



PONTIFICIA **UNIVERSIDAD CATÓLICA** DEL PERÚ

Esta obra ha sido publicada bajo la licencia Creative Commons
Reconocimiento-No comercial-Compartir bajo la misma licencia 2.5 Perú.

Para ver una copia de dicha licencia, visite
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/2.5/pe/>



PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATOLICA DEL PERÚ
ESCUELA DE GRADUADOS



**Telómetro láser para medidas de vibración y distancia basado en
láseres diodo**

TESIS

Para optar el grado de Magíster en Física Aplicada

Presentado por
Joselin Villanueva Mamani

Lima - Perú
2006



A mis padres

AGRADECIMIENTOS

El desarrollo de este trabajo de tesis fue concluido satisfactoriamente gracias al apoyo del grupo de Óptica Aplicada, a través del laboratorio de Óptica. Por la disposición de los materiales para las medidas realizadas así como las sugerencias de los miembros en aspectos técnicos, arreglos implementados y la paciencia brindada: Rafael Coello, Kevin Contreras y Miguel Asmad.

Agradecimiento al profesor Guillermo Baldwin por su constante soporte en la obtención de materiales/equipos y en el apoyo para mi permanencia en la Universidad Católica del Perú a través de la Sección Física

Finalmente al Laboratorio de Acústica por su disposición a colaborar con algunas medidas experimentales de los parlantes.

TABLA DE CONTENIDO

TABLA DE CONTENIDO	1
CAPITULO 1: Introducción	4
Introducción General	4
1.1. Motivación del trabajo	4
1.2. Contenido	6
CAPITULO 2: Realimentación óptica	7
2.1. Introducción	7
2.2. Teoría	9
2.3. Simulaciones	14
2.4. Observaciones experimentales	18
2.5. Aplicaciones	22
2.6. Conclusión	24
CAPITULO 3: Medida de distancia	25
3.1. Introducción	25
3.2. Teoría	26
3.3. Medidas experimentales	30
3.4. Determinación de la distancia o principio de medida	31
3.5. Resultados experimentales	33
3.6. Evolución temporal	34
3.7. Efectos térmicos	35
3.8. Discusión	36
3.9. Conclusión	36
CAPITULO 4: Medida de vibración	37
4.1. Introducción	37
4.2. Reconstrucción teórica	39

	2
4.2.1. Ley de movimiento de Donati _____	39
4.2.1.1. Concepto _____	39
4.2.1.2. Desarrollo _____	39
4.3. Simulación: resultados _____	40
4.3.1. Método de la ley de movimiento de Donati _____	41
4.3.2. Método de la interpretación lineal _____	42
4.4. Medidas experimentales _____	45
4.4.1. Método de la ley de movimiento de Donati _____	45
4.4.2. Método de aproximación lineal _____	46
4.4.3. Validación del método de medida _____	49
4.4.4. Evolución temporal _____	51
4.4.5. Error de reconstrucción: Aproximación lineal _____	52
4.5. Discusión _____	53
4.6. Conclusiones _____	55
CONCLUSIONES GENERALES _____	56
ALGUNAS DESVENTAJAS _____	58
PERSPECTIVAS _____	61
APÉNDICE A _____	65
Simulación de las señales de auto-mezclado _____	65
APÉNDICE B _____	77
Programas en LabView: Sensor de distancia y vibración _____	77
B1. Sensor de distancia: _____	77
B2. Sensor de desplazamiento (vibraciones): _____	79
APÉNDICE C _____	81
Medida de la frecuencia de excursión por unidad de corriente _____	81
APÉNDICE D _____	83
Programas en MatLab: Reconstrucción del desplazamiento _____	83
D1. Aproximación lineal _____	83

	3
D2. Ley de movimiento de Donati _____	86
APENDICE E _____	91
Diagrama esquemático: Circuitos analógicos _____	91
E1. Manejador de láseres diodo/modulador _____	91
E2. Trans-impedancia y pre-amplificación _____	92
BIBLIOGRAFIA _____	95



CAPITULO 1: *Introducción*

Introducción General

Este trabajo fue realizado en el Laboratorio de Óptica como una área de investigación del grupo de Óptica Aplicada dirigida por el Prof. Guillermo Baldwin Olgún y con el apoyo del Dr. Rene Farcy de la Universidad de París XI de Francia.

El trabajo de tesis fue subvencionada parcialmente por la Dirección Académica de Investigación (DAI) a través de los proyectos desarrollado y en desarrollo del año 2004 y 2006. Otros fondos usados corresponden al Laboratorio de Óptica.

Los telémetros desarrollados se basan fundamentalmente en la reinyección de una pequeña porción de luz, emitida por un láser, debido a la retrodispersión luminosa ocurrida en un obstáculo presente en el recorrido del haz. La reinyección de luz en la cavidad produce variaciones en la potencia de emisión. Estas variaciones de potencia son monitoriadas/sensadas por un fotodiodo PIN incorporado en el empaque del láser semiconductor. La señal producida por el fotodiodo se le llamará en lo sucesivo, señal de automezclado.

1.1. Motivación del trabajo

La necesidad de medir vibraciones y desplazamientos relativamente cortos con precisiones nanométricas es de gran interés en la industria en general, la medición de vibraciones en maquinarias, estructuras son aplicaciones comunes.

Dentro de los productos comerciales que permiten la medida de la vibración a muy alta precisión y sensibilidad están los vibrómetros láser Doppler que utilizan como fuente de luz un láser de gas, los cuales son ampliamente utilizados en las industrias pero que tienen un costo muy alto para nuestro medio. Se utilizan láseres diodo de bajo costo que tienen las siguientes ventajas con respecto a los sistemas en base a láseres de gas:

- No es necesario ningún interferómetro óptico externo a la fuente, resultando en un arreglo muy simple, compacto y de pocas piezas.
- No es necesario un filtro óptico, ya que es el mismo láser quien filtra espacialmente el modo que interactúa con el modo de la cavidad.
- No es necesario el filtrado de la luz parásita antes del fotodetector - el fotodiodo monitor del diodo láser es construido dentro del empaque del láser semiconductor.
- Excepto por una (modesta) pérdida de reflectividad en el espejo de entrada, lo detectado está siempre limitado por el régimen cuántico. Esto implica, por ejemplo, sensibilidad nanométrica en el camino y una señal detectable de nivel de retorno de más de -80dB.
- La información es llevada por el haz y puede ser recogida en cualquier lado del láser diodo debido a su emisión en la cara frontal y posterior (también en la localización del blanco remoto)
- El costo del sistema es mucho menor que los sistemas comerciales debido a que se utilizan láseres de bajo costo que son fabricados a gran escala debido a la fuerte demanda de la industria de las telecomunicaciones.

Como toda técnica de medición, esta tiene algunas desventajas que debe considerarse:

- Relación señal a ruido peor que una detección coherente (interferómetros con láseres de gas)
- Dependencia de la frecuencia de emisión con la temperatura.

- La biestabilidad o multiestabilidad puede ser una ventaja en la mayoría de citas pero también es una desventaja en la medida de vibraciones. Al final de esta tesis se discute con más detalle sobre estas y otras desventajas.

1.2. Contenido

Este trabajo está dividido en tres partes, la primera está dedicada a la presentación del trabajo y la presentación de los antecedentes de diferentes autores. En la segunda parte se analiza y/o presenta la realimentación óptica como un fenómeno físico del láser semiconductor y la teoría correspondiente deducida por Silvano Donati [20] a partir del trabajo de Kobayashi [5]. Algunas simulaciones de los resultados analíticos teóricos son realizadas y presentados gráficamente.

La tercera parte es la aplicación del fenómeno de realimentación óptica a la medida de distancia; aquí se presenta tanto el principio de funcionamiento como la caracterización del sensor de distancia.

La cuarta parte de este trabajo comprende la determinación del desplazamiento y/o vibración con realimentación óptica. Se muestra cómo obtener la reconstrucción del desplazamiento de un blanco y determinar la frecuencia de vibración de ésta para amplitudes mayores y menores a la longitud de onda usada.

CAPITULO 2: Realimentación óptica

2.1. Introducción

El efecto de realimentación óptica en un láser diodo ocurre cuando una porción de la luz emitida re-ingresa a la cavidad óptica. Y ésta al interactuar con la luz existente en la cavidad causa fluctuaciones de la potencia y frecuencia del láser. Las fluctuaciones de potencia pueden ser medidas usando el fotodiodo incorporado en el *chip* láser. Este sensa la luz emitida en la parte posterior de la cavidad láser.

Después que el láser fue inventado en 1960, la realimentación óptica fue puesta en evidencia tres años después por King & Steward [1], quienes observaron la variación de potencia en un láser de HeNe. En 1968, M. J. Rudd [2] y sus colaboradores reportaron por primera vez el efecto de realimentación óptica en lasers de HeNe y CO₂ para medidas de velocidad Doppler de pequeñas partículas dispersoras. Pocos años después, la teoría fue desarrollada por el ganador del premio novel Lamb Jr. quien publicó en 1972 junto a Spencer [3] dos artículos donde demostraban que la realimentación óptica generaba modulación de frecuencia y era proporcional a la fase de la luz realimentada. Después de este trabajo, el fenómeno fue mejor entendido por muchos investigadores, prueba de ello es el trabajo de Donati [4] quien en 1978 mostró que la modulación en amplitud y frecuencia estaban en cuadratura según el corrimiento de la fase de la luz reingresante a la cavidad y que el valor *rms* de la señal modulada era proporcional a la amplitud del campo eléctrico detectado. Después de Donati, Lang y

Kobayashi publicaron en 1980 la teoría de la realimentación óptica en láseres semiconductores [5].

Con estas publicaciones, muchos investigadores trabajaron en el fenómeno de realimentación óptica: Churnside en 1984 [6] estudió un velocímetro láser doppler usando la modulación de un láser de CO₂.

En 1986 un velocímetro láser fue reportado por Shinohara y sus colaboradores [7] quienes usaron el efecto de realimentación óptica en el láser semiconductor.

Basado en los resultados de Shinohara, Shimizu [8] encontró que la dirección de la velocidad Doppler puede ser determinado a partir de la inclinación de la señal de diente de sierra. Jentink [9] en 1988 explicó el fenómeno de realimentación óptica en términos de interferencia entre la luz dentro de la cavidad y la luz reingresante a la cavidad óptica. Esta simple suposición llevó a la mala interpretación del ancho espectral de un láser semiconductor multimodo de alrededor de $2 \times 10^{-3} \text{nm}$ que corresponde a una longitud de coherencia de 160mm, que no estaba de acuerdo con sus propios resultados obtenidas en un interferómetro convencional que mostraba un resultado de 4.6nm de ancho de línea y 0.14mm de longitud de coherencia. Este mismo año Groot y sus colaboradores [10] desarrollaron una teoría alternativa para el efecto de realimentación óptica que considera a la cavidad del láser semiconductor y el blanco (objeto retrodispersor) como una cavidad de Fabry Perot de tres espejos. Usando un láser multimodo, Groot explicó el efecto de automezclado como una modulación del modo longitudinal dependiente de la fase de la luz reingresante a la cavidad semiconductor.

