó un detector de silicio 54-035 de *Edmund Optics*, con parámetros presentados en la tabla 2.2.

Parámetro	Símbolo	Valor	Unidad
Tipo	-	Ventana de borosilicato	-
Temperatura operativa	T	-40 - 100	°C
Área activa	A	44	mm ²
Responsividad @ 635 nm	\mathcal{R}	≈ 0.35	A · W ⁻¹
Capacitancia en terminal @ 0 V	C_i	700	pF
Ruido equivalente	NEP	2.8×10^{-14}	W · Hz ^{-1/2}
Corriente de oscuridad @ 10 V	i_d	1×10^{-9}	A
Tiempo de respuesta	t_r	24×10^{-9}	s
Voltaje de ruptura	V_r	30	V

Tab. 2.2: Características del fotodetector empleado en el arreglo.

2.2.1. Amplificador de transimpedancia

La mayoría de los instrumentos de análisis se basan en mediciones de voltaje, y ya que el fotodetector es una fuente de corriente, se debe convertir a voltaje la fotocorriente generada de manera proporcional a la impedancia. Recordando la ley de Ohm, una resistencia eléctrica es un convertidor corriente-voltaje pasivo, donde el valor de su impedancia de entrada es proporcional al valor de la resistencia, aunque la diminuta magnitud de la fotocorriente generada no permite el uso de un convertidor pasivo ya que esta se perdería en ruido. Usando un amplificador operacional, por sus características de amplificación, alta impedancia en la entrada y baja a la salida, se diseña un convertidor corriente-voltaje activo conocido como amplificador de transimpedancia (TIA, *Transimpedance Amplifier*).

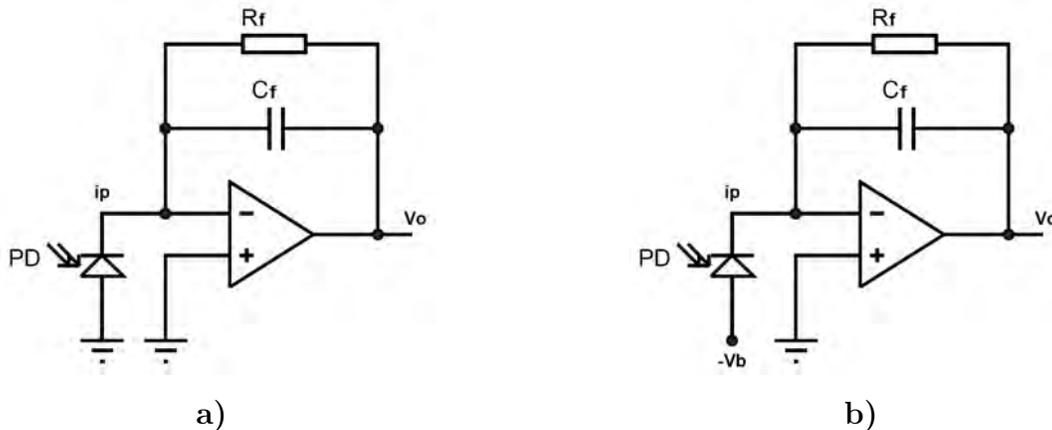


Fig. 2.4: Circuito del amplificador de transimpedancia en a) modo fotovoltaico y b) modo fotoconductor.

Como muestra la figura 2.4, existen dos modos de operación del TIA. Estos modos tienen en común la polarización en el ánodo del fotodetector, donde el modo fotovoltaico es aquel donde la polarización es a tierra, mientras que en el modo fotoconductor se tiene una

polarización inversa V_b . Bajo condiciones de polarización inversa, la zona de deplexión del semiconductor aumenta y se crea una corriente de saturación que aporta al movimiento de portadores de carga, y por lo tanto se pueden alcanzar altas velocidades de conmutación. Sin embargo, en ausencia de luz, pequeñas cantidades de corriente fluirán por el fotodiodo; siendo esta la corriente de oscuridad. En modo fotovoltaico no existe la corriente de oscuridad, siendo básicamente el ruido térmico de la resistencia de derivación la única fuente de ruido, para este modo se obtienen operaciones lineales precisas [26].

En corriente directa y para bajas frecuencias, el voltaje de transimpedancia V_o es proporcional al producto de la fotocorriente i_p y la resistencia de realimentación R_f . Adicionalmente, un capacitor de compensación C_f es colocado en paralelo a la resistencia de realimentación, con la finalidad de suprimir los picos de ganancia y garantizar estabilidad [27].

2.2.1.1. Red T de realimentación

Como se mencionó anteriormente en la ecuación 2.8, la resistencia aporta directamente a la magnitud del ruido térmico. Por este motivo es deseable tener valores mínimos en el bucle de realimentación, aunque para amplificadores la especificación de ganancia se establece mediante el valor de la resistencia de realimentación, siendo esto un inconveniente para el diseño que obliga a sacrificar la amplificación o el bajo nivel de ruido en la señal. Para esto, la implementación de una red T en el bucle de realimentación proporciona un grado de libertad que permite una trayectoria de resistencia con baja magnitud en el bucle de realimentación y una resistencia equivalente de magnitud significativa para la amplificación [28].

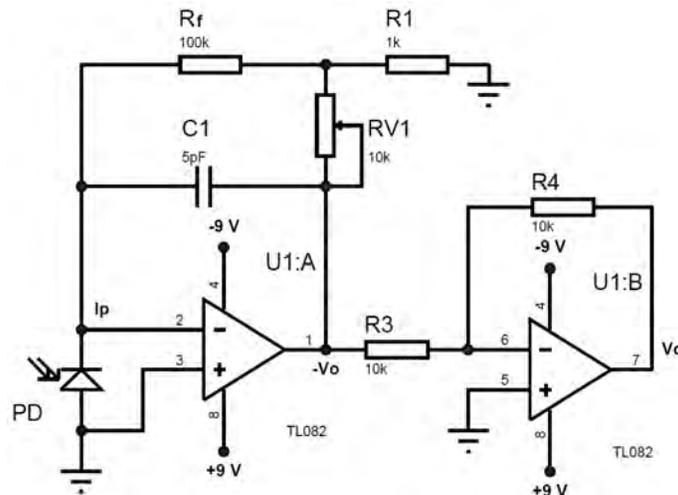


Fig. 2.5: Circuito amplificador de transimpedancia con red T de realimentación.

En el circuito mostrado en la figura 2.5, la resistencia $R1$ y $RV1$ forman un divisor de voltaje, el cual proporciona una fracción del voltaje de salida del amplificador $U1:A$ a la

resistencia R_f . Esto permite una alta resistencia de realimentación efectiva usando valores relativamente pequeños de resistencia, además de una reducción en el desfase de salida que surge de la demanda de corriente de polarización del amplificador [29].

Siempre que R_1 y RV_1 sean de menor magnitud en comparación con R_f , la resistencia de realimentación efectiva, que define la ganancia de transimpedancia, se analiza de la siguiente manera; se hace un circuito abierto entre la resistencia R_f y el divisor formado por R_1 y RV_1 , y se calcula el voltaje equivalente de Thevenin [30].

$$V_{th} = V_o \frac{R_1}{R_1 + RV_1} \text{ [V]} \quad (2.11)$$

La impedancia de Thevenin es calculada mediante la suma en paralelo de las resistencias R_1 y RV_1 .

$$Z_{th} = [RV_1^{-1} + R_1^{-1}]^{-1} \text{ [\Omega]} \quad (2.12)$$

$$Z_{th} = \frac{RV_1 R_1}{R_1 + RV_1} \text{ [\Omega]} \quad (2.13)$$

El capacitor de compensación C_1 es removido durante el análisis ya que en corriente directa, este se comporta como circuito abierto. Reemplazando la salida del amplificador $U1:A$ por el circuito equivalente de Thevenin, como se muestra en la figura 2.6, se calcula la ganancia de realimentación la cual es proporcional a la impedancia en la red de realimentación, siendo un valor adimensional.

$$-\frac{V_{th}}{i_p} = R_f + Z_{th} \quad (2.14)$$

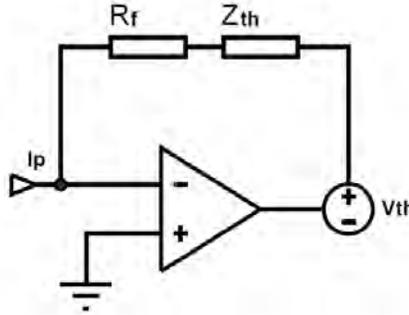


Fig. 2.6: Circuito equivalente de Thevenin para una red T de realimentación.

Sustituyendo los equivalentes de Thevenin de las ecuaciones 2.11 y 2.13 en la ecuación 2.14, obtenemos.

$$-\frac{V_o \left(\frac{R_1}{R_1 + RV_1} \right)}{i_p} = R_f + \frac{RV_1 R_1}{R_1 + RV_1} \quad (2.15)$$

Reduciendo la ecuación 2.15, obtenemos la ganancia para el amplificador U1:A de la figura 2.5 y por lo tanto la resistencia equivalente para la red T de realimentación.

$$-\frac{V_o}{i_p} = R_f + RV1 + \frac{R_f RV1}{R1} \quad (2.16)$$

Sustituyendo los valores denotados en el circuito de la figura 2.5 en la ecuación 2.16; tenemos que la ganancia adimensional, cuando RV1 se encuentra en su máximo valor, es de 1.11×10^6 . En otras palabras, la conversión corriente-voltaje del TIA propuesto tiene una sensibilidad de aproximadamente de $1\text{mV}/1\text{nA}$. El circuito de transimpedancia se complementa con un amplificador inversor de ganancia unitaria, denotado como U1:B, el cual cumple con la función de invertir el voltaje proporcionado de la primera etapa para que este sea un valor absoluto.

2.2.1.2. Ruido equivalente en el amplificador de transimpedancia

Una vez obtenida la resistencia de realimentación equivalente R_{eq} de la primera etapa del circuito de la figura 2.5, podemos simplificar este a un circuito de transimpedancia en modo fotovoltaico.

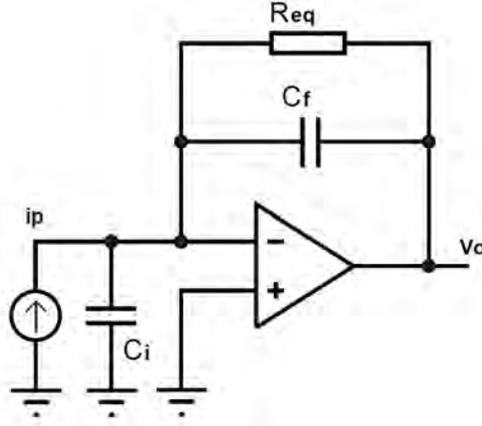


Fig. 2.7: Circuito de transimpedancia simplificado para el análisis de ruido.

Donde R_{eq} es equivalente al resultado de la ecuación 2.16, siendo $1.11 \times 10^6 \Omega$ su máximo valor, mientras que el capacitor de realimentación C_f tiene un valor fijo de 5 pF . Normalmente R_{eq} se elige con base a la relación que se desea entre la corriente de entrada y el voltaje a la salida. Mientras que C_f se escoge para hacer del valor de la frecuencia de corte f_c lo más bajo posible, y así reducir el ruido a la salida. Entonces, la función de transferencia para el amplificador de transimpedancia tiene un polo que lo estabiliza en f_c y está dado por [31].

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_{eq} C_f} \approx 28.67 \times 10^3 \text{ [Hz]} \quad (2.17)$$

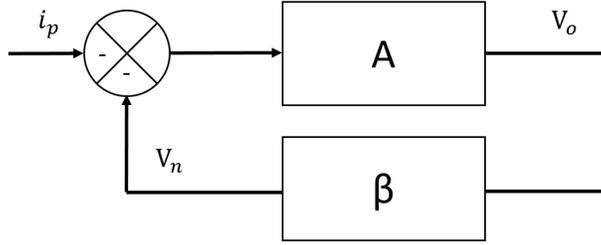


Fig. 2.8: Diagrama de bloques del amplificador inversor realimentado.

Mientras que el voltaje de ruido se deriva de.

$$V_o = V_n \left[\frac{1}{1 + \frac{1}{A\beta}} \right] \text{ [V]} \quad (2.18)$$

Como muestra la figura 2.8, V_n es la porción de voltaje que regresa a la terminal inversora del amplificador, A es la ganancia de lazo abierto y β es el factor de realimentación; estas dos últimas magnitudes son adimensionales. Siempre y cuando se cumpla la condición $A\beta \gg 1$, la ecuación 2.18 puede escribirse como [31].

$$V_o \cong V_n \frac{1}{\beta} \text{ [V]} \quad (2.19)$$

Retomando de la ecuación 2.14, V_n toma la forma de.

$$V_n = \frac{V_{th}}{R_f + Z_{th}} \text{ [V]} \quad (2.20)$$

Sustituyendo V_{th} por el equivalente de la ecuación 2.11 y haciendo lo mismo para Z_{th} con la ecuación 2.13, tenemos que.

$$V_n = V_o \frac{\frac{R1}{R1+RV1}}{R_f + \frac{R1RV1}{R1+RV1}} \text{ [V]} \quad (2.21)$$

Simplificando la ecuación 2.21, despejando V_o e igualando con la ecuación 2.19; obtenemos el factor de realimentación adimensional para el amplificador sin la compensación de C_f .

$$\beta = \frac{R1}{R_f (R1 + RV1) + R1RV1} \quad (2.22)$$

Como se mencionó anteriormente, el detector de silicio puede ser modelado como una fuente de corriente ideal con una capacitancia C_i paralela a esta. Esta capacitancia introduce un filtro pasa bajas en la realimentación, donde la respuesta de este filtro es caracterizada como el factor de realimentación β compensado [32].

$$\beta = \frac{1 + sR_{eq}C_f}{1 + sR_{eq}(C_f + C_i)} \quad (2.23)$$

Aquí la capacitancia C_f introduce un cero en f_c que contrarresta el polo generado por C_i en $f_i = 1/[2\pi R_{eq}(C_f + C_i)]$. Es claro que C_f contribuye a este polo, pero se minimiza su contribución cuando $C_f \ll C_i$. El ancho de banda del sistema BW se estima a partir de f_i y f_B , este último es el ancho en frecuencia del amplificador en lazo abierto equivalente, según la hoja de datos del fabricante, a 4 MHz. Entonces, el ancho de banda estimado es.

$$BW = 1.4\sqrt{f_i f_B} \approx 52.68 \times 10^3 \text{ [Hz]} \quad (2.24)$$

La ganancia de ruido se origina en el polo que forma R_{eq} y C_i y es función del inverso del factor de realimentación. Con los datos obtenidos además de la información proporcionada por el fabricante; podemos estimar el voltaje de ruido equivalente en el circuito TIA. Para esto es importante conocer la respuesta en frecuencia de lazo abierto del amplificador y su voltaje equivalente de ruido, los cuales son desplegados en la figura 2.9 a) y b) respectivamente.

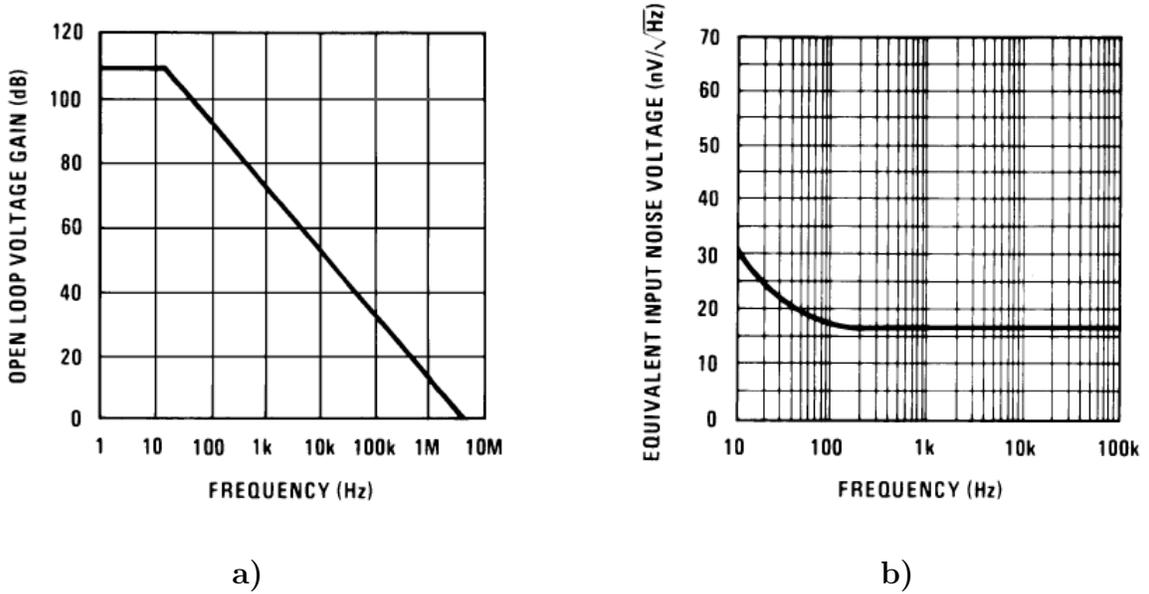


Fig. 2.9: a) Ganancia en lazo abierto y b) voltaje equivalente de ruido del amplificador TL082.