La realimentación óptica hoy en día esta bien establecida y es reconocido como una técnica viable para aplicaciones de sensado remoto, tales como medidas de distancia [11-14], medidas de desplazamiento [14-33], velocidad [36-40,43] y vibración [14-33].

Este capítulo muestra una revisión de la teoría del fenómeno de realimentación óptica, se realiza algunas simulaciones a distintas condiciones de re-inyección óptica y algunas medidas experimentales que corroboran las simulaciones realizadas. Finalmente se citan algunas aplicaciones comunes desarrolladas por algunos autores.

2.2. Teoría

La realimentación óptica en los láseres diodo ha sido estudiada ampliamente por diversos autores [5, 10, 20, 34-36]. De estos trabajos, resaltan dos métodos alternativos equivalentes: En primer lugar está la ecuación de las tasas de Lang y Kobayashi que describen al láser en términos de los parámetros ópticos y eléctricos [5, 20]. En segundo lugar está la aproximación de la cavidad Fabry Perot (FP) de tres espejos [34].

El primer método es mas completo porque considera parámetros físicos del láser y el segundo es mucho mas simple para trabajar y su deducción es válida.

En lo sucesivo se hará el análisis usando el método de Lang y Kobayashi [5] y las deducciones realizadas por S. Donati, G. Giuliani y S. Merlo [20].

Dinámica del láser diodo sin realimentación

La dinámica del láser semiconductor está dada por [47, 48, 30]:

$$\frac{d}{dt} E_0(t) = \frac{1}{2} \left[G_N(N(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_0(t) \quad (2.1a)$$

$$\frac{d}{dt} \phi(t) = \frac{1}{2} \alpha G_N [N(t) - N_T] \quad (2.1b)$$

$$\frac{d}{dt} N(t) = R_p - \frac{N(t)}{\tau_s} - G_N [N(t) - N_0] E_0^2(t) \quad (2.1c)$$

Donde $E(t)$ es el campo eléctrico expresado como $E(t)=E_0(t)\exp[j(\omega_0 t+\phi(t))]$ con $E_0(t)$ normalizado tal que $E_0^2(t)$ es la densidad de fotones en la cavidad activa, ω_0 es la frecuencia angular, $\phi(t)$ es la fase de $E(t)$, G_N es el coeficiente de ganancia modal, $N(t)$ la densidad promedio de portadores en la capa activa, N_0 la densidad de portadores en la condición de transparencia, N_T la densidad de portadores en el umbral. τ_p tiempo de vida del fotón, τ_s tiempo de vida del portador, R_p término de bombeo eléctrico, α factor de realce del ancho de línea definido como $\alpha=(\partial\chi_R/\partial N)/(\partial\chi_I/\partial N)$ con $\chi = \chi_R - i\chi_I$ la susceptibilidad compleja.

Dinámica del láser diodo con realimentación

La dinámica del láser semiconductor en presencia de un blanco externo es modelado según Lang & Kobayachi [5, 20]

$$\frac{d}{dt}E_0(t) = \frac{1}{2} \left[G_N(N(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_0(t) + \frac{\kappa}{\tau_L} E_0(t - \tau) \cos[\omega_0 \tau + \phi(t) - \phi(t - \tau)] \quad (2.2a)$$

$$\frac{d}{dt}\phi(t) = \frac{1}{2} \alpha G_N [N(t) - N_T] - \frac{\kappa}{\tau_L} \frac{E_0(t - \tau)}{E_0(t)} \sin[\omega_0 \tau + \phi(t) - \phi(t - \tau)] \quad (2.2b)$$

$$\frac{d}{dt}N(t) = R_p - \frac{N(t)}{\tau_s} - G_N [N(t) - N_0] E_0^2(t) \quad (2.2c)$$

Donde κ el parámetro de realimentación de la cavidad FP definida por $\kappa = \varepsilon(1 - r_2^2)r_3/r_2$, τ_L y τ tiempos de ida y vuelta en la cavidad interna y externa respectivamente y ε es la eficiencia de acople que toma en cuenta el acople de modos y la longitud de coherencia finita.

Las soluciones estacionarias de (2.2) son encontradas tomando $E_0(t)$, $N(t)$, $\phi(t)$ constantes, sin embargo, la frecuencia óptica instantánea cambia por una contribución debido a la variación de $\phi(t)$ con respecto al tiempo según

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt}$$

que representa la desviación de frecuencia, y puede ser tomada como $\phi(t) = (\omega_F - \omega_0)t$ donde $\omega_F(t)$ es la frecuencia angular del láser con realimentación óptica. Por lo tanto el término de la derecha de (2.2a) queda:

$$\frac{1}{2} \left[G_N (N_F(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_0(t) + \frac{\kappa}{\tau_L} E_0(t - \tau) \cos[\omega_0 \tau + (\omega_F - \omega_0)t - (\omega_F - \omega_0)(t - \tau)] = 0$$

Y como los campos eléctricos son constantes:

$$\frac{1}{2} \left[G_N (N_F(t) - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] + \frac{\kappa}{\tau_L} \cos(\omega_F \tau) = 0$$

por lo tanto

$$N(t) = N_0 + \frac{1}{G_N \tau_p} - \frac{2\kappa}{G_N \tau_L} \cos(\omega_F \tau)$$

pero $\frac{1}{\tau_p} = G_N (N_T - N_0)$

entonces

$$N_F(t) = N_T - \frac{2\kappa}{G_N \tau_L} \cos(\omega_F \tau) \quad (2.3)$$

La expresión (2.3) muestra que en presencia de realimentación hay también una modulación de la densidad de portadores.

Ahora, reemplazando (2.3) en (2.2b):

$$\omega_F - \omega_0 = \frac{1}{2} \alpha G_N [N_F(t) - N_T] - \frac{\kappa}{\tau_L} \text{sen}(\omega_F \tau)$$

$$\omega_F - \omega_0 = \frac{1}{2} \alpha G_N \left[N_T - \frac{2\kappa}{G_N \tau_L} \cos(\omega_F \tau) - N_T \right] - \frac{\kappa}{\tau_L} \text{sen}(\omega_F \tau)$$

$$\omega_0 = \omega_F + \frac{\kappa}{\tau_L} [\alpha \cos(\omega_F \tau) + \text{sen}(\omega_F \tau)] \quad (2.4)$$

que corresponde a la expresión conocida del cambio de fase de una ida y vuelta en la cavidad externa, $\Delta\phi = 0$. Para pequeña y moderada realimentación, las frecuencias de oscilación permitidas ω_F son soluciones de (2.4) que corresponden a los modos de la cavidad externa.

Introducimos ahora un parámetro de cantidad de realimentación [20, 26] definido por

$$C = \frac{\kappa\tau\sqrt{1+\alpha^2}}{\tau_L}$$

entonces (2.4) puede ser escrito como:

$$\omega_0\tau = \omega_F\tau + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} [\alpha\cos(\omega_F\tau) + \text{sen}(\omega_F\tau)] \quad (2.5a)$$

o

$$\omega_0\tau = \omega_F\tau + C \text{sen}(\omega_F\tau + \arctan \alpha) \quad (2.5b)$$

donde τ es el tiempo de ida y vuelta de la luz en la cavidad externa.

Ahora, obtenemos la expresión para el campo eléctrico E_F^2 de (2.2c) usando (2.3):

$$R_p - \frac{N(t)}{\tau_s} - G_N [N(t) - N_0] E_F^2(t) = 0$$

$$E_F^2(t) = \frac{R_p - N(t)/\tau_s}{G_N [N(t) - N_0]}$$

$$E_F^2(t) = \frac{R_p - \frac{N_T}{\tau_s} + \frac{2\kappa}{G_N \tau_L \tau_s} \cos(\omega_F \tau)}{G_N \left[N_T - \frac{2\kappa}{G_N \tau_L} \cos(\omega_F \tau) - N_0 \right]}$$

$$E_F^2(t) = \frac{\frac{1}{\tau_s} \left[\tau_s R_p - N_T + \frac{2\kappa}{G_N \tau_L} \cos(\omega_F \tau) \right]}{\frac{1}{\tau_p} \left[1 - \frac{2\kappa \tau_p}{\tau_L} \cos(\omega_F \tau) \right]} \quad (2.6)$$

Limitando nuestro tratamiento al caso práctico $\kappa \ll 0.01$, (2.6) puede ser aproximado como sigue:

$$E_F^2(t) = \left(\frac{\tau_p}{\tau_s} \right) \left(\tau_s R_p - N_T + \frac{2\kappa}{G_N \tau_L} \cos(\omega_F \tau) \right) \left(1 + \frac{2\kappa \tau_p}{\tau_L} \cos(\omega_F \tau) \right) \quad (2.7)$$

Cuando la realimentación es nula, $\kappa = 0$,

$$E_{NF}^2(t) = \left(\frac{\tau_p}{\tau_s} \right) [R_p \tau_s - N_T]$$

De (2.7) y despreciando las contribuciones del segundo orden de κ

$$E_F^2(t) = E_{NF}^2 + \tau_p \left(R_p - \frac{N_T}{\tau_s} \right) \frac{2\kappa \tau_p}{\tau_L} \cos(\omega_F \tau)$$

Pero $\Delta P \propto E_F^2 - E_{NF}^2$

Por lo tanto:

$$\Delta P = \tau_p \left(R_p - \frac{N_0}{\tau_s} \right) \frac{2\kappa \tau_p}{\tau_L} \cos(\omega_F \tau) \quad (2.8)$$

que puede ser mejor escrito, asumiendo que κ no depende de la longitud de la cavidad externa, como

$$\Delta P = \Delta P_{\max} \cos(\omega_F \tau) \quad (2.9)$$

Pero en la práctica existe una pequeña dependencia de κ mediante la eficiencia de acople ε .

Se puede expresar la potencia óptica de la expresión (2.9) en función de potencia óptica sin realimentación P_s [26] como:

$$P_c = P_s [1 + m \cos(\omega_F \tau)] \quad (2.10)$$

donde m es el parámetro de modulación definido por:

$$m = \frac{\tau_p \left(R_p - \frac{N_0}{\tau_s} \right) \frac{2\kappa\tau_p}{\tau_L}}{P_s}$$

2.3. Simulaciones

Para simular las soluciones de (2.10) y (2.5b), llamadas experimentalmente señal de auto-mezclado, se implementó un programa en entorno MatLab descrita en el apéndice A.

En las Figs. 2.1, 2.2. y 2.3. se muestran gráficas de la señal de modulación de la potencia óptica de salida que son solución de las ecuaciones (2.10) y (2.5b) para cuatro valores del coeficiente de realimentación en cada una de ellas. El eje de las ordenadas está definida por:

$$\frac{P_c}{P_s} - 1 = m \cos(\omega_F \tau)$$

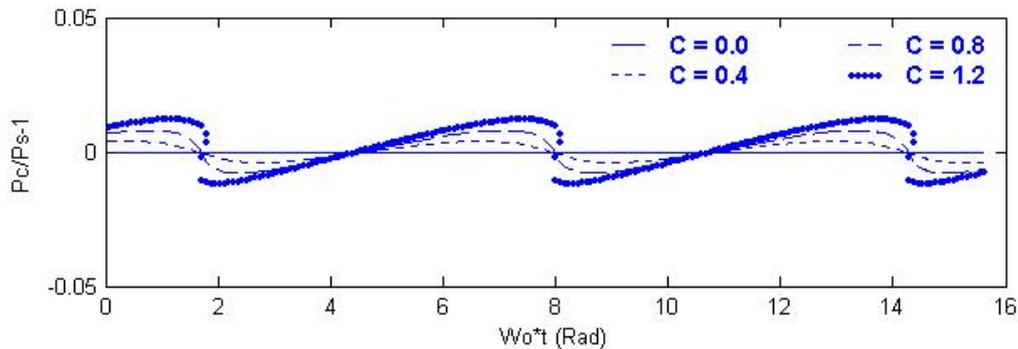


Fig. 2.1. Simulación de la función teórica de $P_c/P_s - 1$ para C ; 0.0, 0.4, 0.8 y 1.2

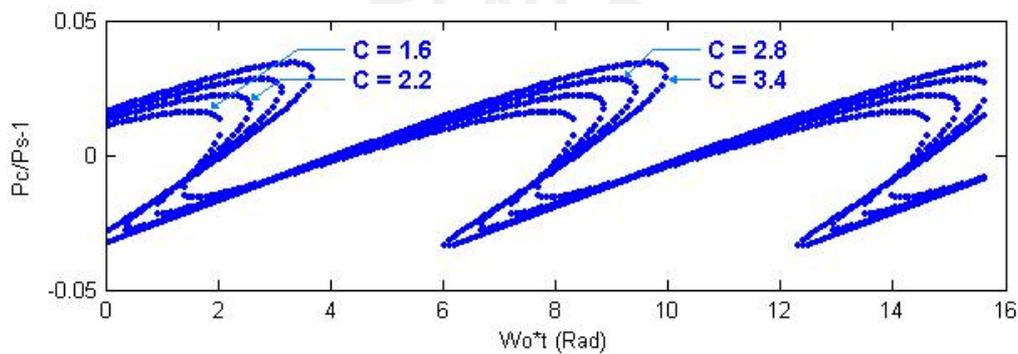


Fig. 2.2. Simulación de la función teórica de $P_c/P_s - 1$ para C ; 1.6, 2.2, 2.8 y 3.4

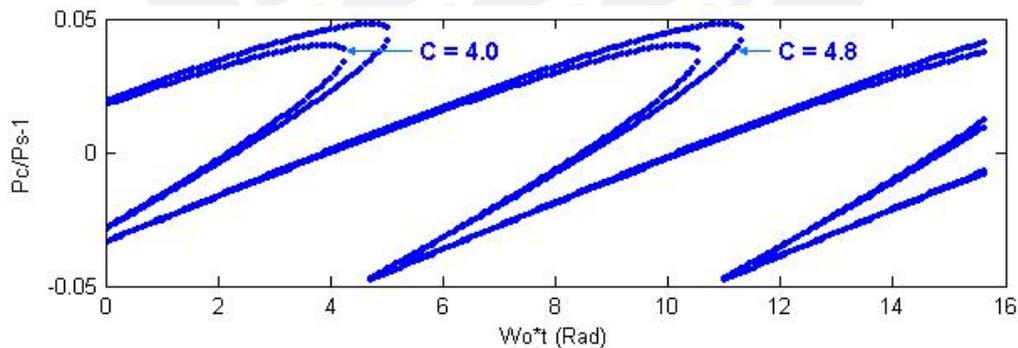


Fig. 2.3. Simulación de la función teórica de $P_c/P_s - 1$ para C ; 4 y 4.8

En la Fig. 2.1 es evidente que el coeficiente de realimentación C aumenta la asimetría de la señal de automezclado pero no modifica la dirección de la asimetría. Este resultado está de acuerdo con las simulaciones realizadas por S. Ösdemir [34]. La dirección de la asimetría es modificada por el factor de realce de ancho de línea α [34]. En la Fig. 2.2, $P_c/P_s - 1$ tiene tres soluciones

para algunos valores de $\omega_0\tau$, como por ejemplo entre 6 y 10rad. En la Fig. 2.3 la asimetría¹ es mas pronunciada y tiene valores mayores a 0.8 y es posible que P_C/P_S-1 tenga seis soluciones para algunos valores de fase $\omega_0\tau$.

Las soluciones que corresponden a P_C/P_S-1 , para el mismo valor de C en la simulación de las Fig. 2.1., 2.2. y 2.3., son entendidas como posibles modos de oscilación del láser semiconductor [33].

En las medidas experimentales realizadas para $C < 4.6$ solo una de las “camino” posibles es observado. A continuación se describe el proceso para un periodo de oscilación mecánica del blanco:

Se asume un blanco que oscila en su posición de equilibrio con una amplitud de desplazamiento pico a pico de $3\lambda/2$. El blanco empieza a moverse desde $+3/2(\lambda/2)$ hacia el láser diodo (LD) pasando por la posición de equilibrio hasta llegar a la mínima posición $-3/2(\lambda/2)$, luego realiza el proceso inverso para detenerse en $+3/2(\lambda/2)$. Fig. 2.4a.

¹ La asimetría de una forma de onda esta definida por: $\gamma = \frac{|a-b|}{a+b}$ donde a y b son el tiempo de subida y bajada de un periodo de la señal.

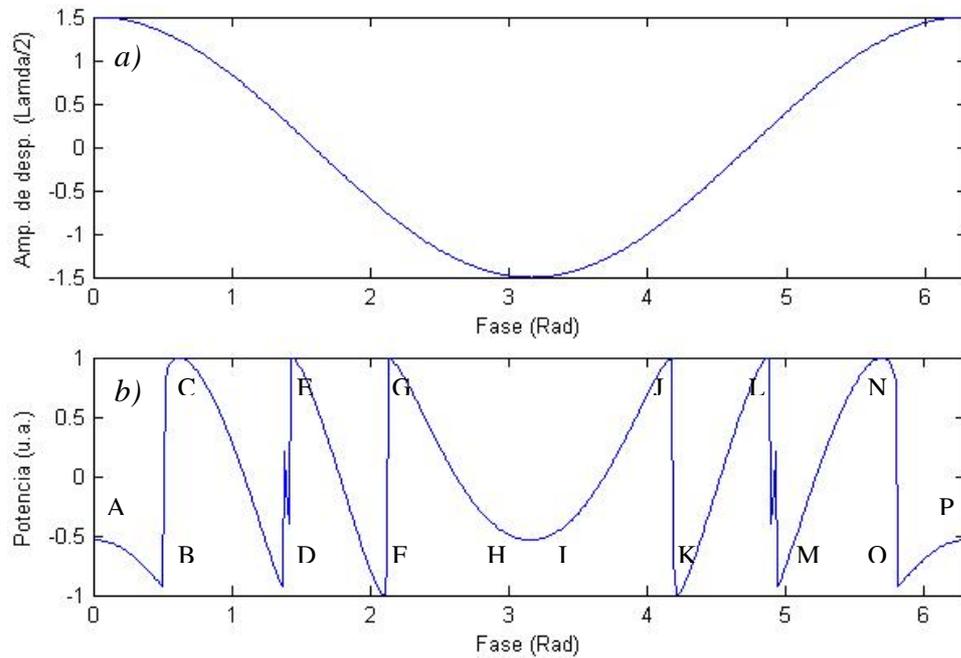


Fig. 2.4. Función teórica *a)* de un periodo de oscilación del blanco *b)* de una señal de auto-mezclado.

La señal de potencia simulada para este proceso es mostrada en la Fig. 2.4b. La forma de la señal se explica usando las Fig. 2.5 y 2.6 de la siguiente manera: el blanco empieza en la posición $+3/2(\lambda/2)$, punto A de la Fig. 2.5. desplazándose hacia el LD pasando por los puntos B, C, D, E, F y H, en este último punto el blanco cambia de dirección y empieza a alejarse del LD de H al punto I de la Fig. 2.6 siguiendo por los puntos J, K, L, M N, O y finalmente P. La señal de auto-mezclado generado es mostrado en la Fig. 2.4b.

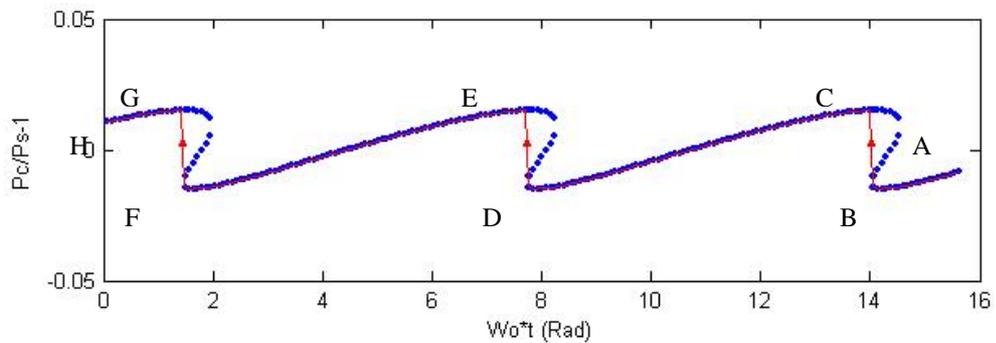


Fig. 2.5. Función teórica para $C = 1.5$ y con $\omega_0 \tau$ decreciente

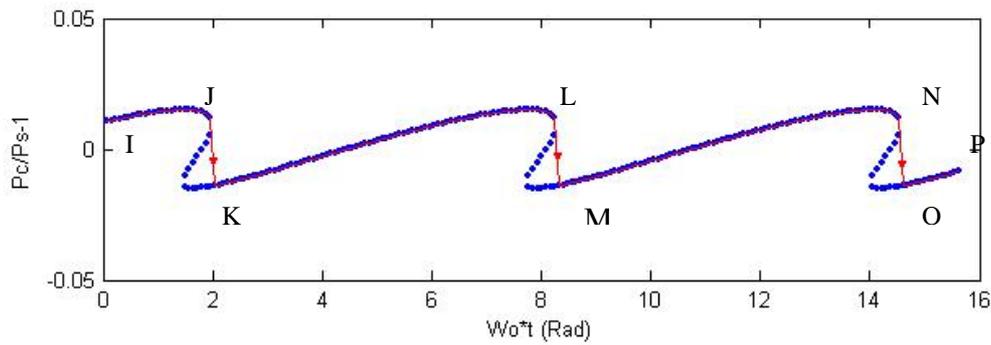


Fig. 2.6. Función teórica para $C = 1.5$ y con $\omega_0\tau$ creciente

La señal simulada de la Fig. 2.4b es la forma de señal típica para un sensor de desplazamiento y/o vibraciones usando láseres diodo. La mayoría de las aplicaciones desarrolladas con realimentación óptica usan este tipo de señal para obtener la magnitud física a ser medida.