Es conveniente estimar el voltaje de ruido por zonas ya que la red de realimentación contiene elementos reactivos y la ganancia de ruido no es constante sobre el ancho de banda de interés. La primera zona corresponde a la región de ruido rosa, la cual se aprecia en la figura 2.9 b), y corresponde a un intervalo de 0.01 a 100 Hz. El voltaje de ruido RMS para la primera zona se obtiene mediante.

$$E_{n1} = V_{n1} \sqrt{f_1 \ln \frac{f_1}{f_0}} \quad (2.25)$$

$$E_{n1} = (16 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}) \sqrt{100 \text{ Hz} \left[\ln \left(\frac{100 \text{ Hz}}{0.01 \text{ Hz}} \right) \right]} \quad (2.26)$$

$$E_{n1} \approx 485.58 \times 10^{-9} \text{ [V]} \quad (2.27)$$

Donde V_{n1} es el voltaje de ruido del amplificador, siendo para el TL082 equivalente a $16 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Mientras que f_0 y f_1 son las frecuencias del intervalo, comunmente se asigna el valor de $f_0 = 0.01 \text{ Hz}$ para no dejar este como 0. Por otra parte, el valor de $f_1 = 100 \text{ Hz}$ se define por la frecuencia de esquina donde termina la pendiente de la región de ruido rosa. La segunda zona corresponde al intervalo de f_1 hasta f_i y se da como.

$$E_{n2} = V_{n1}\sqrt{f_i - f_1} \quad (2.28)$$

$$E_{n2} = \left(16 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}\right) \sqrt{354.03 \text{ Hz} - 100 \text{ Hz}} \quad (2.29)$$

$$E_{n2} \approx 255.01 \times 10^{-9} \text{ [V]} \quad (2.30)$$

La tercera zona corresponde al intervalo de frecuencias entre f_i y f_c . Y se obtiene de la siguiente forma.

$$E_{n3} = \frac{V_{n1}}{f_i} \sqrt{\frac{f_c^3 - f_i^3}{3}} \quad (2.31)$$

$$E_{n3} = \left(\frac{16 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}}{354.03 \text{ Hz}}\right) \sqrt{\frac{(28.67 \text{ kHz})^3 - (354.03 \text{ Hz})^3}{3}} \quad (2.32)$$

$$E_{n3} \approx 126.67 \times 10^{-6} \text{ [V]} \quad (2.33)$$

La resistencia equivalente de realimentación contribuye con el ruido térmico, su valor RMS se obtiene mediante.

$$E_{nR} = \sqrt{4K_B T R_f BW} \quad (2.34)$$

$$E_{nR} = \sqrt{4 \left(1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}\right) (300 \text{ K}) (1.11 \text{ M}\Omega) (52.68 \text{ kHz})} \quad (2.35)$$

$$E_{nR} \approx 31.12 \times 10^{-6} \text{ [V]} \quad (2.36)$$

El voltaje de ruido total, de la primera etapa del circuito mostrado en la figura 2.5, es la raíz de la suma de los cuadrados de cada contribución de ruido, es decir.

$$E_{nT} = \sqrt{E_{n1}^2 + E_{n2}^2 + E_{n3}^2 + E_{nR}^2} \quad (2.37)$$

$$E_{nT} = \sqrt{(485.58 \text{ nV})^2 + (255.01 \text{ nV})^2 + (126.67 \text{ }\mu\text{V})^2 + (31.12 \text{ }\mu\text{V})^2} \quad (2.38)$$

$$E_{nT} \approx 130.43 \times 10^{-6} \text{ [V]} \quad (2.39)$$

2.2.1.3. Ruido equivalente en el amplificador inversor

La siguiente etapa del sistema de transimpedancia propuesto es un amplificador inversor de ganancia unitaria, mostrado en la figura 2.10. Este circuito de un solo polo con red de realimentación puramente resistiva tiene un análisis más simple para calcular el voltaje de ruido total, en donde sus principales contribuciones de ruido son: el ruido térmico de las resistencias $R3$ y $R4$, la corriente de ruido que ingresa a la terminal no inversora y el voltaje de ruido del amplificador.

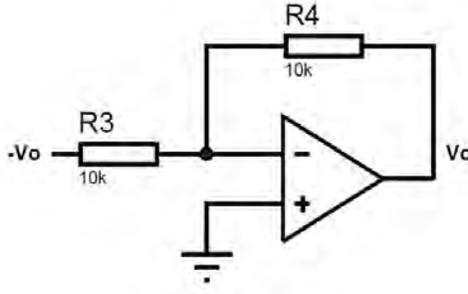


Fig. 2.10: Segunda etapa del amplificador de transimpedancia.

Recordando que la ganancia de ruido es equivalente al inverso del factor de realimentación, tenemos que la relación V_n / V_o para el circuito de la figura 2.10 es.

$$\frac{V_n}{V_o} = \beta = \frac{R3}{R3 + R4} \quad (2.40)$$

Invirtiendo y simplificando, obtenemos la ganancia de ruido.

$$\frac{1}{\beta} = 1 + \frac{R4}{R3} \quad (2.41)$$

De la ecuación 2.34, el ruido térmico en las resistencias R3 y R4 a temperatura ambiente, recordando que tienen el mismo valor, es de aproximadamente $12.87 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ para cada una. El ruido térmico en las resistencias debe ser multiplicado por el factor de salida en el amplificador, en este caso es la ganancia de ruido. La corriente de ruido del TL082 es de $i_n = 0.01 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ y para considerarla con las otras contribuciones de ruido en voltaje se debe multiplicar por la resistencia de Thevenin equivalente que forman R3 y R4 en la entrada inversora, es decir, el voltaje de ruido E_{ni} que proporciona la corriente de ruido es [34].

$$E_{ni} = i_n \left[\frac{R3R4}{R3 + R4} \right] \left[\text{V} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \right] \quad (2.42)$$

$$E_{ni} = 0.01 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}} \left[\frac{(10 \text{ k}\Omega)(10 \text{ k}\Omega)}{10 \text{ k}\Omega + 10 \text{ k}\Omega} \right] \quad (2.43)$$

$$E_{ni} = 50 \text{ pV}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (2.44)$$

Una vez estimadas las contribuciones de ruido, podemos calcular el voltaje de ruido total en el amplificador.

$$E_{nT2} = \sqrt{V_{n1}^2 + \frac{1}{\beta} E_{nR3}^2 + \frac{1}{\beta} E_{nR4}^2 + E_{ni}^2} \left[\text{V} \cdot \text{Hz}^{-1/2} \right] \quad (2.45)$$

$$E_{nT2} = \sqrt{(16 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}})^2 + 2 \left\{ \left[2 (12.87 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}) \right]^2 \right\} + (50 \text{ pV}/\sqrt{\text{Hz}})^2} \quad (2.46)$$

$$E_{nT2} = 39.76 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (2.47)$$

El análisis hasta ahora supone un sistema unipolar donde la red de realimentación, sin elementos reactivos, es puramente resistiva. Es decir, la ganancia de ruido frente a la frecuencia es plana. La respuesta en frecuencia de las redes de realimentación de los amplificadores operacionales en la primera y segunda etapa del sistema de transimpedancia son diferentes por los elementos que las componen. Por esta razón las unidades de voltaje de ruido calculado son diferentes para la primera etapa del circuito de transimpedancia y el circuito de amplificación de la segunda etapa.

2.3. Procesamiento de datos

Debido al desarrollo de los circuitos digitales y a la facilidad del procesamiento digital, la mayor parte del tratamiento de datos se realiza utilizando técnicas digitales. Sin embargo las magnitudes que se obtienen son parámetros físicos representados por variables analógicas, es decir, por variables que pueden tomar infinitos valores entre dos límites [35]. Los sistemas que realizan la cuantificación de la señal analógica y su codificación a formato digital, como muestra la figura 2.11, reciben el nombre de convertidor analógico-digital o simplemente ADC. Por otra parte, un convertidor digital-analógico, DAC, realiza el proceso inverso.

Como se mencionó anteriormente, los procesos fundamentales en un ADC son la cuantificación y la codificación. La cuantificación es la transformación de la señal continua a una serie de niveles discretos en un rango de valores binarios. Mientras que la codificación es el número de estados binarios a la salida del sistema y está definido por 2^n , donde n es el número de bits de resolución en el sistema ADC. Por lo tanto, un ADC de 3 bits tendrá 8 de estados binarios a la salida en un rango de 000 a 111. Suponiendo una entrada máxima de 5 V en un ADC de 3 bits, su distribución de valores discretos a la salida toma la siguiente forma.

Entrada analógica [V]	Salida digital de 3 bits
0.000 - 0.625	000
0.625 - 1.250	001
1.250 - 1.875	010
1.875 - 2.500	011
2.500 - 3.125	100
3.125 - 3.750	101
3.750 - 4.375	110
4.375 - 5.000	111

Tab. 2.3: Distribución de una señal continua de 5 V en un ADC de 3 bits.

Dentro de las características importantes del proceso de cuantificación y codificación, el tiempo requerido para hacer una medida o conversión se denomina tiempo de apertura. Esta característica del ADC se puede considerar como una incertidumbre de tiempo en hacer una

medida y resulta en una incertidumbre en la amplitud si la señal está cambiando en ese momento [36]. La incertidumbre en amplitud ΔA se relaciona con el tiempo de apertura de la siguiente manera.

$$\Delta A = t_a \frac{dV(t)}{dt} \quad (2.48)$$

Donde t_a es el tiempo de apertura y $dV(t)/dt$ es la velocidad de cambio en el tiempo de la señal analógica de entrada. Un efecto particular de la incertidumbre en la amplitud es el *aliasing*, el cual se produce cuando la señal continua se vuelve indistinguible al muestrearla digitalmente. Para reducir la incertidumbre de amplitud y no perder información en el muestreo, el teorema de Nyquist-Shannon [37,38] indica que el inverso del tiempo de apertura, o frecuencia de muestreo, debe ser al menos el doble de la frecuencia de la señal original.

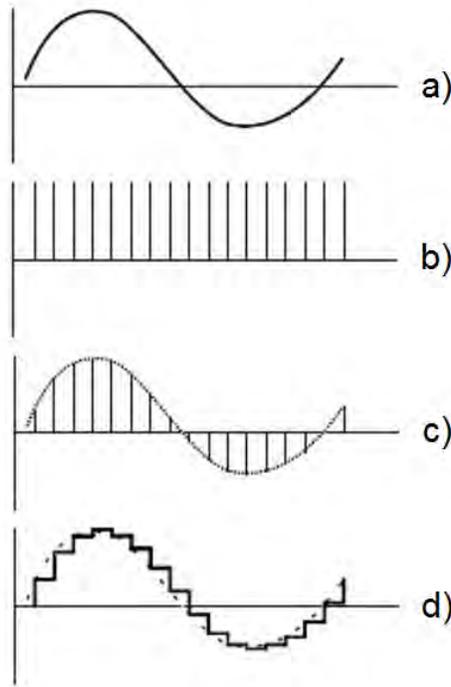


Fig. 2.11: Proceso de conversión analógica-digital: a) señal analógica a muestrear, b) frecuencia de muestreo, c) señal modulada y d) señal digital muestreada.

2.3.1. Tarjeta de adquisición de datos NI USB-6216

El módulo USB-6216 de *National Instruments* es una tarjeta de adquisición de datos (DAQ) energizada por USB, es decir, no necesita alimentación adicional ya que esta la obtiene del puerto USB del computador. Este módulo fue empleado en el arreglo para el análisis y ofrece una serie de características como la fácil manipulación de la información desde una aplicación de LabVIEW®. Sus características se enlistan a continuación [39].

Parámetro	Valor	Unidad
Generales		
Familia de producto	DAQ Multifunción	-
Tipo de medida	Codificador de cuadratura de voltaje	-
Sistema Operativo	Windows	-
Tipo de aislamiento	Aislamiento entre bancos	-
Entrada analógica		
Canales de una sola terminal	16	-
Canales diferenciales	8	-
Resolución	16	bits
Rango V_{\max}	± 10	V
Precisión V_{\max}	2.71×10^{-3}	V
Sensibilidad V_{\max}	118×10^{-6}	V
Rango V_{\min}	$\pm 200 \times 10^{-3}$	V
Precisión V_{\min}	0.089×10^{-3}	V
Sensibilidad V_{\min}	5.2×10^{-6}	V
Memoria interna	4095	Muestras
Salida analógica		
Número de canales	2	-
Resolución	16	bits
Rango V	± 10	V
Precisión V	3.512×10^{-3}	V
Razón de actualización	250	$\text{kS} \cdot \text{s}^{-1}$
Capacidad de corriente simple	2×10^{-3}	A
Capacidad de corriente total	4×10^{-3}	A
Entrada/Salida digital		
Canales bidireccionales	32	-
Temporización	Software	-
Niveles lógicos	TTL	-
Capacidad de corriente total	50×10^{-3}	A
Contadores y temporizadores		
Contadores	2	-
Frecuencia máxima de la fuente	80×10^6	Hz
Tamaño	32	bits
Especificaciones físicas		
Longitud	16.9×10^{-2}	m
Ancho	9.4×10^{-2}	m
Altura	3.1×10^{-2}	m

Tab. 2.4: Resumen de especificaciones tarjeta de adquisición de datos NI USB-6216.

3

Mediciones con el sensor de detección híbrida

3.1. Actuador piezoeléctrico como *cantilever*

Para obtener una representación de un *cantilever* con movimiento controlado, se empleó un espejo unido a un actuador de zirconato titanato de plomo, también llamado PZT por las siglas de sus tres principales elementos; plomo (Pb), zirconio (Zr) y titanio (Ti). La composición más estudiada del PZT, por sus altos coeficientes piezoeléctricos, es $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ [24]. Las propiedades piezoeléctricas de este compuesto permite obtener el movimiento controlado en el *cantilever*, mencionado anteriormente. Donde el efecto piezoeléctrico directo se presenta cuando ante una deformación mecánica sobre un material piezoeléctrico se produce un cambio proporcional en la polarización eléctrica del material, es decir, cargas eléctricas aparecen en caras opuestas del material. De igual forma, este efecto se presenta de forma inversa mediante la aplicación de un campo eléctrico externo, en donde una fuerza mecánica es producida y es proporcional al campo eléctrico aplicado [40].

Para caracterizar el actuador PZT en desplazamiento se realizó un arreglo de un interferómetro de Michelson, mostrado en la figura 1.5, donde el espejo sobre el PZT cumple con la función móvil. Recordando de la ecuación 1.20, el desplazamiento del espejo produce una diferencia de caminos ópticos, en relación con el espejo fijo, y en consecuencia un desplazamiento en las franjas del patrón formado por el interferómetro.

3.1.1. Circuito contador de franjas

El conteo de franjas de interferencia es una técnica para la medición de pequeñas amplitudes mediante la desaparición de estas [41]. Este procedimiento es susceptible a errores estocásticos ya que las franjas son numerosas y al momento del desplazamiento provoca confusión por observación en el conteo de estas. Para esto, como muestra la figura 3.1, se emplea un circuito que ayuda a la conversión de una señal analoga a una señal de niveles lógicos o TTL, donde se definen dos estados en el voltaje; bajo y alto. Teniendo así, una señal digital a la salida del circuito.

Los amplificadores operacionales utilizados para el circuito son de tipo TL082, los cuales fueron seleccionados por sus características de bajo ruido a la entrada y amplio ancho de banda. El circuito es alimentado por una fuente simétrica regulada a $\pm 9\text{ V}$; donde el primer amplificador, denotado como U1:A, funciona como amplificador de transimpedancia (TIA) convirtiendo la corriente generada en el fotodetector (PD) en voltaje. En esta parte del circuito la realimentación es función directa del factor de amplificación. El amplificador U1:B se encuentra en configuración inversora con ganancia unitaria, y su función es invertir el voltaje negativo proveniente del amplificador U1:A para que a su salida sea tratado como voltaje positivo en etapas posteriores.

Los amplificadores U2:B y U2:A forman un comparador donde la señal a la salida del amplificador U2:B oscila de $+9\text{ V}$ a -9 V siempre y cuando una franja sea desplazada, mientras que el diodo Zener 1N4733A limita la salida a una señal TTL de 5 V . Para evitar

fluctuaciones en el comparador, y así errores en el conteo de franjas, una porción de la salida del amplificador U2:B es adicionada junto al voltaje de alimentación negativo en el amplificador U2:A. Esto permite al voltaje de referencia en la terminal no inversora del amplificador U2:B ajustarse al voltaje en la salida del amplificador U1:B tan pronto este cambie [42]. Entonces, el ajuste del circuito para contar franjas está en las resistencias variables RV2 y RV3. Donde RV2 se encuentra determinado por la intensidad de luz en el fotodetector, mientras que RV3 depende de la frecuencia de la señal en el generador de funciones, es decir, en la velocidad del desplazamiento del espejo móvil.

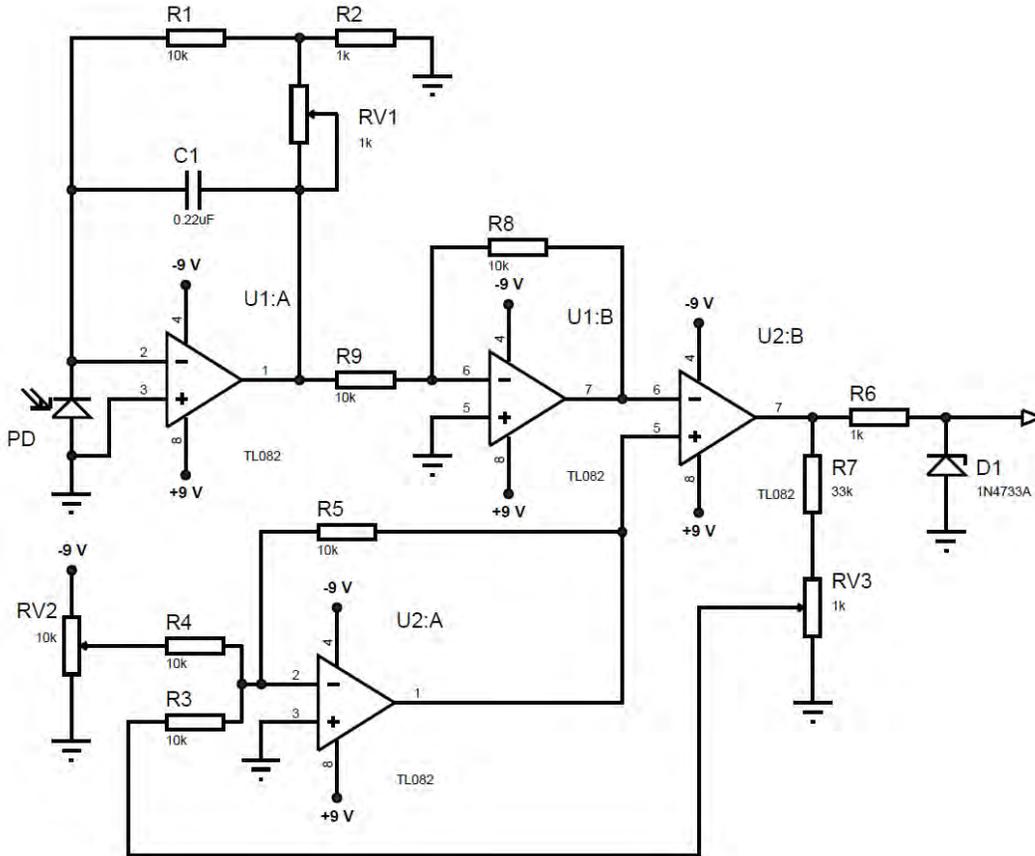


Fig. 3.1: Diagrama del circuito para contar de franjas.

Sabemos que el desplazamiento del *cantilever* es proporcional a la mitad del producto de la longitud de onda de la fuente del interferómetro y el número de franjas desplazadas. Conocemos la longitud de onda del láser He-Ne empleado, $\lambda = 632.8$ nm mientras que el número de franjas desplazadas es determinado por el circuito descrito. El PZT fue alimentado mediante un generador de funciones *Agilent*® 33521A; utilizando una función rampa, para obtener el desplazamiento de franjas en una sola dirección, a una frecuencia de 1 Hz, como muestra la figura 3.2; y haciendo un barrido en amplitud de 2 Vpp a 20 Vpp con un tamaño de paso de 2 Vpp se obtienen los resultados desplegados en la tabla 3.1.

PZT [Vpp]	Franjas	d [μm]
20	10	3.1640
18	9	2.8476
16	8	2.5312
14	7	2.2148
12	6	1.8984
10	5	1.5820
8	4	1.2656
6	3	0.9492
4	2	0.6328
2	1	0.3164

Tab. 3.1: Caracterización del PZT en desplazamiento en función del voltaje aplicado.

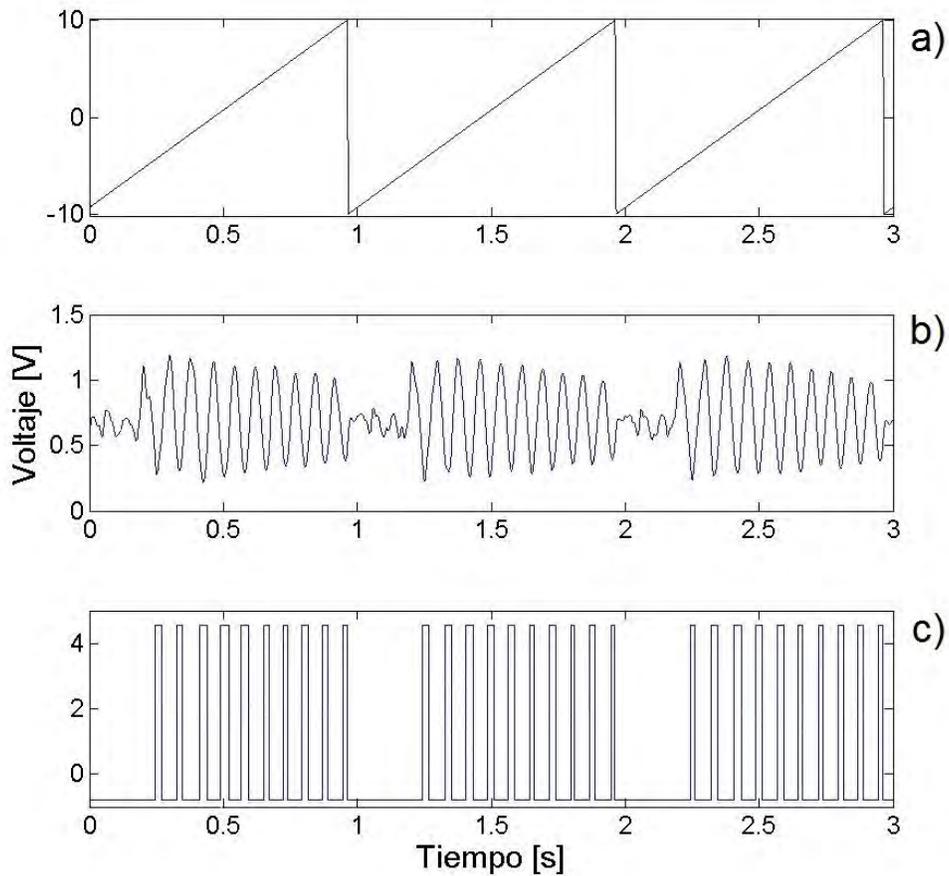


Fig. 3.2: a) Pulso rampa de 20 Vpp en el PZT, b) cambios de voltaje en el fotodetector por franjas desplazadas y c) pulsos generados por cada franja desplazada.

Se aprecia un comportamiento lineal durante el barrido, lo cual permite definir la ecuación 3.1, que describe el desplazamiento para voltajes, los cuales por su magnitud inferior a la mitad de la longitud de onda de la fuente, no son capaces de desplazar una franja de interferencia.

$$d(V_{\text{PZT}}) = 0.1582 \left[\frac{\mu\text{m}}{\text{Vpp}} \right] \cdot V_{\text{PZT}} [\text{Vpp}] \quad (3.1)$$

Una vez caracterizado el PZT, se hace un barrido en amplitud con la finalidad de estimar el desplazamiento en función de la amplitud detectada a la salida del amplificador TIA. La tabla 3.2 muestra los resultados obtenidos.

PZT [Vpp]	TIA [Vpp]	d [μm]
20	3.440	3.1640
18	3.133	2.8476
16	2.889	2.5312
14	2.564	2.2148
12	2.248	1.8984
10	1.934	1.5820
8	1.598	1.2656
6	1.265	0.9492
4	0.933	0.6328
2	0.616	0.3164
1	0.227	0.1582
0.2	0.077	0.0316
0.1	0.071	0.0158

Tab. 3.2: Caracterización del desplazamiento en función del voltaje aplicado detectado en el TIA.

Graficando la amplitud del amplificador TIA como función del desplazamiento del PZT obtenemos la ecuación.

$$d(V_{\text{TIA}}) = \left(1.069 \left[\frac{\mu\text{m}}{\text{Vpp}} \right] \cdot V_{\text{TIA}} [\text{Vpp}] \right) + 0.167 [\mu\text{m}] \quad (3.2)$$

La sensibilidad se determina por la pendiente de la gráfica que es $1.069 \mu\text{m}/\text{Vpp}$, en otras palabras, en un rango de 16 a 3160 nm una amplitud de 1 Vpp a la salida del amplificador TIA indica un desplazamiento de $1.069 \mu\text{m}$ más un *offset* de $0.167 \mu\text{m}$.

El mínimo desplazamiento apreciable en el PZT, mostrado en la figura 3.3, se da cuando la amplitud de alimentación proveniente del generador de funciones es de 100 mVpp . Siendo esto equivalente a un desplazamiento de 15.82 nm en el PZT, esto es una cuádragesima parte de la longitud de onda del láser He-Ne que es de 632.8 nm .

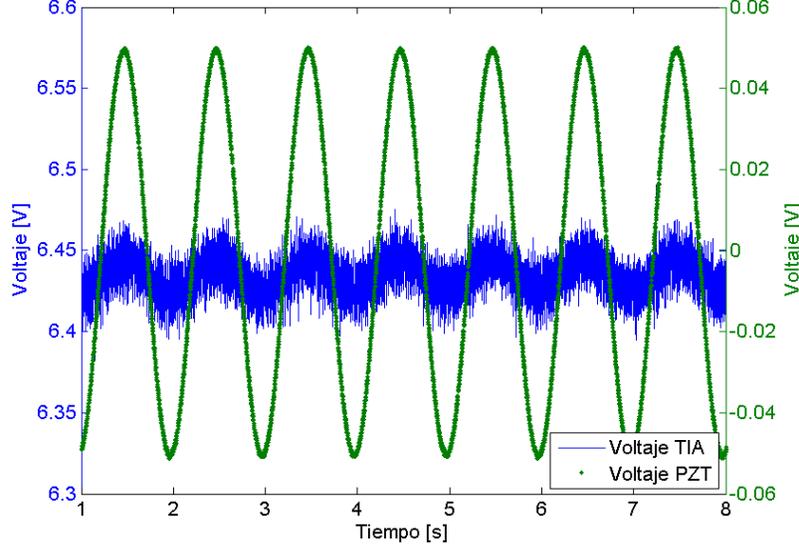


Fig. 3.3: Mínima amplitud detectada para un desplazamiento de 15.82 nm en el PZT.

Para este nivel comienza a predominar el ruido en el sistema de detección el cual cuenta con las contribuciones provenientes del amplificador de transimpedancia, la fuente de energía eléctrica y algunas vibraciones externas que se aprecian como frecuencias ajenas a la medición. Realizando un análisis de Fourier en el archivo de medición de mínima amplitud detectada identificamos la potencia de la señal en decibeles (dB) ya que se conoce la frecuencia a la que oscila el PZT. Por otra parte se detectan varias fuentes de ruido, además de considerar el ruido a la entrada del amplificador, mostradas en la tabla 3.3. De estas fuentes de ruido se puede identificar la contribución de la frecuencia fundamental de la red eléctrica en 60 Hz, su primer armónico par en 120 Hz y dos armónicos impares en 180 y 300 Hz. Además observa que existe una contribución de fuentes de ruido a baja frecuencia, de las cuales no se conoce su origen con certeza por lo que fueron denominadas simplemente como ruido en la columna de contribución en la tabla 3.3.

Las magnitudes de ruido se expresan en decibeles por lo que cuando dos o más magnitudes logarítmicas deben ser adicionadas debemos considerar que estos valores no pueden combinarse mediante la adición algebraica, para esto se tiene la siguiente ecuación para la adición de n magnitudes logarítmicas [43].

$$N_t = 10 \log \left[\sum_{i=1}^n 10^{\frac{M_i}{10}} \right] \text{ [dB]} \quad (3.3)$$

Donde N_t es la suma total de las magnitudes logarítmicas de ruido y N_i representa las cantidades logarítmicas individuales de ruido que serán adicionadas.

Contribución	Magnitud [dB]	Frecuencia [Hz]
Señal	-48.48	1.024
Ruido	-64.56	17.71
Ruido	-64.54	46.45
Ruido red eléctrica	-60.02	60
Ruido red eléctrica	-63.40	119.90
Ruido red eléctrica	-70.13	179.90
Ruido	-72.80	220.40
Ruido	-68.72	260.40
Ruido red eléctrica	-70.68	299.9
Ruido	-56.97	380.20
Ruido amplificador	-77.69	-

Tab. 3.3: Fuentes de ruido en el archivo de medición de mínima amplitud detectada.

Entonces, sustituyendo en la ecuación 3.3 los valores de la tabla 3.3, obtenemos.

$$N_t = 10 \log \left[10^{\frac{-64.56}{10}} + \dots + 10^{\frac{-77.69}{10}} \right] \quad (3.4)$$

$$N_t = -53.40 \text{ [dB]} \quad (3.5)$$

Una vez obtenida la potencia total de ruido y conociendo la potencia de la señal se estima la relación señal a ruido para la mínima amplitud detectada.

$$SNR = \frac{\text{Potencia de la señal}}{\text{Potencia de ruido}} = \frac{-48.48 \text{ dB}}{-53.40 \text{ dB}} = 0.9079 \quad (3.6)$$

Es apreciable en la figura 3.3 que la señal se encuentra en un ambiente de ruido y esto se refleja como una magnitud en relación señal a ruido menor a la unidad.

3.2. Comparación entre deflexión de franjas de interferencia y deflexión del haz

Para la detección de desplazamientos en el arreglo OBD convencional, como en todo sistema de detección óptica, los límites fundamentales para incrementar la potencia óptica son la difracción y el ruido de disparo debido a la naturaleza corpuscular de la luz [16]. Por otra parte, la resolución del OBD incrementa en función del radio en la cintura del haz, la potencia óptica que este contiene y el recíproco de la longitud de onda. Sin embargo, no es sencillo modificar estos parámetros para que sean función de la sensibilidad, es decir, para alcanzar una alta resolución espacial en la muestra es necesario utilizar un diámetro muy pequeño en la cintura del haz. Además, este tamaño de cintura de haz restringe la potencia óptica. También es importante mencionar que una alta concentración de energía en el haz, para efecto de mediciones biológicas, puede dañar la muestra por la energía que se disiparía sobre esta [17]. Entonces, el propósito principal de este trabajo es demostrar que mediante

la configuración híbrida propuesta del OBD es posible alcanzar una mayor sensibilidad que con el arreglo OBD convencional, a pesar de los límites fundamentales.

3.2.1. OBD híbrido y OBD convencional

Como se mencionó en secciones anteriores, el OBD convencional consiste de tres simples elementos; fuente de luz coherente, *cantilever* y PSD. Elementos empleados en la configuración híbrida son utilizados para realizar el arreglo convencional, mostrado en la figura 3.4. El láser y el PZT como *cantilever* conservan sus características mientras que al detector de silicio se le agrega una navaja en la parte frontal de la ventana de borosilicato, esto con la finalidad de simular un PSD para el haz reflejado por el espejo del PZT [44].

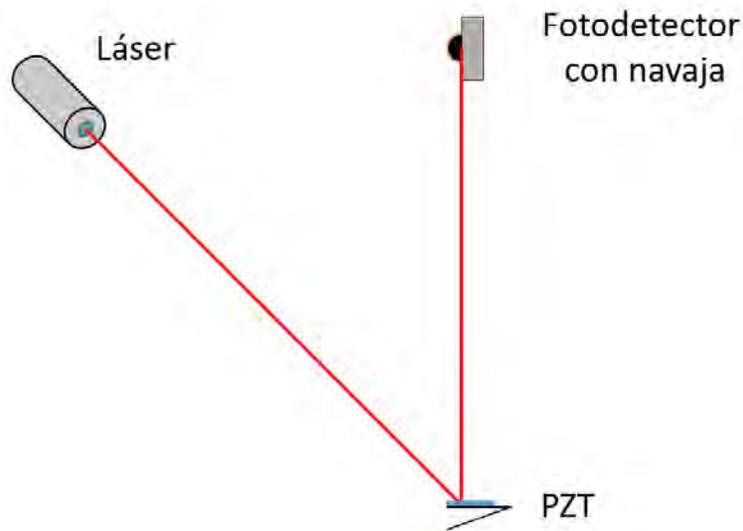


Fig. 3.4: Arreglo para el OBD convencional.

En la técnica de bloqueo de la navaja, la cantidad que determina la señal de desplazamiento es el cambio de la potencia óptica reflejada por el *cantilever* con respecto del centro en la posición del haz [45]. En una serie de mediciones condensadas en la figura 3.5 se observó que, para una señal seno de 20 Vpp a una frecuencia de 1 Hz aplicada al PZT, la amplitud detectada para el OBD híbrido es de aproximadamente 3.404 Vpp, mientras que la amplitud para el OBD convencional es de 2.753 Vpp. Lo que significa una diferencia en amplitud de 0.651 Vpp, es decir, la amplitud conseguida por el OBD híbrido es apenas 1.24 veces mayor que el OBD convencional. Ambas señales no se encuentran en fase porque fueron registradas durante periodos de tiempo diferentes. Para motivos demostrativos, esta cantidad no es significativa para el contraste entre los dos métodos, pues prácticamente tienen la misma sensibilidad y con un arreglo más simple en el OBD convencional. Pero, es importante mencionar que de acuerdo a las formas de aumentar la sensibilidad, la potencia óptica juega un factor fundamental. La potencia óptica incidente en el fotodetector para el OBD convencional es

mayor en comparación con el híbrido. Esto es debido a que el arreglo de la figura 3.4 muestra que la única atenuación es la que sufre el haz láser en la reflexión del espejo adjunto al PZT. Por otra parte, en el OBD híbrido después de una pequeña atenuación en el primer lente, la potencia óptica con la que se trabaja es con la reflexión del portaobjetos, es decir, aproximadamente un 10 % de la potencia óptica original del láser y un 40 % de la potencia óptica que se registra en el OBD convencional.

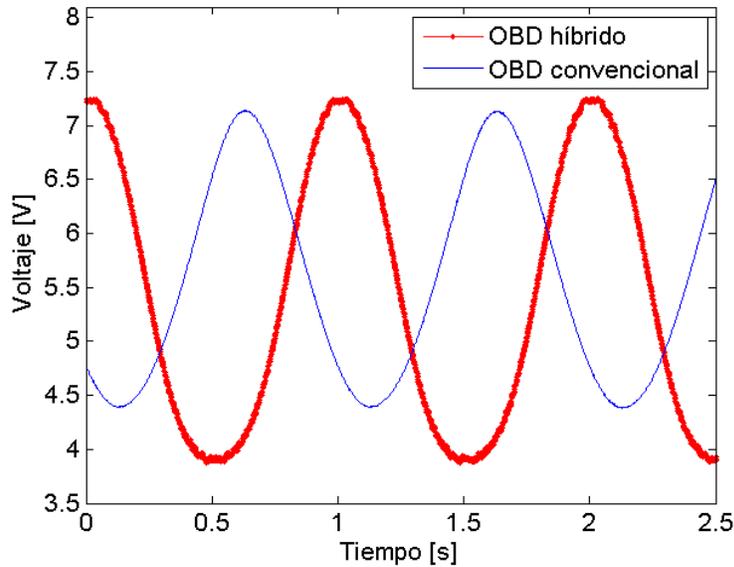


Fig. 3.5: Comparación en amplitud del OBD híbrido y el OBD convencional.