2.4. Observaciones experimentales

Las observaciones experimentales fueron realizadas según el arreglo de la Fig. 2.7. Se usó un láser diodo HL6501MG de AlGaInP de múltiples pozos cuánticos que emitió una haz de luz de 650nm de longitud de onda y alimentado con una corriente de inyección de 65mA cuya potencia de emisión fue de 10mW. Un parlante fue localizado a una distancia de 75cm (L_{ext}) del láser diodo.

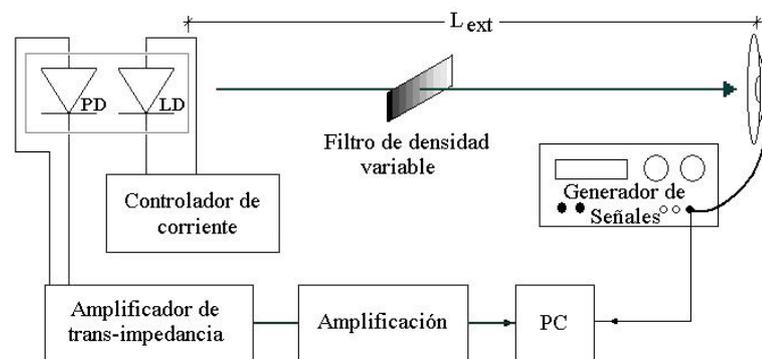
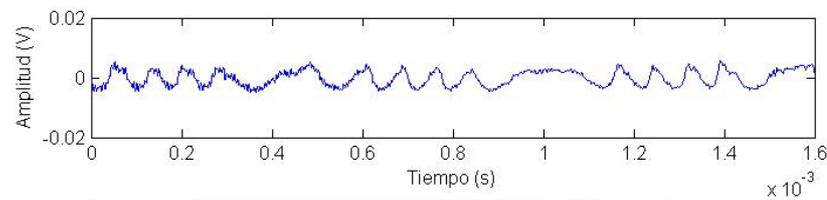
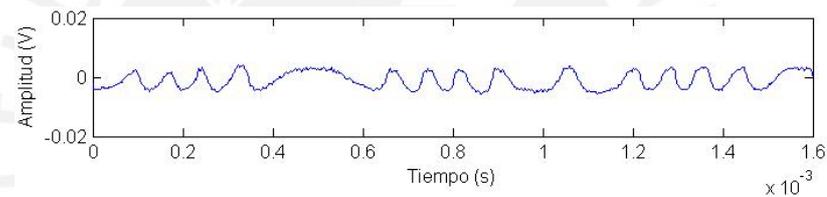
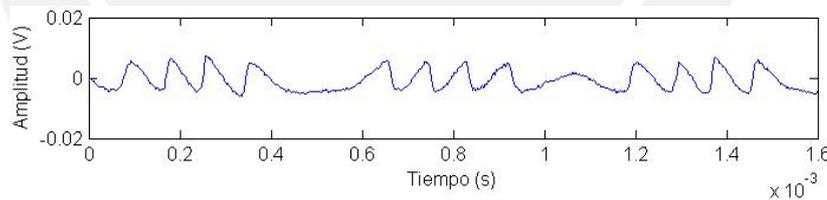
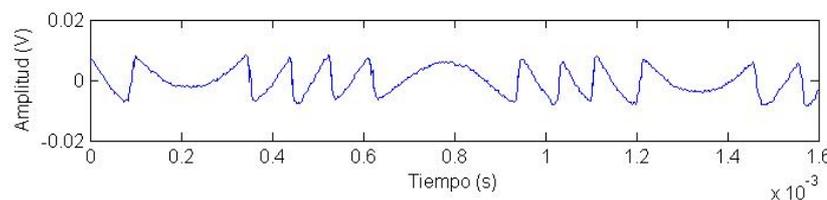
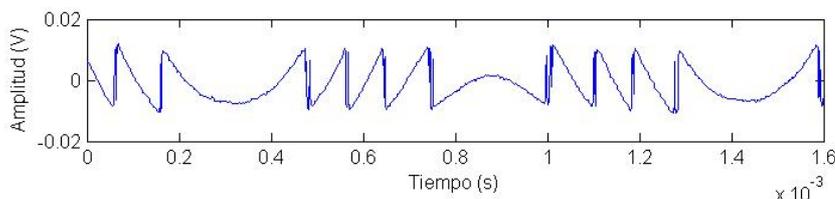
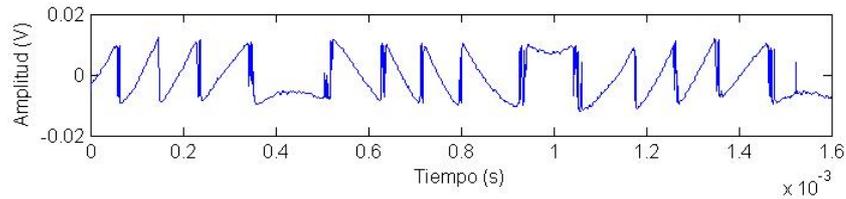
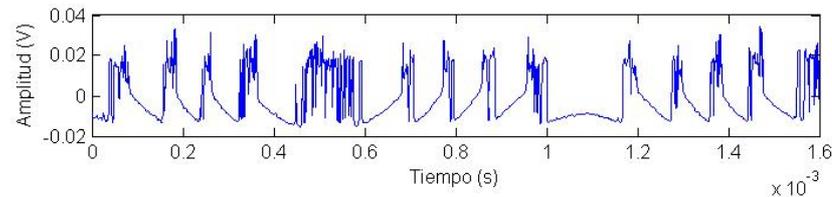
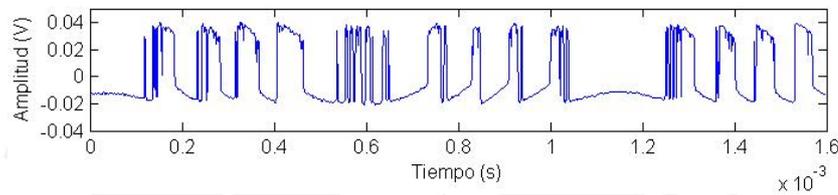
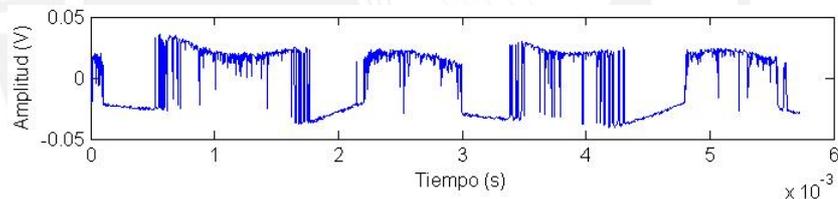
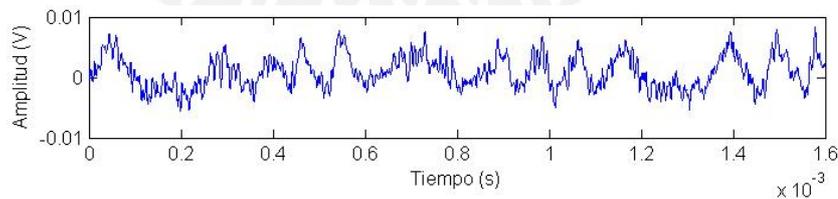


Fig. 2.7. Arreglo experimental

En el camino del haz se puso un filtro neutro de densidad variable con un ángulo de inclinación de 20° con respecto a la normal del eje óptico o trayectoria del haz. Un generador de señales alimentó al parlante produciendo una oscilación a una frecuencia de 700Hz y una amplitud de $4\lambda/2$ en la membrana.

A continuación se muestra resultados medidos para valores de C de 0.45 a más de 4

Fig. 2.8. $C = 0.45$ Fig. 2.9. $C = 0.52$ Fig. 2.10. $C = 0.89$ Fig. 2.11. $C = 0.96$ Fig. 2.12. $C = 1.50$

Fig. 2.13. $C = 2.00$ Fig. 2.14. $C > 3$ Fig. 2.15. $C > 3$ Fig. 2.16. $C > 4.6$ Fig. 2.17. $C \gg 4.6$

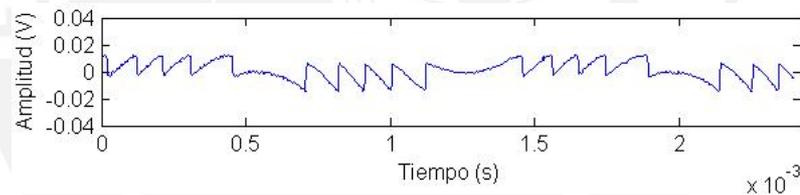
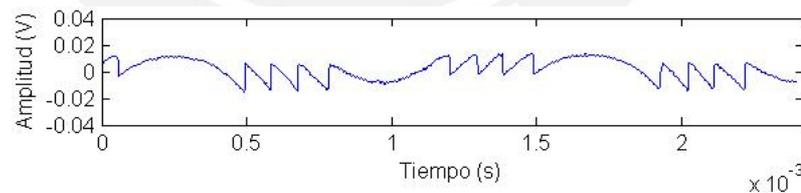
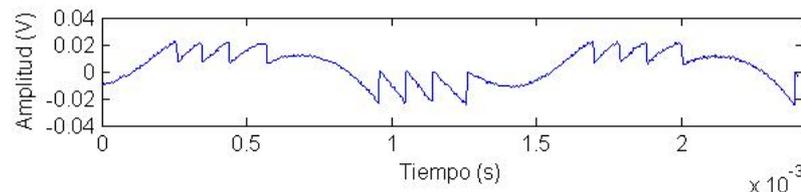
Las figuras mostradas muestra una clara evidencia experimental de las simulaciones realizadas en el ítem 2.3.

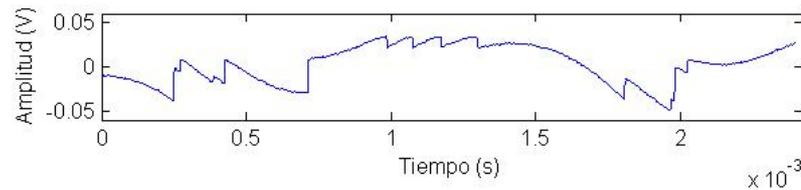
Para C mayores a 3, el láser semiconductor muestra inestabilidades para algunos valores de la fase predichas por las simulaciones mostradas en la Fig.

2.2 donde el modo predominante tiene 2 y 3 posibles alternativas (autovalores) de oscilación [20, 50, 51, 56].

Para valores de C mayores a 4.6., el láser empieza a oscilar continuamente en algunos autovalores, ingresando a una régimen caótico, tal como es ilustrado por las referencias [20, 56], donde la pérdida de la coherencia es evidente (Fig. 2.16 y 2.17). A este fenómeno algunos autores llaman colapso de la coherencia [61].