3.2.2. OBD híbrido y OBD convencional en las mismas condiciones de potencia óptica

Entonces, una nueva configuración para el OBD convencional consiste en utilizar la potencia óptica que se obtiene por reflexión en el portaobjetos. Como muestra la figura 3.6 a) la fuente de luz coherente, la lente convexa y el portaobjetos se repiten del arreglo OBD híbrido. Además el PZT conserva el mismo espejo para obtener la misma reflectividad. El haz reflejado, pasa nuevamente por el portaobjetos y es enfocado por otra lente convexa hacia el fotodetector, el cual conserva la navaja para simular el detector de bicel y se encuentra a la distancia focal del lente convexa.

Asegurando una potencia óptica prácticamente similar para el nuevo arreglo convencional y el arreglo híbrido; la figura 3.6 b), concentra los resultados obtenidos. Con las mismas condiciones en el generador de funciones, 20 Vpp de amplitud a una frecuencia de 1 Hz, la amplitud obtenida por el nuevo arreglo convencional es de 0.901 Vpp. En otras palabras, con la misma potencia óptica en los arreglos, el OBD híbrido es aproximadamente 3.78 veces más sensible que el OBD convencional. De igual forma que en el experimento anterior, las señales no se encuentran en fase debido a que fueron registradas en diferentes momentos.

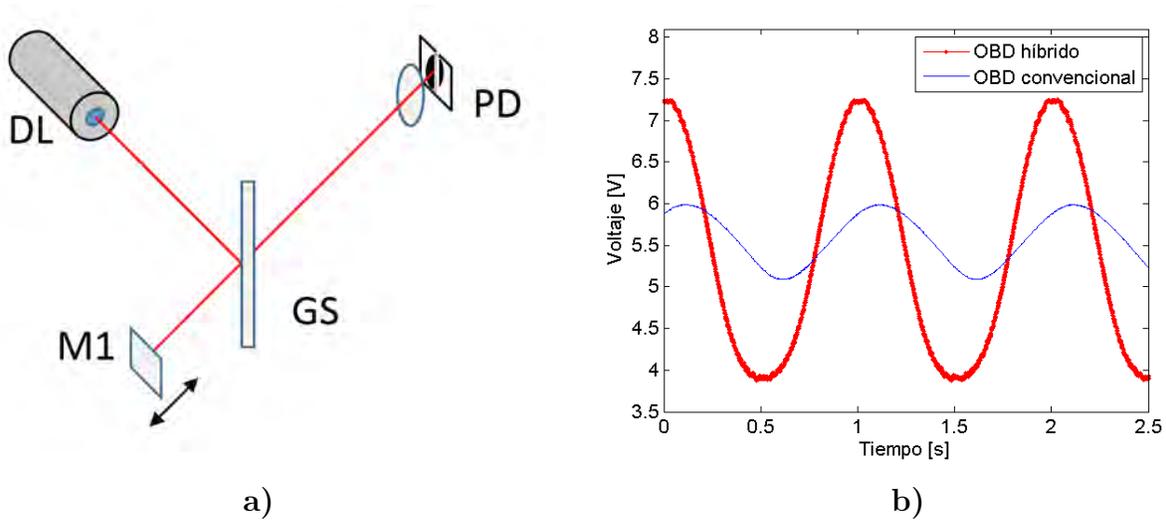


Fig. 3.6: a) Señal en el dominio del tiempo registrada por el sistema de detección híbrida y b) su análisis de Fourier.

3.3. Caracterización de una viga tipo *cantilever* con una masa adjunta en el extremo libre

Cuando una viga tipo *cantilever fix-free* se somete a vibración libre y el sistema se considera discreto en el cual la viga *cantilever* se considera sin masa y la masa entera se concentra en el extremo libre del mismo. La ecuación gobernante de movimiento para tal sistema es.

$$m\ddot{y}(t) + ky(t) = 0 \quad (3.7)$$

Donde m es la masa concentrada en el extremo libre de la viga *cantilever*, k es el la constante elástica transversal, la cual se describe como [46].

$$k = \frac{3EI}{l^3} \quad (3.8)$$

Donde E es el módulo del Young del material con el que esta construido la viga *cantilever*, l es la longitud del brazo de la viga e I es el momento de inercia dado por [47].

$$I = \frac{1}{12}bd^3 \quad (3.9)$$

Donde b y d es el ancho y el espesor de la sección transversal de la viga tipo *cantilever*, respectivamente. Finalmente, la frecuencia natural no amortiguada fundamental del sistema de masa agrupada se da como.

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m + 0.23 m_c}} \quad (3.10)$$

Donde m_c es la masa de la viga *cantilever*, la cual se considera de manera efectiva con un factor de 0.23 y en adición con la masa unida para obtener mejor exactitud en la frecuencia natural. La fracción de la masa de la viga *cantilever* a utilizar depende de las características de este [46]. La forma de la viga *cantilever* se muestra en la figura 3.7 b), mientras que sus dimensiones y características se muestran en la tabla 3.4.

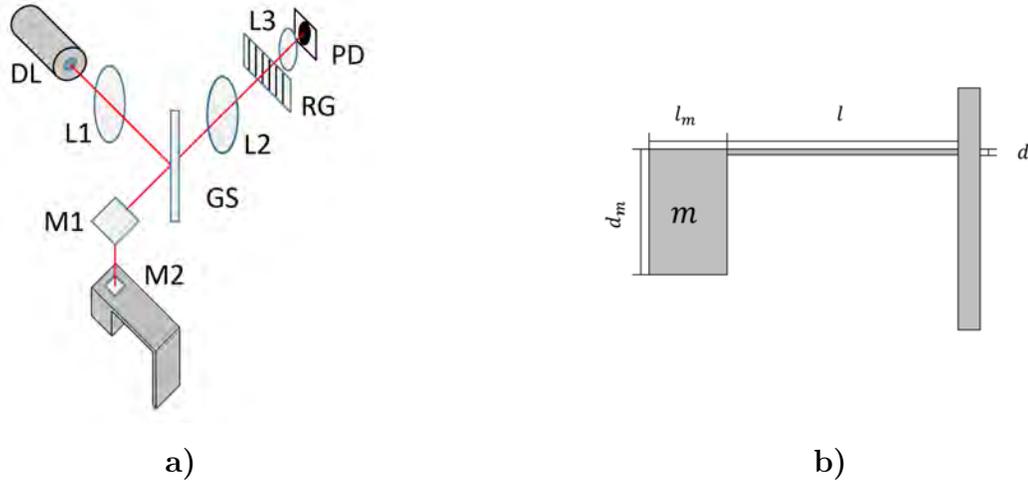


Fig. 3.7: *Cantilever* de aluminio a) dentro del arreglo óptico para caracterización y b) en vista longitudinal.

Parámetro	Símbolo	Valor	Unidad
Material	-	Aluminio	-
Módulo de Young	E	69×10^9	$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$
Densidad	ρ	2700	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Longitud del <i>cantilever</i>	l	30×10^{-3}	m
Ancho del <i>cantilever</i>	b	16×10^{-3}	m
Espesor del <i>cantilever</i>	d	1.50×10^{-3}	m
Masa del <i>cantilever</i>	m_c	2.20×10^{-3}	kg
longitud de la masa agrupada	l_m	15.60×10^{-3}	m
Ancho de la masa agrupada	b_m	16×10^{-3}	m
Espesor de la masa agrupada	d_m	25.3×10^{-3}	m
Masa agrupada	m	17.10×10^{-3}	kg

Tab. 3.4: Parámetros y dimensiones del *cantilever* con masa agrupada en su extremo libre.

Recordando que a partir del desplazamiento podemos determinar frecuencia de oscilación, el arreglo utilizado para la caracterización en frecuencia de la pieza se muestra en la figura 3.7 a), en donde la única diferencia con el arreglo utilizado para el PZT es el espejo M1. Este espejo es utilizado para incidir el haz reflejado del portaobjetos, denotado como GS,

sobre un espejo M2 que se encuentra unido a la viga *cantilever*. Este espejo es un depósito de aluminio sobre un cubre objetos de vidrio de espesor, estimado por el fabricante, entre 0.12 y 0.16 mm. Las dimensiones del espejo son de aproximadamente 10×10 mm, por lo que su masa es prácticamente despreciable para adicionar a la masa unida a la viga *cantilever*.

A partir de los parámetros y dimensiones de la viga *cantilever* se estiman las propiedades mecánicas que este posee, para dar una idea aproximada de las propiedades del sistema a través del análisis en modelo. Entonces, sustituyendo los valores de los parámetros mostrados en la tabla 3.4 en la ecuación 3.9 se calcula el momento de inercia, el cual se define como la distribución de la masa de un cuerpo o sistema respecto a la aplicación de una fuerza mecánica que altera el vector de posición de este.

$$I = \frac{1}{12} (16 \times 10^{-3} \text{ m}) (1.50 \times 10^{-3} \text{ m})^3 \quad (3.11)$$

$$I = 4.50 \times 10^{-12} [\text{m}^4] \quad (3.12)$$

De la misma forma para la ecuación 3.8, se estima la constante elástica transversal de la viga tipo *cantilever*.

$$k = \frac{3 (69 \times 10^9 \text{ N/m}^2) (4.50 \times 10^{-12} \text{ m}^4)}{(30 \times 10^{-3} \text{ m})^3} \quad (3.13)$$

$$k = 3.42 \times 10^3 [\text{N} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (3.14)$$

Y finalmente, sustituyendo valores en la ecuación 3.10 se calcula la frecuencia de resonancia.

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3.42 \times 10^3 \text{ N/m}}{17.10 \times 10^{-3} \text{ kg} + 0.23 (2.20 \times 10^{-3} \text{ kg})}} \quad (3.15)$$

$$f_n = 223.48 [\text{Hz}] \quad (3.16)$$

Una vez estimados los parámetros mecánicos, se realizaron una serie de mediciones de las vibraciones de la viga tipo *cantilever* con el sistema de detección híbrida, esto para realizar un contraste con la frecuencia de resonancia estimada y la medida. La figura 3.8 a), muestra la señal en el dominio del tiempo, en donde es apreciable una pequeña amplitud periódica.

Por otra parte, llevando la señal en el tiempo al análisis en el dominio de las frecuencias, como muestra la figura 3.8 b), es evidente que la amplitud periódica observada tiene una frecuencia dominante que se encuentra en aproximadamente 193 Hz. Durante el análisis de frecuencias son apreciables algunos picos secundarios correspondientes al ruido de la red eléctrica y algunas vibraciones externas en donde sus magnitudes son prácticamente despreciables en los análisis de tiempo y frecuencia.

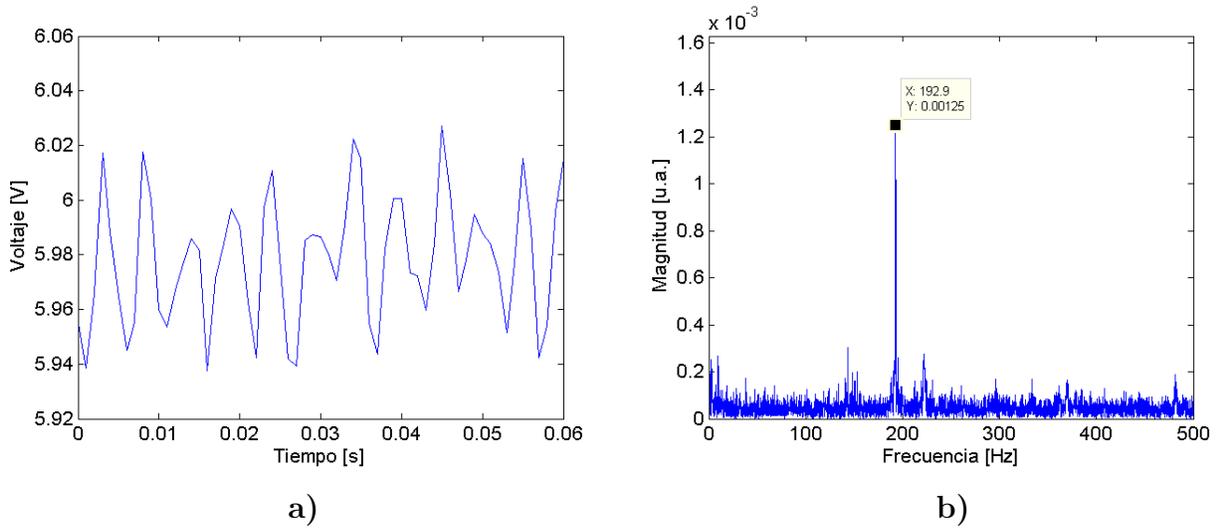


Fig. 3.8: a) Señal en el dominio del tiempo registrada por el sistema de detección híbrida y b) su análisis de Fourier.

El error absoluto E_a de la frecuencia de resonancia obtenida y la frecuencia de resonancia calculada se estima como la diferencia absoluta de estas.

$$E_a = |\text{valor verdadero} - \text{valor aproximado}| \quad (3.17)$$

$$E_a = |192.9 \text{ Hz} - 223.48 \text{ Hz}| \quad (3.18)$$

$$E_a = 30.58 \text{ [Hz]} \quad (3.19)$$

Por otra parte, el error relativo porcentual E_{rp} es el por ciento del cociente del error absoluto y la frecuencia de resonancia obtenida.

$$E_{rp} = \left(\frac{E_a}{\text{valor verdadero}} \right) \cdot 100 \% \quad (3.20)$$

$$E_{rp} = \left(\frac{30.58 \text{ Hz}}{192.9 \text{ Hz}} \right) \cdot 100 \% \quad (3.21)$$

$$E_{rp} = 13.68 \% \quad (3.22)$$

La magnitud en el error se atribuye en su mayoría a la propagación de las incertidumbres de cada una de las mediciones de las dimensiones de la viga *cantilever*. Por otra parte, la viga no es una pieza sólida si no que se encuentra unido a un marco que lo mantiene fijo sobre la mesa óptica.

3.3.1. Fuentes de ruido para el sistema de detección híbrida

Además de las contribuciones de ruido calculadas en el amplificador, y la potencia equivalente de ruido en el detector de silicio, se consideran otras fuentes de ruido en el sistema de detección. Una serie de mediciones con el arreglo de la figura 3.7 a) consistió en saturar

el amplificador del fotodetector, esto con la finalidad de suprimir todo registro de desplazamiento y así poder apreciar las fuentes de ruido presentes en el sistema. El registro se realizó durante periodos de 30 segundos, en donde se puede apreciar en la figura 3.9 b), mediante análisis de Fourier de la señal grabada, que las frecuencias predominantes se encuentran en 60, 180, 300 y 420 Hz. Siendo estas la frecuencia fundamental de la red eléctrica y sus cuatro primeros armónicos impares [48].

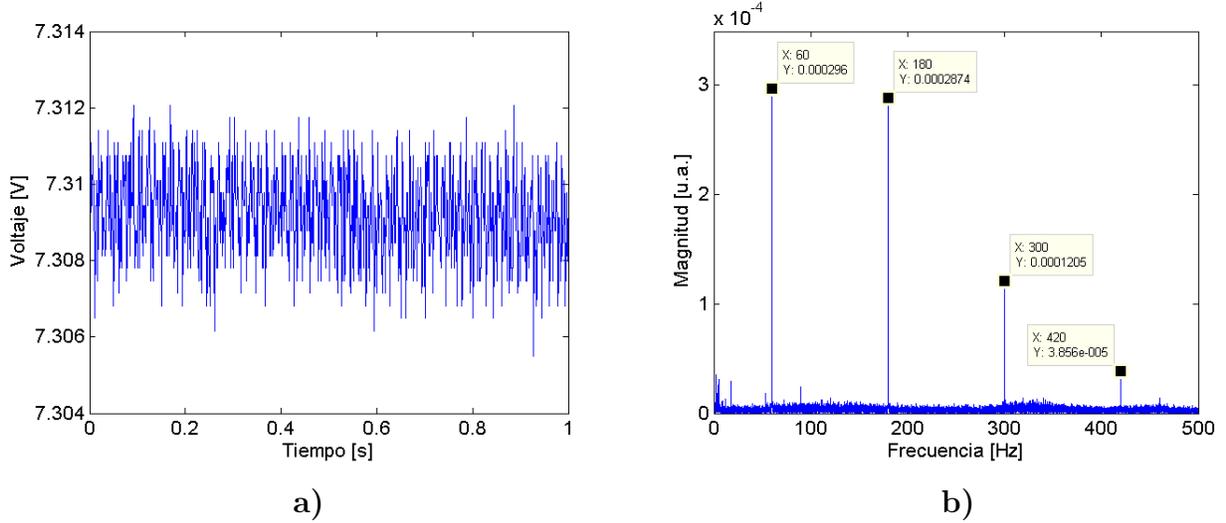


Fig. 3.9: a) Análisis en tiempo del sistema híbrido en saturación y b) análisis en frecuencia en las mismas condiciones.

3.3.2. Comportamiento de la viga tipo *cantilever* ante una perturbación externa

El sistema real tiene una cierta cantidad de amortiguación presente. Cuando este experimenta una vibración libre, la frecuencia natural amortiguada del sistema ω_d es determinada por la relación entre el factor de amortiguamiento ζ y la frecuencia natural de la viga tipo *cantilever* $\omega_n = 2\pi f_n$. La ecuación gobernante de movimiento para este sistema es [49, 50].

$$m\ddot{y}(t) + c\dot{y}(t) + ky(t) = 0 \quad (3.23)$$

$$\ddot{y}(t) + 2\zeta\omega_n\dot{y}(t) + \omega_n^2y(t) = 0 \quad (3.24)$$

Donde c es el amortiguamiento presente en el sistema, el factor de amortiguamiento puede expresarse como $\zeta = c/c_c$, donde c_c es el amortiguamiento crítico. El amortiguamiento crítico puede ser visto como el amortiguamiento suficiente para evitar oscilaciones. La relación para determinar la frecuencia de amortiguamiento ω_d se define como [49, 50].

$$\omega_d = \omega_n\sqrt{1 - \zeta^2} \quad (3.25)$$

Se tiene un decaimiento exponencial que se aprecia en la figura 3.10 a). Mientras que la figura 3.10 b) muestra el análisis de Fourier, donde la frecuencia predominante se considera

la frecuencia de amortiguamiento de la estructura y es equivalente a 192.5 Hz. Debido a que la frecuencia amortiguada es prácticamente la frecuencia natural calculada en la sección anterior, consideraremos la frecuencia de amortiguamiento obtenida como la frecuencia natural del sistema para la siguiente serie de mediciones.