Cuando C es mayor a 3 las medidas efectuadas con un láser diodo HL6501MG ($\lambda = 650\text{nm}$) no muestran una clara evidencia experimental de la histéresis observada en las simulaciones (Fig. 2.3.) pero con el láser HL7851MG ($\lambda = 785\text{nm}$), estas simulaciones tienen correspondencia experimental y son mostradas en las Fig. 2.18. a la Fig. 2.21.

Fig. 2.18. $C = 2.8$ Fig. 2.19. $C = 3.4$ Fig. 2.20. $C = 4.0$

Fig. 2.21. $C \sim 4.6$.

Estos resultados se explican con el mismo procedimiento realizado en las Figs. 2.4. y 2.5. pero con los resultados simulados de la Fig. 2.2. y 2.3.

En un láseres monomodo con realimentación $C < 1.0.$, la cavidad oscila en uno de los modos permitidos [54]. Para $1 < C < 4.6$ existe la probabilidad de saltar espontáneamente a otro modo de oscilación [20,50], Figs. 2.14, 2.15, 2.18.-2.20. Para $C > 4.6$ la emisión es multimodal, el láser salta espontáneamente de un modo a otro, de tal manera que el láser ingresa a oscilar en régimen caótico, Figs. 2.16 y 2.17. [20, 51, 56-57].

En la Fig. 2.21. se observa sub-picos que corresponden a la oscilación de un segundo modo oscilación compitiendo con el predominante.

Las señales medidas recorren una sola "trayectoria" de P_c/P_s-1 simuladas para un valor dado de C tanto para valores pequeños de C y valores mayores a 3.

2.5. Aplicaciones

Las aplicaciones ampliamente desarrolladas para sensado remoto están firmemente marcadas por la forma de manejo del láser semiconductor.

En primer lugar tenemos el caso de la alimentación del diodo láser con una corriente de inyección constante. En segundo lugar, cuando la modulación de

la corriente de inyección tiene una forma de señal determinada según la técnica usada. Una tercera opción sería por modulación de fase.

Una alimentación constante del láser semiconductor produce una potencia constante y las variaciones de un obstáculo produce las modulaciones en la potencia de emisión láser que lleva información del desplazamiento del blanco en estudio. Con la información de la modulación, Fig. 2.6, es posible determinar el desplazamiento con una simple observación y conteo de los picos producidos, sabiendo que el desplazamiento espacial entre pico y pico es media longitud de onda usada. Además podemos utilizar algún algoritmo para analizar y reconstruir el desplazamiento del objeto [20-29]. Con una señal producida por la realimentación óptica de desplazamiento, reconstruida o no, se puede analizar y/o caracterizar un objeto vibrante. Es posible obtener los vectores modales de una placa y obtener en general la frecuencias de resonancia de cualquier tipo de blanco en movimiento oscilatorio de superficies no cooperativas [24].

También es posible obtener la componente de velocidad de un objeto que se desplace en la dirección de propagación del haz láser a partir de la frecuencia de batimiento Doppler medidas en la señal de auto-mezclado [36-39]. Por lo general se hace el estudio de la velocidad en la dirección de propagación del láser, pero también es posible determinar la velocidad del objeto que se propaga en dirección perpendicular al haz láser, gracias a la rugosidad de la superficie en estudio que produce el efecto de moteado al ser iluminado con luz láser y producir modulación en la cavidad al desplazarse. Las aplicaciones desarrolladas con este principio son diversas, van desde medidas de velocidad, clasificación de superficies homogéneas (papeles) hasta medida del flujo sanguíneo [41-42], [44].

La segunda forma de sensado, es produciendo variaciones lineales en la potencia y frecuencia de emisión láser mediante la modulación de la corriente

de inyección. La modulación de la corriente de inyección producirá un corrimiento de fase de la luz re-ingresante a la cavidad produciendo picos que llevan información de la posición del objeto en cuestión. Con esta técnica es posible medir distancias y velocidades [11-14] que suele aplicarse para visión tridimensional [15-19], perfilómetros y detección de obstáculos de un sistema robot [11-14]. Ver Capítulo 3.

El último método de medida es utilizando dos señales o muestras de un objeto estudio tal que los picos de las señales obtenidas estén desfasadas por π . La reconstrucción de la señal de desplazamiento tendría una resolución mínima de $\lambda/4$. Es posible mejorar aun más la resolución aumentando el numero de señales adquiridas del objeto. La modulación de fase fue aplicada a la medida de vibraciones por F. Gouaux [59].

Se desarrollaron aplicaciones con realimentación óptica fuera del área de sensado remoto como criptografía óptica [57, 58] y sincronización de láseres (master slave lasers).

2.6. Conclusión

En este capítulo se hizo una revisión teórica del fenómeno de realimentación óptica a partir de las deducciones realizadas por Lang, Kobayashi y Donati. Se desarrollaron simulaciones correspondientes a las soluciones analíticas presentadas. Se hicieron arreglos experimentales cuyos resultados mostraron una clara correspondencia con teoría presentada.

CAPITULO 3: *Medida de distancia*

3.1. Introducción

El acople entre el índice de refracción y la ganancia de un medio activo está dada por el factor de realce de ancho de línea α , definida en la sección (2.2). Esta relación muestra que el cambio de la ganancia conlleva a un cambio del índice de refracción. La variación de ganancia se produce por la modificación de la densidad de portadores que puede ser modificada externamente con la corriente de inyección [30-35]. Finalmente estas variaciones llevan a un corrimiento de la frecuencia óptica [30].

Para medir distancia, la corriente de inyección de un LD debe ser modulada con una señal de onda triangular para producir variaciones lineales en la frecuencia óptica de emisión.

El blanco y uno de los espejos del LD (pared “clivada” del cristal) forman una cavidad externa de Fabry Perot cuyas frecuencias de oscilación permitidas son función de la longitud de la cavidad L_{ext} .

Con un blanco estático la modulación de corriente de inyección produce variaciones en la potencia de emisión pero el corrimiento de frecuencia produce máximos cuando los modos de la cavidad láser y la de externa coinciden.

La forma de la señal se muestra en la Fig. 3.1. donde los picos positivos y negativos son resaltados restando la modulación triangular.

Las medidas de distancia con realimentación óptica se inició en 1986 con G. Boheim y K. Gritch [11] quien demostró por primera vez la factibilidad de medir distancia y velocidad contando picos de la señal de auto-mezclado. Ellos mostraron experimentalmente la obtención de la distancia modulando

la frecuencia óptica con una forma de onda triangular mediante la corriente de inyección del láser diodo (LD). En 1991 S. Shinohara y sus colaboradores [12] mejoraron las medidas de distancia de G. Beheim con una pequeña modificación en la señal de modulación triangular. Así en 1998 F. Gouaux, N. Servant y T. Bosch [13] publicaron una teoría y un método para mejorar aún más la resolución de rango considerando los efectos térmicos en la modulación de frecuencia.

En este capítulo se muestran medidas de distancia para un rango de 0.15 a 2m con una resolución de 3mm. Se usa el método de la frecuencia de batimiento para nuestro propósito.

3.2. Teoría

Considerando la solución de la ecuación (2.2) en estado estacionario, la potencia de emisión está dada por la expresión (2.10):

$$P_c = P_s [1 + m \cos(\omega_F \tau)] \quad (3.1)$$

donde m es el parámetro de modulación.

Cambios en la longitud de camino óptico de la cavidad externa cambia $\omega_F \tau$, lo que causa variaciones de P_c . Tales variaciones se obtienen moviendo el blanco o modulando la corriente de inyección del LD, con una señal triangular, para inducir un corrimiento lineal de frecuencia óptica [11-13]. Cuando la frecuencia óptica del LD es modulada variando la corriente de inyección, los saltos de modos se presentan a intervalos iguales a la diferencia de frecuencia de dos modos de la cavidad externa de longitud L_{ext} .

$$\Delta f = \frac{c}{2L_{ext}}$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío. Los saltos de modos producen máximos de potencia de emisión que pueden ser puestos en evidencia derivando la señal del fotodiodo monitor (derivada de P_c) [13].

$$\frac{dP_c}{dt} = -\frac{mP_s \text{sen}(\omega_F \tau)}{1 + C \cos[\omega_F \tau + \arctan(\alpha)]} \frac{d}{dt}(\omega_0 \tau) \quad (3.2)$$

Esta relación muestra que la potencia óptica del LD es fuertemente modificado por la realimentación óptica cuando la distancia L_{ext} al blanco y la frecuencia óptica ω_F hacen que la fase $\omega_F \tau$ sea igual a $\omega_0 \tau = \text{acos}(-1/C) - \text{atan}(\alpha)$.

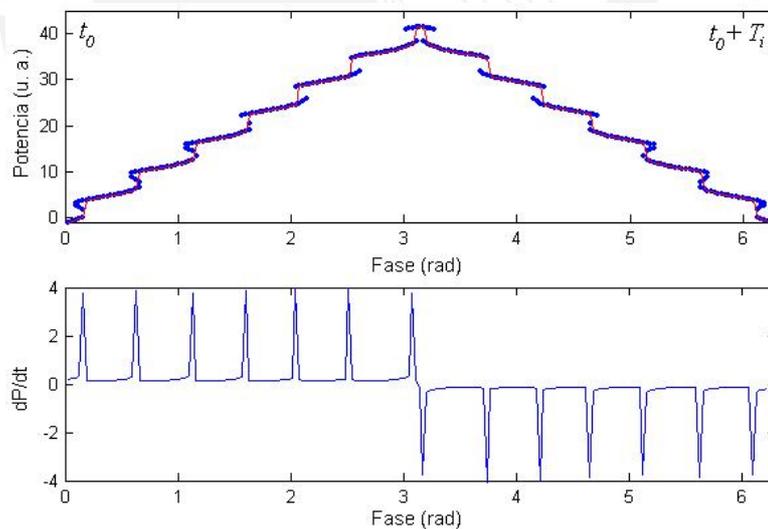


Fig. 3.1a. Simulación de potencia modulada y su derivada con $C = 2$.

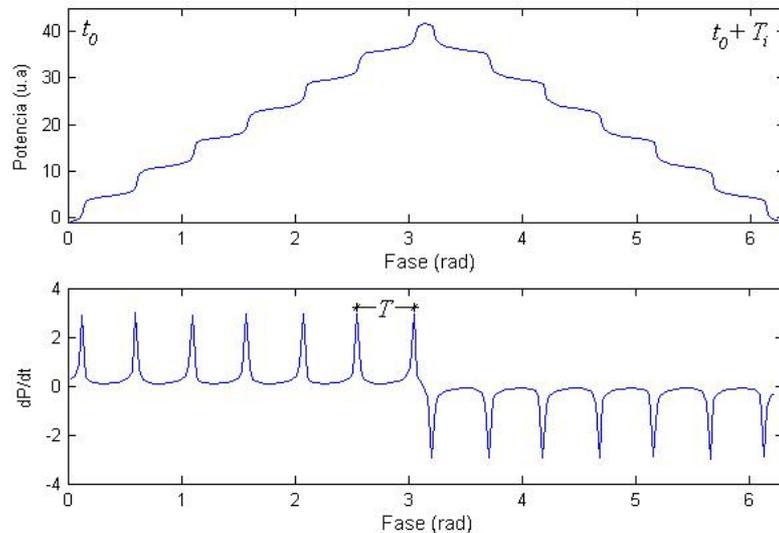


Fig. 3.1b. Simulación de potencia modulada y su derivada con $C = 1$.

La Fig. 3.1a. y 3.1b. muestran la potencia óptica teórica simulada y su derivada para una corriente de inyección triangular y un blanco estacionario. Cada pulso de la derivada corresponde a los saltos de modos de la cavidad externa L_{ext} .

Como las variaciones de potencia óptica P_c dependen de $\omega_F \tau$ (3.1), un pseudo periodo T correspondiente al intervalo de tiempo entre dos pulsos consecutivos de las derivadas de P_c y $\omega_F \tau = 2\pi \nu_c \tau$, la diferencia de fase puede ser considerado, como:

$$\nu_c(t+T)\tau(t+T) - \nu_c(t)\tau(t) = \pm 1$$

por lo tanto:

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = \frac{d}{dt} (\nu_c \tau) \approx \left(\frac{1}{T} \right)$$

donde ν_c es la frecuencia óptica del haz láser con realimentación óptica y T es el tiempo entre dos picos, Fig 3.1b. Como $\nu_c \tau$ no es una constante durante el intervalo de tiempo t_0 a t_0+T_i (T_i es el periodo de la señal triangular), una

frecuencia de batido f de la señal de automezclado, que es una función continua del tiempo, puede ser definida como

$$\bar{f}_{t_0 \dots t_0 + T_i} = \frac{1}{T} \quad (3.3)$$

Podemos asumir que la dependencia de un periodo temporal de la frecuencia óptica sin realimentación $\nu_s(t)$ es debido a la modulación de corriente a ser introducida al LD. Usando (3.3) y considerando que $\nu_c \approx \nu_s$, obtenemos la velocidad del blanco:

$$v = \frac{c}{2\nu_s} \bar{f}_{0 \dots T_i} \quad (3.4)$$

Donde T_i es el periodo de la corriente de modulación y por tanto de la modulación de la frecuencia óptica. Considerando la media de f en los intervalos 0 a $T_i/2$ y $T_i/2$ a T fueran iguales, se puede determinar la distancia L_{ext} con la siguiente relación [13]:

$$L_{ext} = \frac{cT_i}{8[\nu_s(T_i/2) - \nu_s(0)]} (\bar{f}_{0 \dots T_i/2} + \bar{f}_{T_i/2 \dots T_i}) \quad (3.5)$$

Donde la diferencia $\nu_s(T_i/2) - \nu_s(0)$ es usualmente conocida como excursión de frecuencia óptica $\Delta\nu$.

En lo sucesivo llamaremos a $\bar{f}_{0 \dots T_i/2}$ y $\bar{f}_{T_i/2 \dots T_i}$ como frecuencia de la pendiente positiva y negativa (f_p y f_n) respectivamente.

3.3. Medidas experimentales

Los resultados se obtuvieron con el arreglo de la Fig. 3.2.

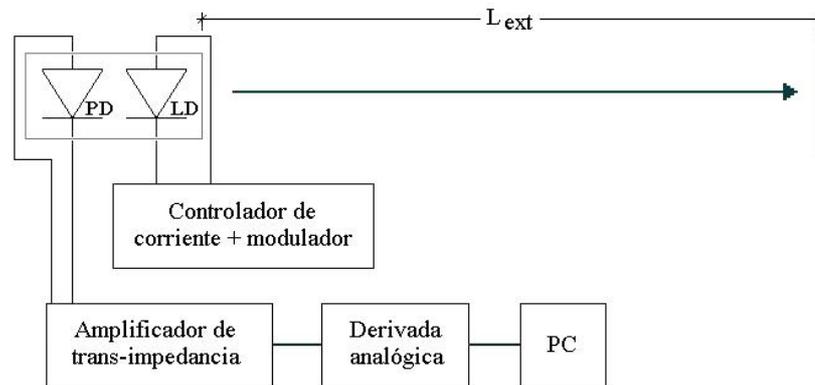


Fig. 3.2. Arreglo experimental: medida de distancia.

El láser semiconductor fue modulado con una señal de corriente triangular de 100Hz y las variaciones de potencia del láser fueron monitoreadas por un fotodiodo PIN incorporado en el empaque del láser diodo. La corriente producida por el fotodiodo fue amplificada por un trans-impedancia; derivada y muestreada por una tarjeta *National Instrument* para el procesamiento de la señal implementada en *LabView* y *MatLab*. La electrónica es detallada en el Apéndice E.

Se usó un láser semiconductor HL7851G que emite un haz de luz de 785nm de longitud de onda y una corriente umbral de 48mA.

El haz láser emitido por el semiconductor fue enfocado a una distancia de 90cm para lograr un rango de medida de 0.15m a 2m.

3.4. Determinación de la distancia o principio de medida

La medida de distancia se realizó midiendo las frecuencias de batido de cada una de las señales correspondientes a la pendiente positiva y negativa de la señal de modulación triangular.

La señal experimental observada es mostrada en la Fig. 3.3.

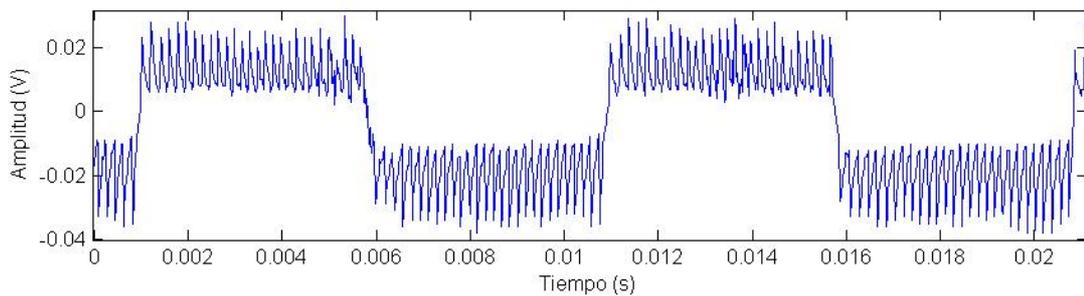


Fig. 3.3. Medida experimental de los saltos de modos de una cavidad externa de 0.57m

La señal de la Fig. 3.3. corresponde a la derivada de la pendiente positiva y negativa respectivamente de la señal triangular modulante.

La señal de alta frecuencia correspondiente a los saltos de modos fue separado de la componente de baja frecuencia. La componente de baja frecuencia fue observada como una señal de onda cuadrada Fig. 3.3.

Se usó la transformada de Wavelet² [60] para separar las dos componentes de frecuencia sin producir distorsión apreciable de los picos ni de la componente de baja frecuencia. Se extrajo la señal cuadrada y otras dos señales de los picos separados por su signo.

² Se usó la función de orden uno de la familia Daubechies para el proceso llamado “de-noising” y se uso el coeficiente de orden 3

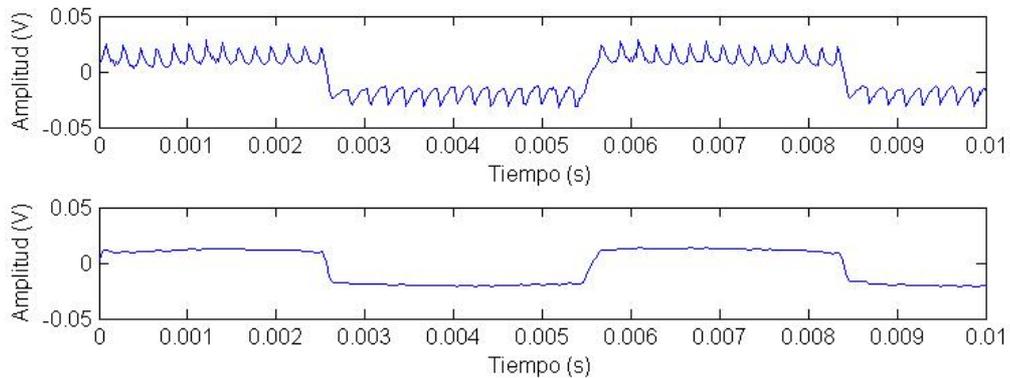


Fig. 3.4. Señal medida y la componente de baja frecuencia extraída.

La señal positiva de la Fig. 3.3. fue restada con los componentes positivos de la Fig. 3.4 obteniéndose la señal de la Fig. 3.5.

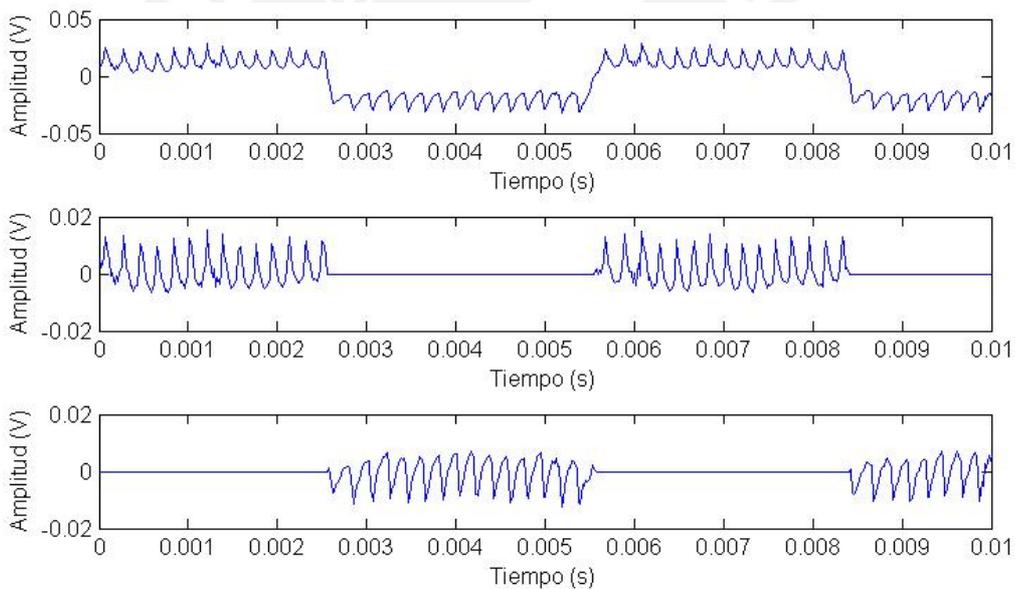


Fig. 3.5. Separación de los picos positivos y negativos.

La distancia al objeto fue determinada con la expresión (3.5):

$$L_{ext} = \frac{cT_i}{8\Delta\nu} (f_p + f_n)$$

de donde las frecuencias f_p y f_n fueron obtenidas mediante la transformada rápida de Fourier, T_i es el periodo de la señal modulante ($T=0.01s$) y $\Delta\nu$ es la

excursión de frecuencia óptica del láser producida por la modulación triangular.