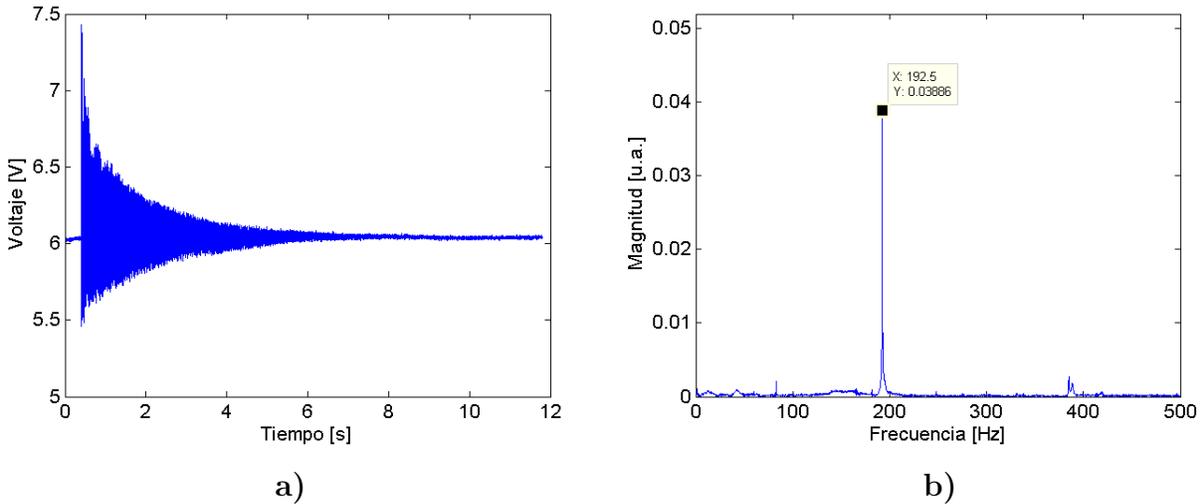


Fig. 3.10: Perturbación del *cantilever* con una fuerza externa a) análisis en tiempo y b) en frecuencia.

3.3.2.1. Frecuencia de amortiguamiento de la viga tipo *cantilever* en función del nivel de un líquido en contacto con la masa agrupada

En esta serie de mediciones se considera que $f_d = 192.5$ Hz. El experimento consiste en ubicar un recipiente bajo la masa agrupada del *cantilever*, como muestra la figura 3.11, esto con la finalidad de agregar agua al recipiente e ir incrementando gradualmente su nivel para apreciar el comportamiento de la frecuencia de amortiguamiento en función del nivel.

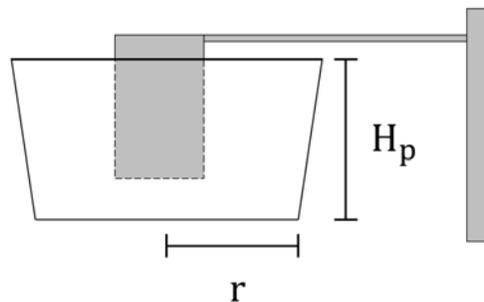


Fig. 3.11: Arreglo para medir el cambio en la frecuencia de amortiguamiento en función del nivel de agua.

El recipiente utilizado corresponde a una porción de un vaso de unicel, el cual fue seccionado

para que pueda ser colocado bajo el *cantilever*. Para calcular el volumen y el nivel con el que aumenta con la menor incertidumbre posible, se calcula la sección cónica completa mostrada en la figura 3.12.

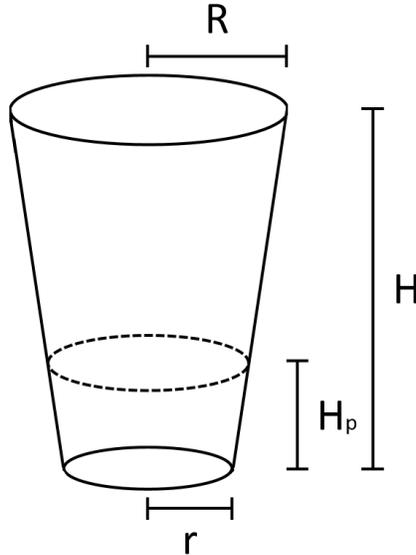


Fig. 3.12: Características de la sección cónica completa para estimar el volumen del recipiente.

El volumen para una sección cónica se obtiene mediante la relación.

$$V = \frac{\pi H}{3} (R^2 + Rr + r^2) \quad (3.26)$$

Donde R es el radio superior, r el radio inferior y H es la altura del recipiente. Aunque la ecuación 3.26 solo considera el volumen completo del recipiente y para propósitos del experimento es de interés conocer el volumen en función del nivel parcial h, el cual se obtiene a partir de.

$$V = \pi h \left[r^2 + r \frac{R-r}{H} h + \frac{(R-r)^2}{3H^2} h^2 \right] \quad (3.27)$$

El nivel parcial h puede tomar varios valores dentro del rango de H_p . Las dimensiones internas del recipiente unicial son $R = 38.5$ mm, $r = 23.5$ mm, $H = 100$ mm y $H_p \approx 28$ mm. Sustituyendo los datos en las ecuaciones 3.26 y 3.27 se obtiene que el volumen completo es de 307.80 ml. Tomando en cuenta las medidas del espesor del unicial de 3 mm, la altura que existe entre el fondo del recipiente y la masa agrupada del *cantilever* es de aproximadamente 6 mm.

A través de una jeringa de 3 ml, se fue aumentando gradualmente el nivel h en el recipiente. Cuando el volumen del agua alcanza los 12 ml, la tensión superficial hace contacto con la

masa agrupada y se produce un decaimiento en la frecuencia de amortiguamiento de 192.5 a 191.8 Hz. Con los datos obtenidos y despejando ζ de la ecuación 3.25 estimamos el factor de amortiguamiento.

$$\zeta = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_d}{\omega_n}\right)^2} \quad (3.28)$$

$$\zeta = \sqrt{1 - \left(\frac{1205.11 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}}{1209.51 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}}\right)^2} \quad (3.29)$$

$$\zeta \approx 85.20 \times 10^{-3} \quad (3.30)$$

Otro parámetro que se puede determinar a partir de los datos de las mediciones es el decaimiento logarítmico δ . Originalmente se calcula como el desplazamiento que hay entre n número de amplitudes.

$$\delta = \frac{1}{n} \log \left[\frac{y(t_0)}{y(t_1)} \right] \quad (3.31)$$

La ecuación 3.31 puede escribirse en términos de ω_n y ζ .

$$\delta = \frac{2\pi\zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \quad (3.32)$$

Sustituyendo la ecuación 3.30 en 3.32 obtenemos que el decaimiento logarítmico es $\delta \approx 0.54$. Realizando el mismo análisis, se aumenta gradualmente el nivel h observando un factor de amortiguamiento mayor a medida que aumenta el nivel h que esta en contacto con la masa agrupada. Los resultados del experimento se muestran en la tabla 3.5.

h [mm]	V [ml]	m_c sumergida [%]	f_d [Hz]	ω_d [rad · s ⁻¹]	ζ	δ
6.63	12	2.49	191.80	1205.11	8.52×10^{-2}	0.54
8.21	15	8.74	190.10	1194.43	15.74×10^{-2}	1.00
9.76	18	14.86	190.00	1193.81	16.06×10^{-2}	1.02
11.28	21	20.87	188.10	1181.87	21.26×10^{-2}	1.37
12.77	24	26.76	186.30	1170.56	25.17×10^{-2}	1.63
14.23	27	32.53	184.30	1157.99	28.87×10^{-2}	1.82
15.67	30	38.22	182.60	1147.31	31.66×10^{-2}	2.10
17.09	33	43.83	182.10	1144.17	32.42×10^{-2}	2.15
18.49	36	49.37	182.00	1143.54	32.57×10^{-2}	2.16
19.86	39	54.78	181.80	1142.28	32.87×10^{-2}	2.19
21.21	42	60.12	181.70	1141.65	33.02×10^{-2}	2.20
22.54	45	65.38	182.10	1144.17	32.42×10^{-2}	2.15
23.85	48	70.55	181.70	1141.65	33.02×10^{-2}	2.20
25.15	51	75.69	181.16	1138.26	33.81×10^{-2}	2.26

Tab. 3.5: Desplazamiento de la frecuencia de amortiguamiento en función del nivel.

Se aprecia en los datos que la frecuencia de amortiguamiento alcanza un estado de saturación en 182 Hz, cuando el nivel h alcanza los 16 mm aproximadamente. Recordando que la altura a que hay entre el fondo del recipiente y la masa agrupada es de 6 mm, además del espesor del unisel $d_u = 3$ mm; se puede estimar que la saturación de la frecuencia de amortiguamiento empieza cuando la masa agrupada se encuentra sumergida a un nivel equivalente a $(h - a) = 10$ mm. Es decir, la masa agrupada del *cantilever* se encuentra un 39.52 % sumergida en el agua cuando comienza la saturación de la frecuencia de amortiguamiento. Este análisis se encuentra ilustrado en la figura 3.13 a).

Por otra parte, graficando la frecuencia de amortiguamiento en función del nivel, como muestra la figura 3.13 b), se observa un comportamiento perfectamente lineal en un intervalo de 9.76 mm a 15.67 mm en el nivel. La pendiente de este intervalo es de -1.25 Hz/mm, es decir, hay un decaimiento en la frecuencia de 1.25 Hz por cada milímetro que aumenta el nivel del agua en el recipiente. Además en la misma gráfica es notable la saturación en la frecuencia de amortiguamiento en 182 Hz después de los 16 mm en el nivel. Ajustando linealmente el intervalo de 6.63 mm a 15.67 mm se obtiene una ecuación de la recta con pendiente de -1.01 Hz/mm; así que antes de la frecuencia de saturación en el amortiguamiento, hay un decaimiento en f_d de 1.01 Hz por cada milímetro que aumenta el nivel.

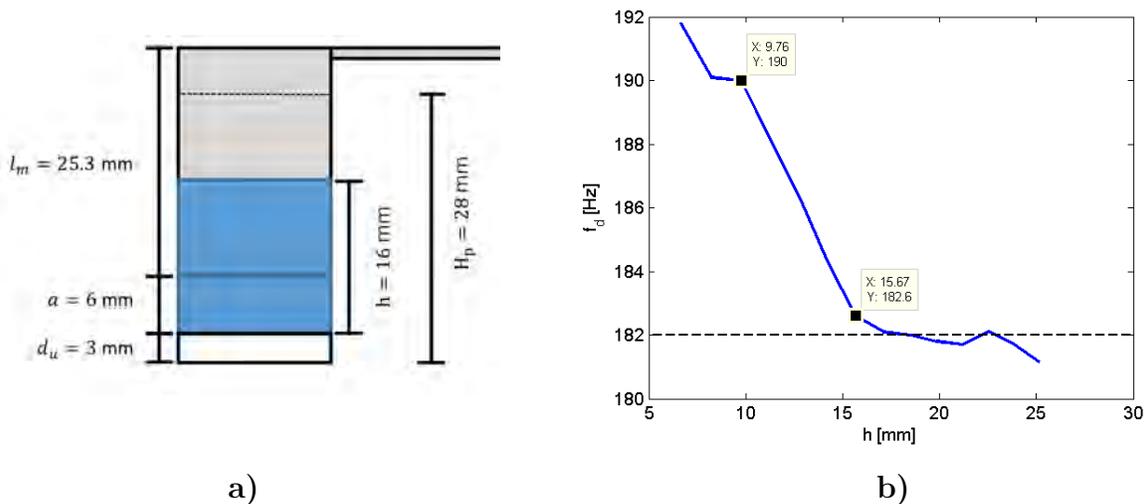


Fig. 3.13: a) Esquema del nivel aproximado en el que se alcanza la saturación en la frecuencia de amortiguamiento f_d y b) f_d en función del nivel h en el recipiente.

Adicionalmente, en la gráfica de la figura 3.13 b), se aprecia una fluctuación en el intervalo de 6.63 mm a 9.76 mm la cual tiene una posible explicación por la posición de la masa agrupada respecto a la horizontal, es decir, la masa agrupada no se encuentra perfectamente en una posición horizontal mientras que el nivel del líquido mantiene esta posición perfectamente por razones naturales. Así que cuando el nivel alcanza los 6 mm, la tensión superficial del agua comienza a hacer contacto con un extremo de la masa agrupada debido a la ligera inclinación que esta posee.

3.3.2.2. Frecuencia de amortiguamiento de la viga tipo *cantilever* en función de las características del líquido en contacto con la masa agrupada

Una variante al experimento anterior consistió en llenar el recipiente con líquidos de diferentes características con la finalidad de relacionar el factor de amortiguamiento con parámetros como la densidad ρ y la viscosidad μ en el líquido. Es importante diferenciar la viscosidad absoluta o dinámica μ y cinemática ν ; la primera indica la resistencia a fluir de ciertos líquidos, y su unidad es el Poise (P).

$$1 \text{ Poise} = 10^{-1} \left[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} \right] \quad (3.33)$$

Por otra parte, la viscosidad cinemática es la relación de la viscosidad absoluta con la densidad del fluido, y su unidad es el Stoke (St).

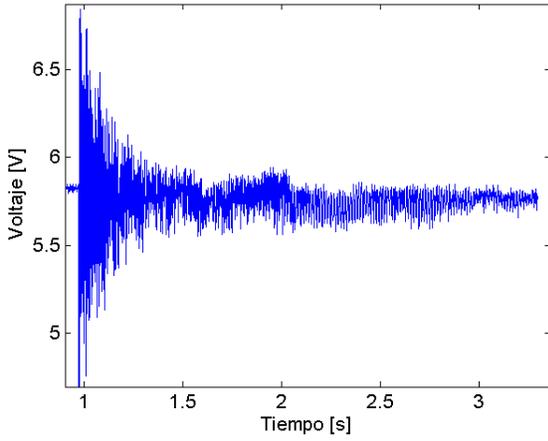
$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.34)$$

$$1 \text{ Stoke} = \left[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \right] \quad (3.35)$$

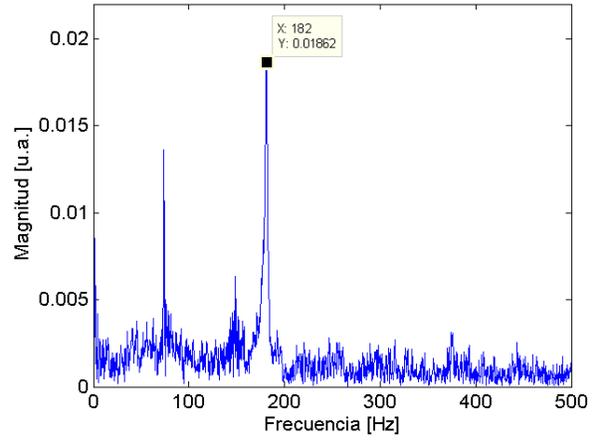
Siendo la viscosidad absoluta de interés para el experimento [51, 52], el primer líquido analizado fue el agua empleada en el experimento anterior donde tenemos que la frecuencia de amortiguamiento es de 182 Hz, el factor de amortiguamiento estimado es $\zeta = 32.57 \times 10^{-2}$ mientras que el decaimiento logarítmico es de $\delta = 2.16$. La figura 3.14 a) y b) muestra las señales obtenidas en el tiempo y en frecuencia, respectivamente, para un líquido de densidad estimada en 1000 kg/m^3 y viscosidad absoluta de $1.00 \times 10^{-2} \text{ P}$. Con la masa agrupada del *cantilever* sumergida parcialmente un 50% y ante una perturbación externa; se presenta un amortiguamiento mayor. Este aumento en el amortiguamiento reduce el tiempo en el que el sistema se estabiliza en contraste con la señal de la figura 3.10 a) en donde el *cantilever* es perturbado y se tiene un amortiguamiento libre, es decir, sin la presencia en el recipiente de algún amortiguante.

Cambiando el agua del recipiente por aceite de soya, el cual tiene una densidad estimada a $20 \text{ }^\circ\text{C}$ de 920.43 kg/m^3 y viscosidad de aproximadamente $50 \times 10^{-2} \text{ P}$; se aprecia en la figura 3.14 c) un amortiguamiento más rápido a comparación del amortiguamiento presentado por el agua y con esto es notable la diferencia de magnitud en la viscosidad. Esto implica un cambio en la frecuencia de amortiguamiento quedando en 171.50 Hz y un amortiguamiento estimado en $\zeta = 45.42 \times 10^{-2}$.

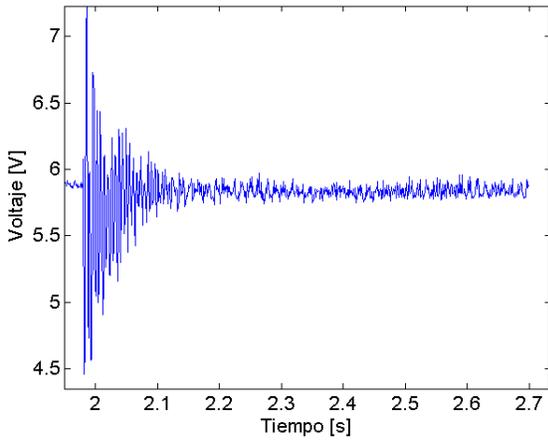
Adicionalmente se realizó la medición con glicerina en el recipiente, siendo este un líquido con densidad a temperatura ambiente de 1261 kg/m^3 y una viscosidad de 14.90 P. La finalidad de esta caracterización es apreciar el comportamiento del amortiguamiento con la condición de un líquido de mayor orden de magnitud en su densidad y viscosidad. Para el tercer experimento el tiempo de amortiguamiento mostrado en la figura 3.14 e) es prácticamente inmediato en comparación de las dos primeras muestras, además hay una noble atenuación en la amplitud del decaimiento y este no es periódico ya que predominan varias frecuencias en un espectro entre 20 y 143 Hz.