3.5. Resultados experimentales

Los datos de distancia real y medida con el láser semiconductor se muestran en la Fig. 3.6. y para diferentes valores de la excursión de frecuencia se muestran a en las Figs. 3.7. a 3.9.

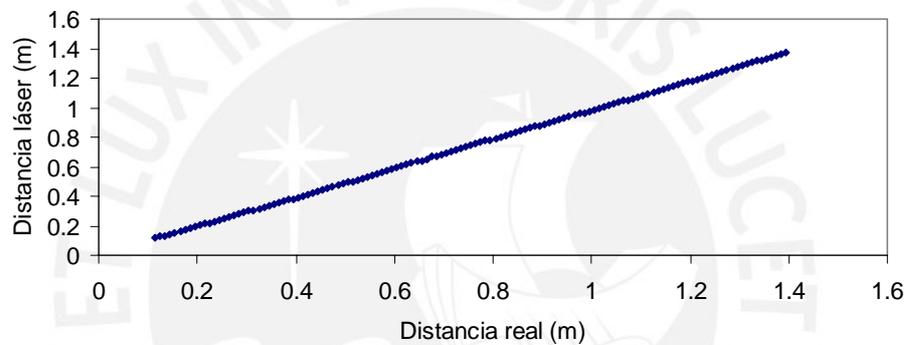


Fig. 3.6. Calibración de medida de distancia

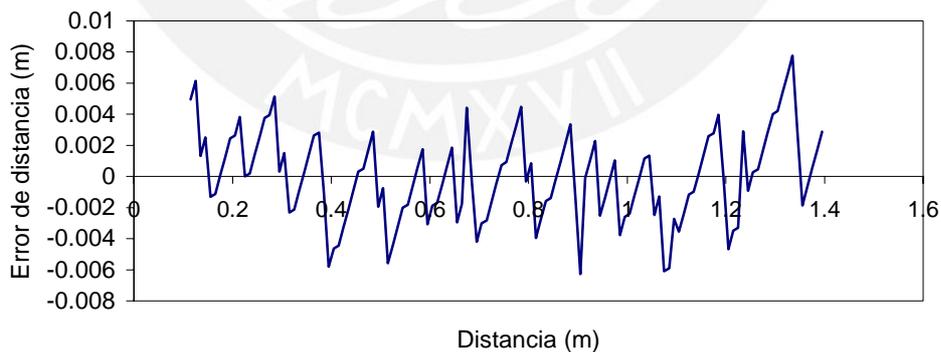


Fig. 3.7. Error para una excursión de frecuencia de 12.3GHz

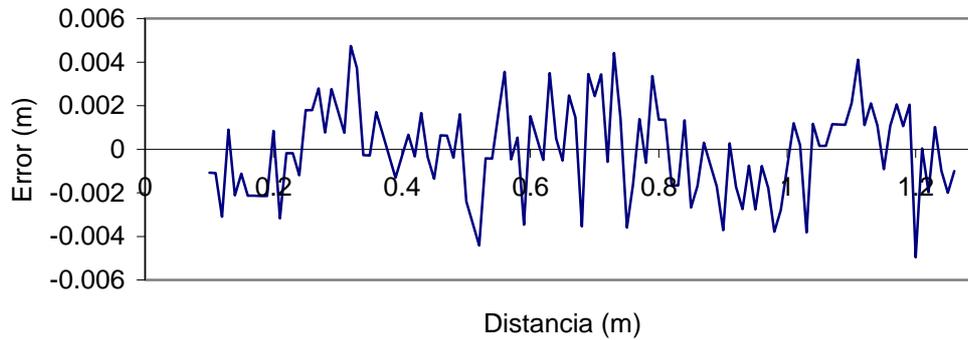


Fig. 3.8. Error para una excursión de frecuencia de 13.33GHz

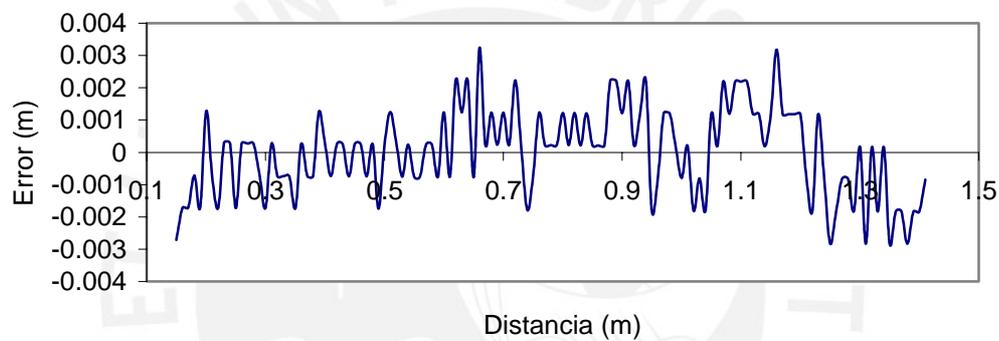


Fig. 3.9. Error para una excursión de frecuencia de 15.72GHz.

Las Figs. 3.7. a 3.9. muestran claramente la dependencia de la resolución con la excursión de frecuencia aplicada al láser diodo.

3.6. Evolución temporal

Se midió la evolución temporal sin control de temperatura con un objeto localizado a 1m de distancia. El resultado se muestra en la Fig. 3.10.

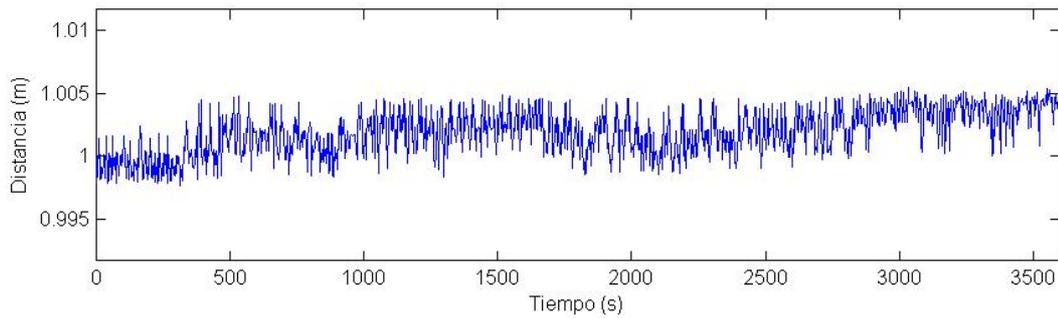


Fig. 3.10. Evolución temporal de la medida de distancia

Se realizó la medida de la Fig. 3.10. a razón de una muestra (de distancia) por 3.6s durante una hora.

Es evidente la inestabilidad temporal del telémetro láser. Para una distancia de 1m el error máximo producido fue de 5mm, que equivale a una desviación temporal de 0.5% en una hora.

3.7. Efectos térmicos

F. Gouaux [13] menciona que es necesario realizar una modificación de la forma de onda triangular para producir la misma cantidad de picos positivos y negativos en las pendientes positiva y negativa respectivamente para un blanco estático o una sola frecuencia de batimiento para ambas pendientes.

En todas nuestras medidas se obtuvo una frecuencia para la pendiente positiva y negativa, por lo que no fue necesario realizar esta modificación en la forma de la señal triangular.

Es importante notar que esta modificación de la forma de onda triangular que los autores mencionados realizaron, fue fundamentalmente porque modulan el láser semiconductor con frecuencias mayores a 100kHz y la modulación de corriente triangular no necesariamente conlleva a una modulación de frecuencia óptica triangular a esta frecuencia.

3.8. Discusión

La cantidad de realimentación óptica C no tuvo una influencia apreciable directamente en los resultados de la distancia y resolución. La única influencia (a parte de la discontinuidad) que pudo observarse fue la disminución de amplitud de la señal con la distancia, como era de esperarse. Las fuentes de error para el arreglo implementado fueron minimizadas con la calibración. Se observó errores mayores a 3mm para distancias menores a 15cm debido a la transformada de wavelets de sexto orden. El umbral de los coeficientes al que fue fijado para el “de-noising” no extrae completamente la señal de los picos.

3.9. Conclusión

En este capítulo se ilustró el principio de funcionamiento de un telémetro de distancia usando un láser diodo en un arreglo de realimentación óptica.

Se mostró que era necesario modular la corriente de un láser semiconductor para determinar la distancia del blanco y que la resolución de la medida puede ser determinada a partir de la frecuencia de excursión del láser. Con una frecuencia de excursión de 15.4GHz se obtuvo una resolución máxima de $\pm 3\text{mm}$ para un rango de medida de 0.15m a 1.5m. Se midió con la misma resolución hasta una distancia de 2m pero a partir de 1.5m no se realizó la caracterización del sensor debido a las limitaciones del riel milimétrico de 1.5m de longitud.

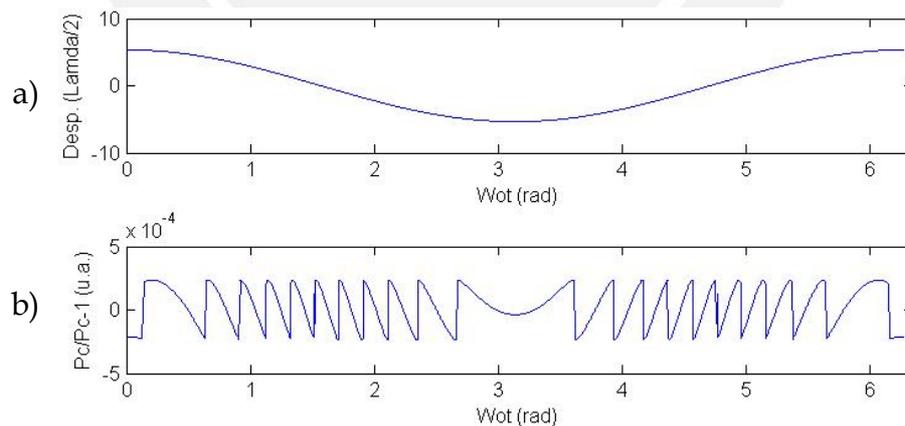
El objeto usado en nuestro arreglo experimental fue una superficie de papel “bond” blanco, considerado como una superficie no cooperativa.

CAPITULO 4: Medida de vibración

4.1. Introducción

Un láser semiconductor con realimentación óptica produce una señal de potencia modulada por la perturbación de la luz re-ingresante a la cavidad después de alcanzar un blanco en movimiento a cierta distancia L_{ext} del diodo.

Si el blanco empieza a oscilar en su punto de equilibrio la señal de auto-mezclado tendrá una forma de onda cuasi-cosenidal debido a la influencia de C y α [34], como se mostró teórica y experimentalmente en la sección (2.2), ver Figs 2.1. - 2.3. y 2.8. - 2.13. En la Fig. 4.1 se muestra una señal similar a una diente de sierra cuya pendiente cambia de dirección de acuerdo al sentido de movimiento del blanco.



- a) desplazamiento del blanco
- b) Señal producida por el láser.

Fig. 4.1. Señales simulada con $C = 1.5$ y $\alpha = 6$.