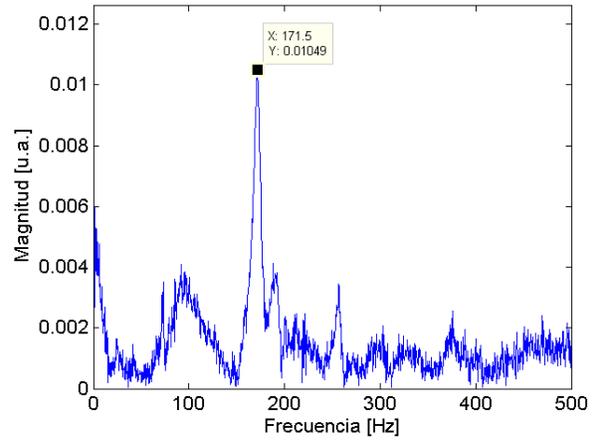
a)



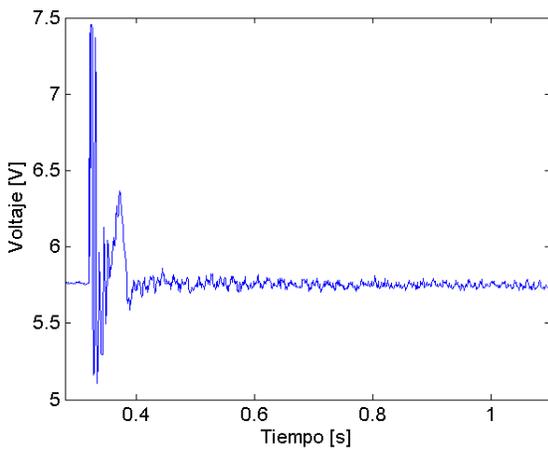
b)



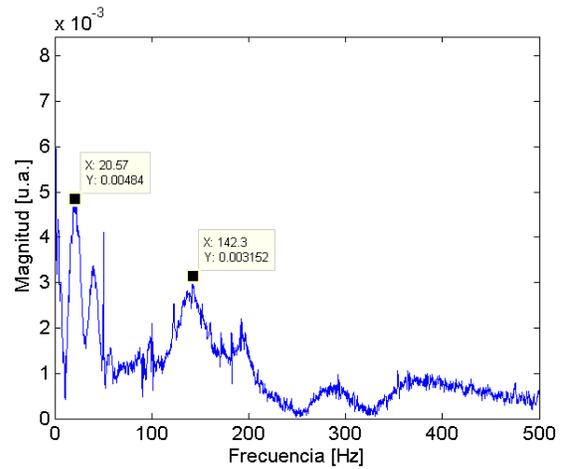
c)



d)



e)



f)

Fig. 3.14: Perturbación del *cantilever* con su masa agrupada sumergida en a) agua, c) aceite de soja y e) glicerina.

Esto hace que sea complicado estimar un factor de amortiguamiento cuando la masa del *cantilever* esta en contacto con la glicerina. Sin embargo se puede decir que el factor de amortiguamiento y el decaimiento logarítmico son funciones en mayor medida de la viscosidad que de la densidad. Basado en los resultados de mayor magnitud en la frecuencia de amortiguamiento predominante, tomamos el valor de amortiguamiento de 22.57 Hz para la masa agrupada en glicerina. Entonces, la caracterización queda resumida en la tabla 3.6.

Líquido	ρ [kg · m ⁻³]	μ [P]	f_d [Hz]	ω_d [rad · s ⁻¹]	ζ	δ
Glicerina	1261	14.90	22.57	129.50	99.43×10^{-2}	58.46
Agua	1000	1.00×10^{-2}	182.00	1143.54	32.57×10^{-2}	2.16
Aceite de soya	920.43	50×10^{-2}	171.50	1077.57	45.42×10^{-2}	3.20

Tab. 3.6: Desplazamiento de la frecuencia de amortiguamiento en función de las características del líquido.

Con un limitado número de datos para la interpolación se grafica la frecuencia en el eje de la variable dependiente y la viscosidad en el eje independiente obteniendo como ecuación del gráfico.

$$f_d(\mu) = \left(-10.537 \left[\frac{\text{Hz}}{\text{P}} \right] \cdot \mu [\text{P}] \right) + 179.48 [\text{Hz}] \quad (3.36)$$

Donde f_d es la frecuencia de amortiguamiento y μ es el coeficiente de viscosidad. La sensibilidad determinada por la pendiente de la gráfica es de -10.54 Hz/P, es decir por cada Poise que aumente en magnitud la viscosidad habrá un decaimiento en la frecuencia de amortiguamiento de aproximadamente 10.54 Hz, con un error relativo porcentual de menos de 2%. Una limitante para este experimento es trabajar con líquidos volátiles a temperatura ambiente. Al ascender los vapores provocan esparcimiento en el haz láser usado en el OBD, causando con esto errores en la medición por las fluctuaciones causadas en la potencia óptica. Esto se observó durante el infructífero intento por medir la frecuencia de amortiguamiento que presentaría el alcohol isopropílico con $\rho = 786.30$ kg/m³ y $\mu = 2.08 \times 10^{-2}$ P, el cual por medio de la sensibilidad obtenida se estima que habría un decaimiento de 0.22 Hz en la frecuencia de amortiguamiento, es decir $f_d = (181.78 \pm 4.4 \times 10^{-3})$ Hz.

3.4. Caracterización de un *cantilever* sin extremo fijo sobre una superficie líquida

La definición clásica de una viga *cantilever fix-free* usada en la técnica OBD indica que uno de los extremos está fijo, por lo que experimenta una deflexión en su estructura que corresponde a la acción de cargas aplicadas en la estructura. Por otra parte, la definición estricta de la palabra deflexión obedece a un cambio de dirección, por lo tanto es posible describir el cambio en la dirección de un *cantilever* que no se encuentre fijo estructuralmente mientras este experimente la acción de fuerzas externas. Entonces, modificando el arreglo de

la figura 3.7 a), se reemplaza la viga tipo *cantilever* de aluminio por una superficie reflejante que flota dentro de un líquido en una caja de Petri. En el recipiente es depositada agua, un líquido de condiciones conocidas. Dentro del recipiente, como muestra la figura 3.15, se flota sobre la superficie del agua un cubre objetos de vidrio con dimensiones aproximadas de 10×10 mm, esta porción de cubre objetos tiene un depósito de aluminio con la finalidad de conformar una superficie reflejante.

El espejo se encuentra en un movimiento libre y bajo la acción de fuerzas inducidas por el movimiento en la superficie del líquido. El movimiento del espejo es limitado por cuatro tornillos colocados, sin hacer contacto, en la periferia del espejo; con esto se asegura que el espejo permanezca perpendicular a la incidencia del haz láser. El fabricante *Corning*® indica que el espesor del cubre objetos se encuentra en un rango de 0.12 a 0.16 mm y que el material es un vidrio de titanio de zinc número 0211, el cual tiene una densidad de 2.53 g/cm^3 . Haciendo un promedio en el rango de espesor proporcionado por el fabricante y despreciando la masa de aluminio que se encuentra depositada, se estima que el volumen del espejo flotante es de 0.014 cm^3 y por lo tanto su masa es de aproximadamente 35.42 mg.

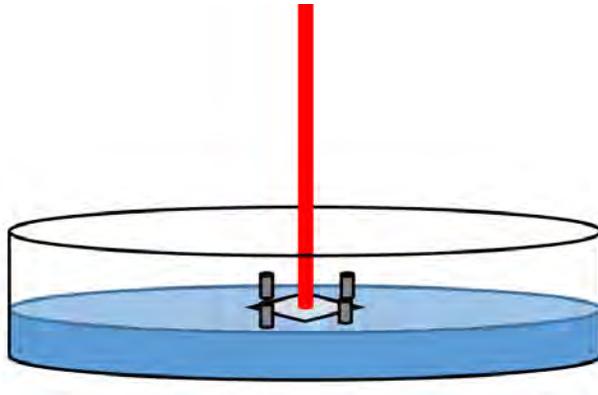


Fig. 3.15: Espejo sobre la superficie del agua como *cantilever* sin extremos fijos en una caja de Petri.

3.4.1. Principio de flotación del espejo en la superficie del líquido

El principio de Arquímedes dicta que un cuerpo sumergido o parcialmente sumergido en un fluido en reposo experimenta una fuerza de empuje E vertical hacia arriba, proporcional al volumen de agua desalojado, esto es [53].

$$|E| = \rho_f g V \text{ [N]} \quad (3.37)$$

Donde ρ_f es la densidad del fluido, g es la constante de aceleración gravitacional equivalente a 9.81 m/s^2 y V es el volumen del cuerpo, en este caso el depósito de aluminio en el cubre objetos. Entonces, substituyendo en la ecuación 3.37 obtenemos el empuje experimentado por el espejo.

$$|E| = (1000 \text{ kg/m}^3) (9.81 \text{ m/s}^2) (1.4 \times 10^{-9} \text{ m}^3) \quad (3.38)$$

$$|E| \approx 1.37 \times 10^{-5} \text{ [N]} \quad (3.39)$$

El peso aparente w_a es la suma algebraica del peso del cuerpo w_c y la fuerza de empuje E . Donde w_c y E se encuentran en sentido contrario, por lo tanto.

$$w_a = w_c - |E| \quad (3.40)$$

$$w_a = [(35.42 \times 10^{-6} \text{ kg}) (9.81 \text{ m/s}^2)] - 1.37 \times 10^{-5} \text{ N} \quad (3.41)$$

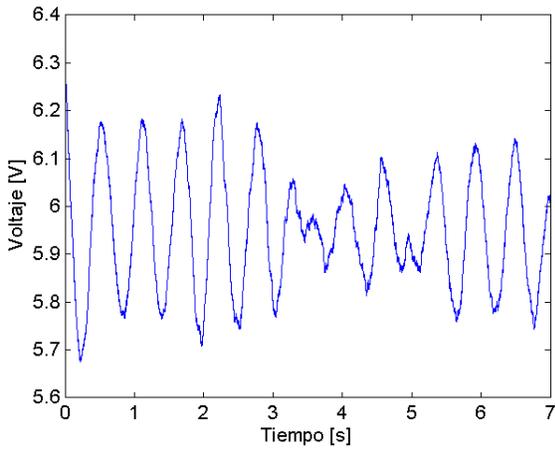
$$w_a \approx 3.34 \times 10^{-4} \text{ [N]} \quad (3.42)$$

La relación del peso aparente y el empuje se conoce como equilibrio hidroestático y tiene tres definiciones; cuando $w_a > E$ el cuerpo se hunde, si $w_a = E$ el cuerpo flota y finalmente si $w_a < E$ el cuerpo permanece en la superficie [53]. Con estas relaciones y los resultados obtenidos anteriormente la flotabilidad del espejo se encuentra comprometida ya que la fuerza de empuje E es mucho menor que el peso aparente estimado. Pero el espejo interactúa sobre la superficie del agua con ayuda de la tensión superficial. Como las moléculas de la superficie no tienen otras iguales sobre todos sus lados, se cohesionan más fuertemente con aquellas asociadas directamente en la superficie. Esto forma una película de superficie, que hace más difícil mover un objeto a través de la superficie, que cuando está completamente sumergido [54]. La tensión superficial del agua a temperatura ambiente es de aproximadamente 72.70 dyn/cm [55], donde 1 dyn o dina es la unidad de fuerza en el Sistema Cegesimal de Unidades (cgs) y es equivalente a 1×10^{-5} N en el Sistema Internacional de Unidades (SI). Por otra parte, realizando la equivalencia del SI al cgs, el peso del espejo es de 34.74 dyn, el empuje es de 1.37 dyn y el peso aparente es de 33.37 dyn. Tanto la magnitud del peso del espejo y el peso aparente de este le permiten permanecer sobre la película que forma la tensión superficial. Las fuerzas cohesivas permiten que el movimiento del espejo sea en su mayoría horizontalmente, con esto el movimiento vertical que produce el movimiento superficial sea de menor contribución cuando el líquido se encuentra en reposo.

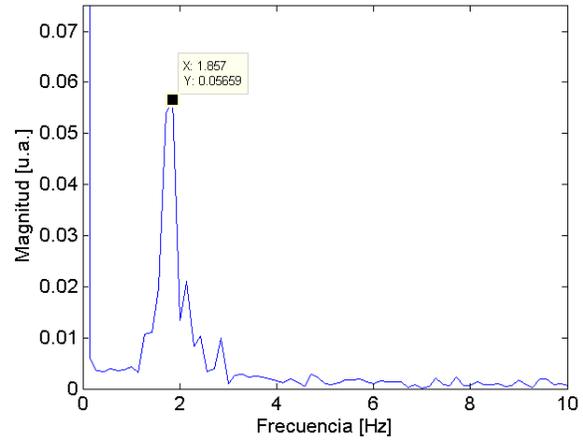
3.4.2. Mediciones para sustentar prueba de principio

Los edificios son seriamente afectados por bajas frecuencias de vibraciones en el rango de 2 a 30 Hz, generalmente causadas por la acción de maquinaria instalada o algunas veces por el impacto de las pisadas. En algunos casos, la vibración generada por la maquinaria ha sido perjudicial en el rendimiento de procesos de medición y producción, y ocasionalmente ha resultado en daños estructurales menores. Además, este problema es más perjudicial para estructuras más ligeras y con tramos más largos de suelo no soportado entre paredes o columnas [56, 57]. Los sistemas para medir este tipo de vibraciones, en su mayoría, son acelerómetros de tipo mecánico los cuales se limitan para medir en un eje.

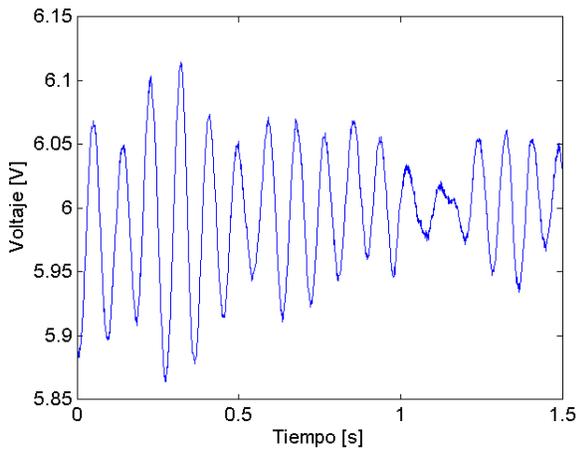
Realizando una serie de mediciones, en un ambiente con la menor contribución de corrientes de aire, se obtiene que el movimiento del espejo sobre la superficie del agua tiene una



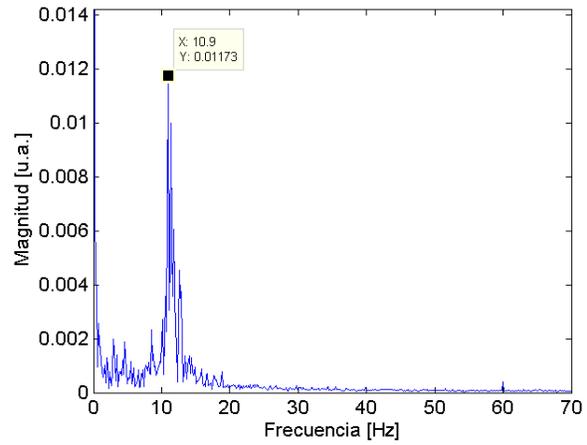
a)



b)



c)



d)

Fig. 3.16: Deflexión del espejo sobre la superficie de agua a) con aislamiento en la mesa óptica, c) sin aislamiento en la mesa óptica y b), e) sus respectivos análisis en el dominio de las frecuencias.

frecuencia de aproximadamente 1.85 Hz. Como muestra la figura 3.16 a), la amplitud del movimiento contiene fluctuaciones donde se supone una contribución del movimiento vertical en la superficie del agua. Es importante mencionar que el experimento anterior se realizó en una mesa óptica sobre un marco con aislamiento *Thorlabs*® modelo PAF51502. La especificaciones del fabricante indican que la frecuencia de resonancia vertical y horizontal de la mesa es de < 1.6 Hz y < 1.2 Hz respectivamente. Por otra parte la magnitud de la transmitibilidad de resonancia es de < 13 dB para la resonancia vertical y < 8 dB para la resonancia horizontal.

Al desconectar el compresor de aire que alimenta el sistema de aislamiento en el marco se aprecia la estabilidad que proporcionaba a la mesa óptica cuando esta se encontraba

aislada, la figuras 3.16 c) y d) demuestran que hay un incremento en la frecuencia de resonancia en el mismo sitio de medición, quedando en un valor medido de 10.90 Hz. Por otra parte, gracias a la miniaturización del arreglo fue posible trasladarlo a otro edificio de características diferentes y continuo al edificio donde se realizaron las primeras dos series de mediciones de este experimento. La figura 3.17 muestra una vista satelital, orientada cardinalmente, del conjunto de edificios donde fueron realizadas las mediciones de frecuencia en pisos. El edificio donde se realizaron las dos primeras mediciones es una nave que alberga los talleres de manufactura del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico y se denota en la figura 3.17 como E1 mientras que el sitio de mediciones se denota como A. Las características estructurales de la nave, el tiempo de antigüedad y el contenido que alberga hacen que la estructura del piso sea más sólida en comparación del edificio continuo E2.

Se realizaron diferentes series de mediciones en diferentes locaciones del edificio E2 y en condiciones diferentes para apreciar la contribución de la frecuencia de resonancia en el suelo. El primer sitio de medición se denota en la figura 3.17 con la letra B y se ubica en la planta baja del edificio cerca de la entrada principal y las escaleras de la estructura. El montaje fue colocado sobre una mesa óptica sin aislamiento en el laboratorio de sensores ópticos, donde los diferentes archivos de medición grabados muestran un intervalo de frecuencias entre 5 y 20 Hz, además de la contribución del primer armónico par de la red eléctrica. Del intervalo indicado anteriormente, predominan dos frecuencias promediadas en 5.31 y 7.40 Hz, las cuales se muestran en las figuras 3.18 a) y b).

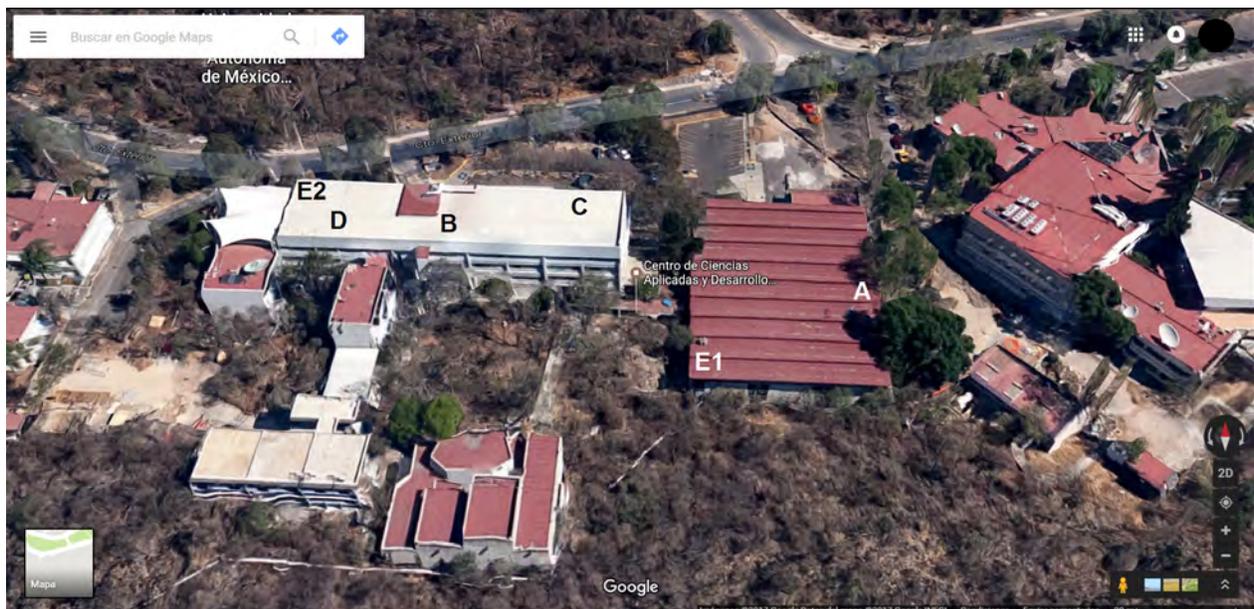
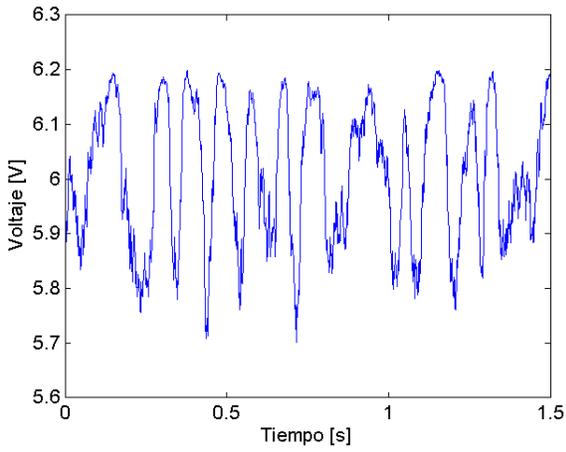
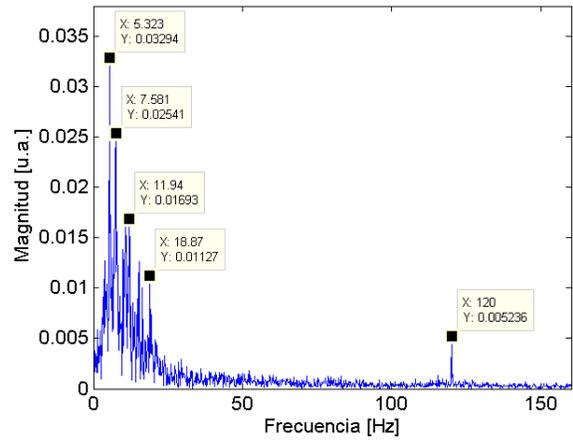


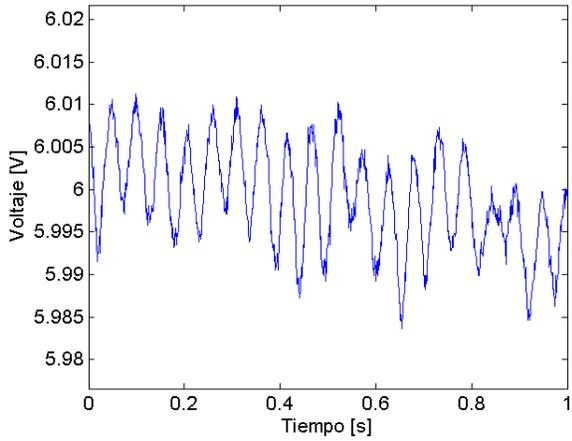
Fig. 3.17: Vista satelital del conjunto de edificios en donde se realizaron las mediciones de frecuencia en pisos.



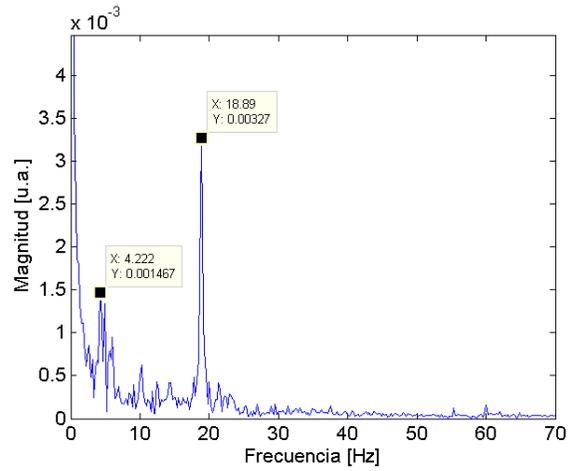
a)



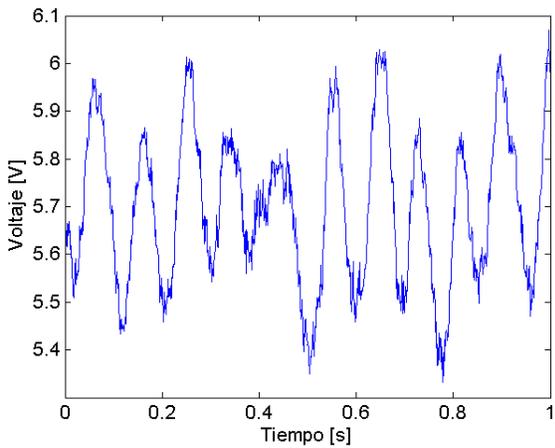
b)



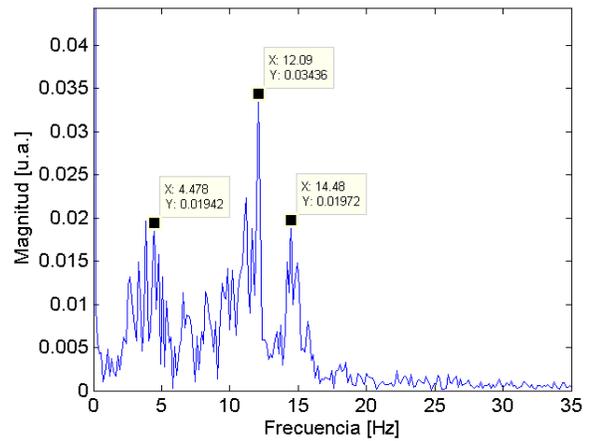
c)



d)



e)



f)

Fig. 3.18: Vibraciones en a) planta baja, c) primer piso y e) segundo piso del edificio E2.

El segundo sitio de mediciones se ubica en la primera planta del ala oriente del edificio, de acuerdo al sistema de referencia propuesto, y se denota como C en la figura 3.17. Las mediciones en ese sitio se realizaron en el laboratorio de sensores, el cual de igual manera que el sitio anterior no opera maquinaria que sea considerada fuente de vibraciones. El montaje fue colocado sobre una mesa óptica sin aislamiento. Los resultados desplegados en las figuras 3.18 c) y d) muestran un aumento de aproximadamente el 80 % en relación con la frecuencia del sitio A y de aproximadamente 3 veces mayor que las registradas en el sitio B, dejando esta en 18.89 Hz y un pico secundario identificado en aproximadamente 5 Hz, frecuencia predominante en el análisis anterior. Además es poco apreciable pero existe una contribución de la frecuencia fundamental de la red eléctrica en el pico de 60 Hz. De igual forma el análisis de frecuencias de la planta baja de la figura 3.18 b), muestra un pico secundario en 18.87 Hz, mientras que el mismo análisis en la primera planta, figura 3.18 d), muestra como predominante la frecuencia de 18.89 Hz.

El tercer sitio de mediciones en el edificio E2, denotado con la letra D se ubica en la segunda planta del edificio a un costado de las escaleras principales del edificio las cuales proporcionan un amortiguamiento estructural. El montaje fue colocado sobre el suelo del cubículo P-237, en donde aislando en lo posible las contribuciones en perturbación de las corrientes de aire sobre el montaje, se determinó una frecuencia predominante de aproximadamente 12 Hz, como muestran las figuras 3.18 e) y f), además de picos secundarios en el intervalo de 4 a 15 Hz. Comparando con análisis anteriores, la frecuencia predominante en el tercer sitio de medición puede verse como el pico secundario de 11.94 Hz registrado en la planta baja del edificio. Además se puede comparar la frecuencia predominante en la planta baja con el pico que se presenta cerca de los 5 Hz. Los sitios de medición en la planta baja y en el segundo piso tienen en común su ubicación, cerca de las escaleras principales del edificio.

Es importante considerar el movimiento que puede introducir la liberación de gas contenido hacia la superficie del líquido. El agua es un disolvente muy efectivo y por ello los gases presentan alta solubilidad en este medio, la cual cambia en función de la temperatura. Cada ocasión que se llenó la caja de Petri con el agua potable que circula a través del grifo, su temperatura era inferior a la ambiental, por lo que cuando el líquido se mantenía en reposo, la temperatura del agua aumentaba hasta equilibrarse con la del entorno. Esto hace que poco a poco se libere el nitrógeno y el oxígeno del líquido. Entonces como el volumen de agua no puede contener más aire, el sobrante se manifiesta en forma de pequeñas burbujas que se adhieren a las paredes del recipiente o ascienden a la superficie [58].

El equilibrio térmico que propicia el escape de gases también conlleva a la evaporación del agua a temperatura ambiente. Es bien conocido que el punto de ebullición del agua es a una temperatura de 100 °C y a una presión de 1 atmósfera, pero se observó que en períodos de tiempo inferiores a dos días en el recipiente solo quedaba depositado un sedimento mineral debido a la evaporación del líquido. Esto es porque a 100 °C todas las moléculas de agua tienen la energía cinética necesaria para convertirse en vapor, pero a menor temperatura, algunas partículas en la superficie, pueden tener suficiente energía cinética que les permita

romper las fuerzas propias del estado líquido y escapar de la masa de agua, o lo que es lo mismo, evaporarse. Cuanto mayor temperatura, menor presión en el entorno y un reducido volumen tenga el agua, mayor probabilidad habrá de que haya partículas con la energía cinética necesaria para evaporarse [59].

Las propiedades referentes del agua mencionadas anteriormente hacen que este líquido, a pesar de la movilidad superficial que permite su magnitud de viscosidad y tensión superficial, presente inconvenientes para conformar un sistema de medición expuesto al entorno. Por otra parte es importante mencionar que a pesar de este inconveniente, el sistema presentaba repetibilidad en la mediciones. Además se comprobó que el nivel en la caja de Petri no es función directa de las mediciones obtenidas, siempre y cuando la rejilla de Ronchi se ajuste en el eje z del plano de referencia mostrado en la figura 2.2 a). Como parte de la caracterización de este esquema de medición se sustituyó el agua del recipiente por leche entera de vaca. Las propiedades de la leche entera varían en menor magnitud a las del agua, por ejemplo su densidad promedio a temperatura ambiente es de 1032 kg/m^3 , mientras que su viscosidad se encuentra en el rango de 1.7 a 2.2 cP. La ligera variación entre ambos líquidos se puede observar en la figura 3.19, donde se aprecia que la frecuencia medida, con el montaje sobre la mesa óptica flotada en el sitio A del edificio E1, es prácticamente similar a la que fue medida con el espejo sobre la superficie del agua. Sin embargo, a diferencia de los primeros archivos de medición registrados sobre el agua, se observa la contribución en menor magnitud de un pico secundario promediado en 6.262 Hz.

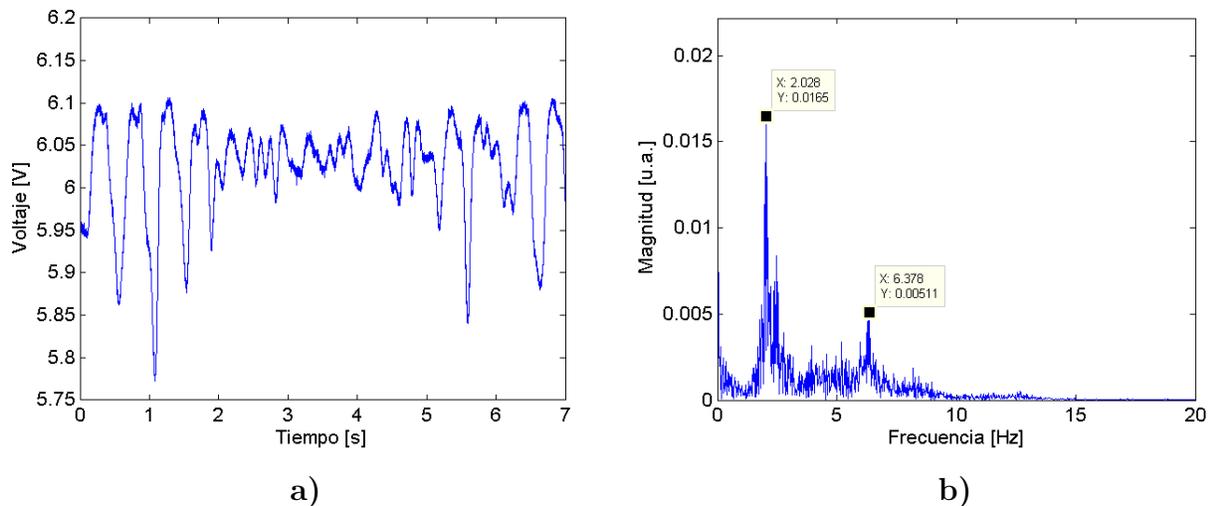


Fig. 3.19: a) Deflexión del espejo sobre la superficie de leche entera y b) su análisis en el dominio de las frecuencias con aislamiento en la mesa óptica.

La caracterización con otros líquidos no fue posible ya que los líquidos disponibles de menor densidad son volátiles mientras que los de mayor densidad no muestran desplazamiento apreciable debido a sus altos niveles de viscosidad y amortiguamiento que tienen ante perturbaciones externas.

4

Conclusiones

4.1. Resultados generales

4.1.1. Comparación de la deflexión de franjas de interferencia y la deflexión del haz óptico

El objetivo principal de este trabajo consistió en demostrar la sensibilidad que posee la técnica de deflexión de las franjas de interferencia respecto al arreglo convencional para medir la deflexión del haz óptico. Con un montaje relativamente sencillo, aunque con más elementos que el montaje convencional, la cuantificación de desplazamiento basado en la deflexión de un haz estructurado con patrón de interferencia en un *cantilever* presenta evidentes ventajas. Esta técnica permite que una amplitud a la salida del amplificador de transimpedancia de 71 mVpp sea detectada, como respuesta a una alimentación de 100 mVpp en el actuador piezoeléctrico, lo que es proporcional a un desplazamiento de 15.82 nm. Por otra parte, la sensibilidad en el rango de 16 nm a 3.16 μm se estimó en 1.069 $\mu\text{m}/\text{Vpp}$. Considerando todas las contribuciones de ruido y la magnitud en frecuencia de la señal; se calcula una relación señal a ruido de 0.9079.

En dos diferentes condiciones de medición se contrastó la sensibilidad del método propuesto contra el convencional. En la primera condición se comparan ambos métodos con las mismas condiciones en el actuador piezoeléctrico que simula al *cantilever*, sin embargo, en el arreglo para la deflexión de las franjas de interferencia el resonador (portaobjetos de vidrio) utilizado para crear el patrón de interferencia sufre considerables pérdidas en la potencia óptica. Esto es debido a que la potencia incidente se distribuye en transmitida y reflejada, además de la atenuación de una porción por absorción y esparcimiento en el vidrio. Entonces, el patrón de interferencia de interés para las mediciones se encuentra en la reflexión del resonador, la cual representa aproximadamente un 10 % de la potencia óptica total que entrega el diodo láser. Mientras que la potencia óptica que alcanza al fotodetector es de apenas un 2 % de la potencia del láser. De igual forma el arreglo convencional sufre una atenuación de menor magnitud en la potencia óptica incidente y esta es causada por el ángulo con el que el estado de polarización del láser impacta al espejo sujeto al piezoeléctrico. La potencia óptica que refleja el montaje convencional es de 40 % de la cual solo la mitad de esta llega al fotodetector por la navaja que se interpone en el camino óptico obstruyendo al menos la mitad del haz. Bajo estas condiciones el método de deflexión de franjas de interferencia exhibe una amplitud 24 % de mayor magnitud que la amplitud presentada por la deflexión del haz óptico.

A pesar de las abismales diferencias de potencia óptica que hay entre los dos montajes, se demuestra que hay mayor sensibilidad en el método de medición propuesto. Para propósitos demostrativos un 24 % de diferencia no era suficiente, considerando el número de elementos que componen cada montaje, entonces, para esto se propuso que la siguiente condición de medición sea con el mismo montaje; así sustancialmente tendrían las mismas pérdidas en potencia óptica. Bajo las nuevas condiciones el sistema de deflexión de franjas de interferencia nuevamente presentó un mejor desempeño que el sistema convencional, siendo este de casi 4 veces superior en sensibilidad. Con esto es evidente que la modulación en amplitud que proporciona la rejilla de Ronchi es factor determinante para la sensibilidad.

4.1.2. Detección de la frecuencia de resonancia a través de la deflexión de franjas de interferencia

La frecuencia es una variable que se determina a partir del desplazamiento, para esto se establecen diferentes tipos de mediciones en donde puede aplicarse la resolución nanométrica del sistema para determinar vibraciones. Los métodos ópticos de medición para este tipo de variables presentan una gran ventaja en comparación con otros, como los mecánicos; los cuales poseen partes móviles lo que los hace dependientes de mantenimientos continuos, además de tener un período limitado de vida útil.

4.1.2.1. Viga *cantilever* de aluminio

Además de sus características mecánicas y estructurales, lo fundamental a determinar en un *cantilever* es su frecuencia de resonancia. A través de la técnica de medición propuesta se pudo contrastar la frecuencia de resonancia obtenida experimentalmente con la que se obtuvo teóricamente. En función de las características del material y sus dimensiones se calculó una frecuencia de resonancia de 223.48 Hz, la cual varía aproximadamente en un 13 % de la frecuencia de resonancia obtenida experimentalmente. Por otra parte la amplitud detectada en promedio es 0.06 Vpp, lo que nos permite estimar por la ecuación 3.2 un desplazamiento no mayor a 0.23 μm .

La frecuencia natural de resonancia del *cantilever* fue utilizada como referencia para determinar la frecuencia de amortiguamiento en función de diferentes factores. El primer factor de amortiguamiento descrito fue el aumento del nivel de agua en la masa agrupada del *cantilever*. Para este experimento se determinó que a medida que aumenta gradualmente el nivel de agua en el recipiente, donde la masa agrupada se encuentra, se experimenta un amortiguamiento en la frecuencia de resonancia. El amortiguamiento es gradual y lineal con pendiente de -1.25 Hz en el intervalo de 6.63 mm a 15.67 mm en el nivel y de 193.5 Hz a 182 Hz en la frecuencia; esto representa un intervalo de 2 % a 40 % en el que el volumen de la masa agrupada se encuentra sumergida en agua. Después de este intervalo, si el nivel de agua sigue aumentando, la frecuencia de amortiguamiento ya no cambia; pues se encuentra en un estado de frecuencia de saturación en aproximadamente 182 Hz.

El segundo factor a determinar en función del amortiguamiento fue la viscosidad de los líquidos. Aunque para este experimento no se pudo conseguir una amplia serie de mediciones debido a que la mayoría de los líquidos de menor densidad que el agua tienen la característica de ser volátiles. Esto ocasiona una serie de problemas en la medición, ya que los vapores ascendentes provocan atenuación en la potencia óptica que incide en el espejo sujeto al *cantilever*, esto conlleva a fluctuaciones en la potencia que se pueden interpretar como errores de medición en el sistema de detección. Sin embargo con los datos obtenidos en la interpolación se estima una sensibilidad en la frecuencia como función de la viscosidad de -10.54 Hz/P. Esto quiere decir que por cada Poise que aumente en magnitud la viscosidad, la frecuencia de amortiguamiento decaerá 10.54 Hz con un error relativo porcentual aproximadamente de 2 %.

4.1.2.2. *Cantilever* sobre una superficie líquida

Durante el desarrollo de este experimento se apreció la acción de las fuerzas de cohesión en la superficie del agua, permitiendo al espejo flotar sobre esta. Sin embargo, en cuanto una fuerza externa vertical y hacia abajo es aplicada sobre el espejo, este deja su posición sobre la superficie del agua debido a que su fuerza de empuje dentro del agua no es suficiente para mantener su volumen a flote. Con estas consideraciones, mediciones de muy bajas frecuencias fueron grabadas en el rango de 1 a 100 Hz, las cuales corresponden a las vibraciones de la estructura del edificio y de los pisos que son transmitidas al líquido contenido en el recipiente. Estas vibraciones provocan un movimiento ondulatorio en la superficie, provocando un cambio en la distancia relativa del espejo respecto a la incidencia del haz láser.

Los resultados obtenidos muestran diferentes contribuciones de frecuencias en dos diferentes tipos de edificios y amplitudes menores a 0.5 Vpp, por lo que se estiman desplazamientos inferiores a 0.70 μm . El primer edificio siendo una nave de talleres de manufactura presenta una vibración, en sitio, de casi 10 Hz; dicha frecuencia es atenuada cuando el montaje se encuentra sobre la mesa óptica con el sistema de aislamiento activado, permitiendo en el mismo sitio una percepción de casi 2 Hz y demostrando así la efectividad del sistema de aislamiento en el marco de la mesa óptica. Por otra parte, migrando el sistema de detección al segundo edificio, el cual se compone de mas plantas, se observan diferentes frecuencias de contribución. Entre ellas la contribución más consistente se encuentra en el rango de 5 Hz, la cual puede apreciarse en las mediciones de la planta baja, en el primer piso y en el segundo piso. Sin embargo, cada nivel presentó diferentes frecuencias dominantes, siendo 5 y 7 Hz para la planta baja, 18 Hz en el sitio de medición del primer piso y 12 Hz en el segundo piso. De los resultados anteriores, su comportamiento no puede ser descrita mediante una ecuación de recta, debido a que existen varios factores que contribuyen a las mediciones; además de que las mediciones fueron realizadas bajo diferentes características estructurales del edificio. Por ejemplo, las mediciones de la planta baja y segundo planta del segundo edificio se encuentran cerca de las escaleras principales, mientras que la medición en la primera planta se encuentra en el extremo oriente del edificio de acuerdo al plano de referencia propuesto. Por otra parte, las mediciones en el segundo edificio tienen en común que no se realizaron empleando el sistema de aislamiento, además que una de ellas se realizó sobre el suelo. Sin embargo las frecuencias predominantes en algunos niveles fueron detectadas como armónicos en los siguientes niveles.

4.2. Mejoras y trabajos a futuro

En los trabajos citados anteriormente, los autores insisten en que la potencia óptica es uno de los factores fundamentales en la sensibilidad del sistema de detección; por lo que es importante como enmienda realizar con mayor eficiencia en la potencia el patrón de interferencia. Es decir, conservando el arreglo, hay dos formas para aumentar la potencia óptica en el patrón de interferencia; aumentando el espesor de la lámina de vidrio usada para la interferencia de múltiples haces o aumentando su índice de refracción, siendo esta última un

poco más complicada que la primera por el costo que poseen los materiales de estas características. Aumentando la potencia en el patrón de interferencia se puede reducir la ganancia en el amplificador de transimpedancia, con esto se conseguiría, en menor medida, la atenuación de la contribución de ruido que provoca un alto valor en la resistencia equivalente de realimentación, además de obtener un menor consumo de corriente en el circuito.

Los sistemas láser tienen muy baja eficiencia energética, sin embargo dentro de esta categoría en estos sistemas, los diodos láser son los que exhiben un mejor comportamiento, pero con la limitante de que son altamente divergentes en su emisión estimulada. Las mediciones en serie de corriente indican que la alimentación del láser es de aproximadamente 50 mA a 5 V, es decir la potencia que consume el sistema es de 250 mW, mientras que la potencia óptica que emite es de 1 mW, es decir se genera 1 mW de emisión láser a partir de 250 mW de consumo. Esto es una eficiencia energética de $1/250$ que se puede expresar como el aprovechamiento del 0.4% de la energía de alimentación. Los resultados del análisis anterior son motivo para proponer una nueva fuente de luz para el sistema, dicho de otra manera se propone implementar una fuente de baja coherencia, modificando así la modulación en amplitud empleada con la fuente altamente coherente. La interferometría de baja coherencia a diferencia de la interferencia en los láseres solo es apreciable cuando la diferencia de caminos ópticos coincide con la coherencia espacial de la fuente de luz, en otras palabras la longitud de coherencia que tiene la fuente.

Por otra parte, el detector de silicio empleado en el sistema de detección es susceptible a la intensidad sin distinción de longitud de onda, es decir, son dispositivos “daltónicos”. Sin embargo, así como los detectores de silicio reemplazaron, en eficiencia mas no en sensibilidad, a los tubos fotomultiplicadores; los dispositivos CCD (siglas en Inglés de *Coupled Charged Device*) tienen la capacidad de procesar la información óptica y almacenarla en arreglos matriciales; de esta manera se consigue discriminar las intensidades que no son de interés en el sistema de medición. Otra acción que se debe emplear en el sistema de detección es mejorar el ajuste y posicionamiento de la rejilla de Ronchi respecto al patrón de interferencia en el haz estructurado.

Otro punto a mejorar es la estabilidad del sistema la cual se ve comprometida por factores térmicos, retroreflexión hacia la fuente de emisión que causa fluctuaciones, vibraciones ajenas a las de interés (maquinaria empleada en los talleres como motores y compresores), las atenuaciones en la potencia óptica que producen los componentes en el sistema, etc. El sistema bajo condiciones estándar ha demostrado una resolución nanométrica, la cual puede mejorar considerablemente al introducir condiciones más específicas en el montaje e incluso la adición de un amplificador *lock-in* en la etapa de detección para mediciones por debajo de los 16 nm que el sistema alcanza con el simple amplificador de transimpedancia.

Bibliografía

- [1] G. Berkovic, and E. Shafir, *Optical methods for distance and displacement measurements*, Adv. Opt. Photon. **4**(4) pp. 441-471 (2012).
- [2] A. Donges, and R. Noll, *Laser Measurement Technology Fundamentals and Applications*, Springer, 2015.
- [3] E. Hecht, *Optics*, Fourth edition, Addison Wesley, 2002.
- [4] R. A. Serway, and J. W. Jewett, Jr., *Physics for Scientists and Engineers*, Volume II, Seventh edition, Cengage Learning, 2008.
- [5] G. Brooker, *Modern Classical Optics*, Oxford University Press, 2003.
- [6] D. C. O'Shea, W. R. Callen, and W. T. Rhodes, *An Introduction to Lasers and Their Applications*, Addison-Wesley, 1977.
- [7] B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Second edition, Wiley, 2007.
- [8] P. Hariharan, *Basics of Interferometry*, Second edition, Academic Press, 2007.
- [9] M. Françon, *Optical Interferometry*, Academic Press, 1966.
- [10] W. H. Steel, *Interferometry*, Cambridge University Press, 1984.
- [11] D. Meschede, *Optics, Light and Lasers: The Practical Approach to Modern Aspects of Photonics and Laser Physics*, John Wiley & Sons, 2007.
- [12] S. Tolansky, *Multiple-Beam Interferometry of Surfaces and Films*, Clarendon Press, 1948.
- [13] J. C. Wyant, *Multiple Beam Interference*, <http://wyant.optics.arizona.edu/MultipleBeamInterference/MultipleBeamInterference.pdf>, Ene. 11 2017.
- [14] G. Meyer, and N. M. Amer, *Novel optical approach to atomic force microscopy*, Appl. Phys. **53**(24) pp. 2400-2402 (1988).
- [15] R. Bashir, and S. Wereley, *BioMEMS and Biomedical Nanotechnology*, Volume IV, Springer, 2006.

- [16] C. A. J. Putman, B. G. De Grooth, N. F. van Hulst, and J. Greve, *A detailed analysis of the optical beam deflection technique for use in atomic force microscopy*, J. Appl. Phys. **72**(1) pp. 6-12 (1992).
- [17] A. García-Valenzuela, and R. Díaz-Uribe, *Approach to improve the angle sensitivity and resolution of the optical beam deflection method using a passive interferometer and a Ronchi grating*, Opt. Eng. **36**(6) pp. 1770-1778 (1997).
- [18] W. D. Callister Jr., *Fundamentals of Material Science and Engineering*, Fifth edition, John Wiley & Sons, 2001.
- [19] H. Sun, *Laser Diode Beam Basics, Manipulation and Characterizations*, Springer, 2012.
- [20] V. Ronchi, *Forty years of history of a grating interferometer*, Appl. Opt. **3**(4) pp. 437-451 (1964).
- [21] W. Singer, M. Totzeck, and H. Gross, *Handbook of Optical Systems*, Volume II, Wiley, 2005.
- [22] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics*, First edition, McGraw-Hill, 1996.
- [23] Y. Liu, J. Lou, K. Xiao, X. Xu, Y. Hong, and S. Fu, *Studies on phase Ronchi gratings and the fabrication of soft x-ray condenser zone plates*, Proc. SPIE 5636, pp. 150-158 (2005).
- [24] M. van de Voorde, M. Werner, and H. Fecht, *The Nano-Micro Interface: Bridging the Micro and Nano Worlds*, Volume I, Second edition, Wiley, 2015.
- [25] OSI Optoelectronics, *Photodiode Characteristics and Applications*, <http://www.osioptoelectronics.com/application-notes/an-photodiode-parameters-characteristics.pdf>, Feb. 22 2017.
- [26] W. G. Jung, *Op Amp Applications*, Analog Devices, 2002.
- [27] H. Zimmermann, *Silicon Optoelectronic Integrated Circuits*, Springer-Verlag, 2004.
- [28] R. Mancini, *Understanding Basic Analog – Ideal Op Amps*, Texas Instruments, 1999.
- [29] P. T. Patil, G. K. Mukherjee, A. K. Sharma, and R. R. Mudholkar, *High-gain transimpedance amplifier for night airglow photometer*, IJERT **1**(2) pp. 109-116 (2009).
- [30] J. Choma, and W. K. Chen, *Feedback Networks: Theory and Circuit Applications*, World Scientific, 2007.
- [31] Burr-Brown Corporation, *Noise Analysis of FET Transimpedance Amplifiers*, Texas Instruments, 1994.
- [32] J. Graeme, *Photodiode Amplifiers*, McGraw-Hill, 1995.

- [33] Texas Instruments, *TL082 Wide Bandwidth Dual JFET Input Operational Amplifier*, TL082-n datasheet, Abr. 1997.
- [34] Analog Devices, *Op Amp Total Output Noise Calculations for Single-Pole System*, MT-049 Tutorial, Oct. 2008.
- [35] J. L. Martín-González. *Electrónica Digital*, Delta Publicaciones, 2007.
- [36] A. A. Kumar, *Digital Signal Processing*, Second edition, PHI Learning, 2015.
- [37] H. Nyquist, *Certain topics in telegraph transmission theory*, Proc. IEEE **90**(2) pp. 280-305 (2002).
- [38] C. E. Shannon, *Communication in the presence of noise*, Proc. IEEE **72**(9) pp. 1192-1201 (1984).
- [39] National Instruments, *Adquisición de datos multifunción*, <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/es/nid/207099>, Mar. 31 2017.
- [40] G. Gautschi, *Piezoelectric Sensorics*, Springer-Verlag, 2002.
- [41] R. Ruiz-Boullosa, and A. Pérez-López, *Interferómetro láser y conteo de franjas aplicado a la calibración de acelerómetros y calibradores de vibraciones*, Rev. Mex. Fis. **36**(4) pp. 622-629 (1990).
- [42] B. Aghdaie, *A fringe-counting circuit for use with the Michelson interferometer*, Am. J. Phys. **56**(7) pp. 664-665 (1988).
- [43] E. H. Berger, *The Noise Manual*, Fifth edition, AIHA, 2003.
- [44] A. García-Valenzuela, *Limits of different detection schemes used in the optical beam deflection method*, J. Appl. Phys. **82**(3) pp. 985-988 (1997).
- [45] D. Karabacak, T. Kouh, C. C. Huang, and K. L. Ekinici, *Optical knife-edge technique for nanomechanical displacement detection*, Appl. Phys. Lett. **88**(193122) pp. 1-3 (2006).
- [46] C. M. Harris, *Shock and Vibration Handbook*, Fourth Edition, McGraw-Hill, 1996.
- [47] J. M. Gere, and B. J. Goodno, *Mechanics of Materials*, Eight Edition, Cengage Learning, 2012.
- [48] M. R. Patel, *Introduction to Electrical Power and Power Electronics*, CRC Press, 2013.
- [49] S. S. Rao, *Mechanical Vibrations*, Addison-Wesley Longman Incorporated, 1990.
- [50] C. Padmanabhan, M. D. Dahleh, and W T. Thomson, *Theory of Vibrations with Applications*, Pearson Education, 2008

- [51] L. Zhao, Y. Hu, R. Hebibul, J. Ding, T. Wang, T. Xu, X. Liu, Y. Zhao, and Z. Jiang, *A novel slope method for measurement of fluid density with a micro-cantilever under flexural and torsional vibrations*, *Sensors* **16**(9) pp. 1-13 (2016).
- [52] F. Lucklum, E. K. Reichel, and B. Jakob, *Miniature density–viscosity measurement cell utilizing electrodynamic-acoustic resonator sensors*, *Sens. Actuators A: Phys.* **172**(1), pp. 75–81 (2011).
- [53] B. Lautrup, *Physics of Continuous Matter*, Second edition, CRC Press, 2011.
- [54] W. Winn, *Introduction to Understable Physics*, Volume II, AuthorHouse, 2010.
- [55] R. E. Bolz, and G. R. Tuve, *CRC Handbook of Tables for Applied Engineering Science*, Second edition, CRC Press, 1973.
- [56] F. J. Fahy, and M. E. Westcott, *Measurement of floor mobility at low frequencies in some buildings with long floor spans*, *J. Sound & Vib.* **57**(1), pp. 101-129 (1978).
- [57] M. F. White, and K. H. Liasjø, *Measurement of mobility and damping of floors*, *J. Sound & Vib.* **81**(4), pp. 535-547 (1982).
- [58] X. F. Pang, *Water: Molecular Structure and Properties*, World Scientific, 2014.
- [59] F. E. Jones, *Evaporation of Water With Emphasis on Applications and Measurements*, Lewis Publishers, 1992.