Para determinar la frecuencia de vibración de un blanco es necesario reconstruir el desplazamiento (Fig. 4.1a) usando la señal de auto-mezclado (Fig. 4.1b).

Así, reconstruir la señal de auto-mezclado fue uno de los primeros procedimientos para medir vibraciones. En 1995 S. Donati, G. Guiliani y S. Merlo [20] publicaron la ley de movimiento del blanco a partir de la señal de auto-mezclado teórico. En 1997 S. Merlo y S. Donati [23] reconstruyeron la señal de automezclado con una resolución teórica de $\lambda/80$ para pequeña y moderada ralimentación óptica ($C < 1$). Luego en 1998, N. Servagent, F. Goueux y T. Bosch [26] publicaron el método de aproximación lineal de la señal de automezclado para $C < 4.6$, Con esta aproximación lograron obtener una resolución de $\lambda/12$. Finalmente en el año 2003 G. Guiliani, y S. Donati [28] construyeron un prototipo del vibrómetro láser con realimentación óptica monitoriando la corriente de inyección del láser semiconductor.

En este capítulo se reconstruye la forma de desplazamiento a partir de la señal de auto-mezclado utilizando dos métodos; un primer método fue con la ley de movimiento de Donati deducida de la relación (2.5) y (2.9). El segundo método de reconstrucción fue haciendo una aproximación lineal de la señal de auto-mezclado.

4.2. Reconstrucción teórica

4.2.1. Ley de movimiento de Donati

4.2.1.1. Concepto

Para medir las vibraciones de un blanco, necesitamos conocer su desplazamiento en función de tiempo y este puede ser deducido a partir de la señal de auto-mezclado. De la ecuación (2.9):

$$\Delta P = \Delta P_{\max} \cos(2kS) \quad (4.1)$$

De donde el desplazamiento puede ser deducido a partir del argumento de la función coseno:

$$s(t) = \frac{1}{2k} \arccos\left(\frac{\Delta P}{\Delta P_{\max}} + n\pi\right) \quad (4.2)$$

donde n es el incremento o decremento de uno cada vez que $\frac{\Delta P}{\Delta P_{\max}}$ pasa por el valor de cero en una pendiente positiva o negativa respectivamente.

4.2.1.2. Desarrollo

La solución completa se obtiene a partir de la ecuación (2.5a) y (4.1),

tomando $F = \frac{\Delta P}{\Delta P_{\max}}$ en (2.5a) tenemos:

$$\omega_0 \tau = \arccos(F) + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} \left[\alpha F + \sqrt{1-F^2} \right] + 2m\pi; \quad (4.3a)$$

$$0 < 2\pi\nu\tau < \pi$$

$$\omega_0 \tau = -ar \cos(F) + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} \left[\alpha F - \sqrt{1-F^2} \right] + 2(m+1)\pi; \quad (4.3b)$$

$$-\pi < 2\pi v \tau < 0$$

con $m = 0, 1, 2, 3, \dots$. Consideremos que se cambia la longitud de la cavidad externa de forma estacionaria, suponiendo que el blanco se desplaza lentamente, así despejando el desplazamiento $s(t)$ de (4.3) obtenemos:

$$s(t) = \frac{1}{2k} \left\{ ar \cos(F(t)) + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} \left[\alpha F(t) + \sqrt{1-F^2(t)} \right] + 2m\pi \right\} \quad (4.4a)$$

$$\frac{dF}{dt} \cdot \frac{ds}{dt} < 0$$

$$s(t) = \frac{1}{2k} \left\{ -ar \cos(F(t)) + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} \left[\alpha F(t) - \sqrt{1-F^2(t)} \right] + 2(m+1)\pi \right\} \quad (4.4b)$$

$$\frac{dF}{dt} \cdot \frac{ds}{dt} > 0$$

En (4.4), m es incrementado o decrementado por uno si $ds/dt > 0$ o $ds/dt < 0$, respectivamente y m es actualizado cada dos veces que $F(t)$ pasa por dos ceros. La información del signo de ds/dt está también contenida en $F(t)$.

4.3. Simulación: resultados

La señal de auto-mezclado presenta asimetría apreciable para cantidades de realimentación C mayores a 0.5 como se muestra en la Fig. 4.1b. La medida de desplazamiento aprovecha esta asimetría debido a la posibilidad de determinar a partir de ello el sentido de movimiento del blanco.

4.3.1. Método de la ley de movimiento de Donati

La reconstrucción de la forma de desplazamiento del objeto se realizó usando la relación (4.4). La señal de auto-mezclado se definió como $F(t)$, se calculó la inversa del coseno de $F(t)$ y el término de corrección debido a la asimetría dependiente de α y C tal que C fue calculado según la relación siguiente [23]:

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{\sqrt{1 + \alpha^2} \pi - 2C}{\sqrt{1 + \alpha^2} \pi + 2C} \cong \frac{\pi - 2C}{\pi + 2C}$$

Donde t_1 y t_2 son el tiempo de subida y bajada de un periodo de $F(t)$, Fig. 4.4.a)

Como la ecuación (4.4) fue obtenida con la solución de 2.4 y 2.10, que es una solución para valores del coeficiente de realimentación C menores que uno, la reconstrucción de las señales con $C > 1$ tendrán errores mayores a los observados en la Fig. 4.3. [26].

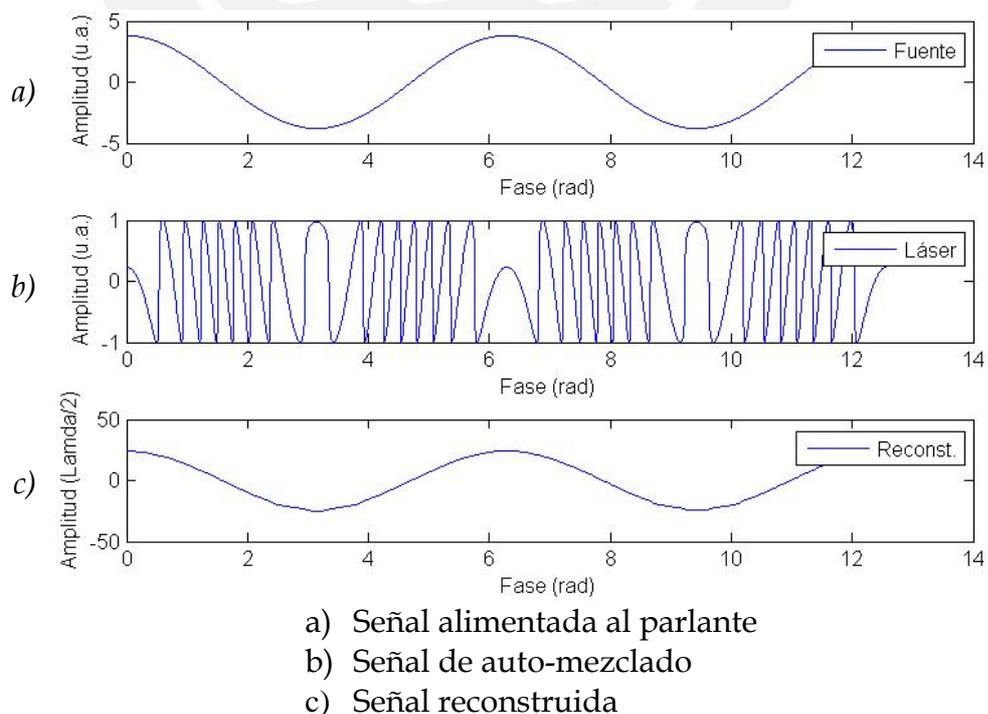


Fig. 4.2. Reconstrucción de la forma de onda: simulada con $C = 1$.

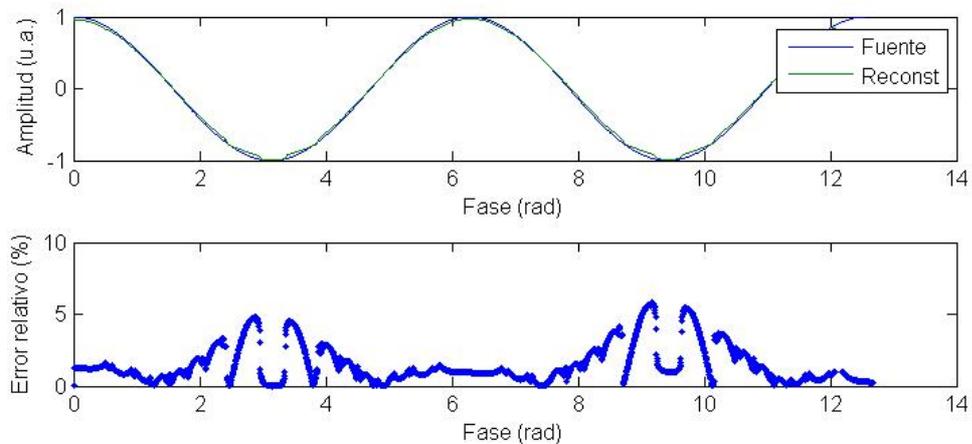


Fig. 4.3. Error de reconstrucción

El error teórico de reconstrucción básicamente está dado por la limitación de la solución teórica. La solución de (2.8) se obtuvo asumiendo $\kappa \ll 0.01$ que es equivalente a decir que la solución es válida para $C < 1$.

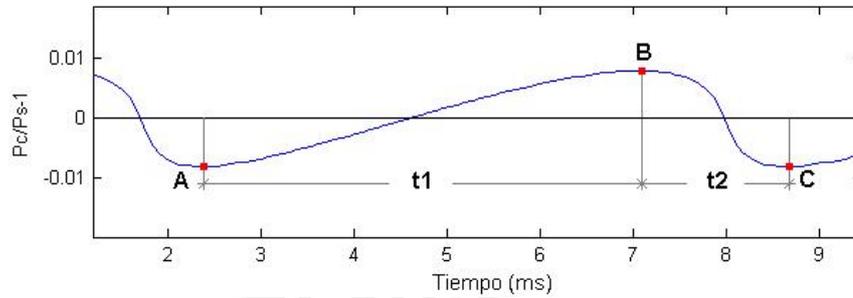
Si esta condición es satisfecha el desplazamiento es reconstruido con un error de $\lambda/80$ [23].

4.3.2. Método de la interpretación lineal

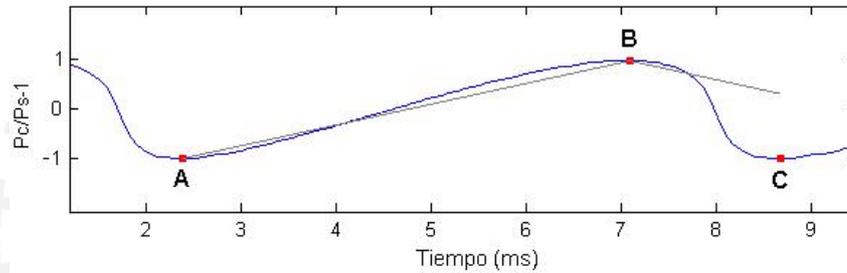
La asimetría de la señal de auto-mezclado para cantidades de realimentación C mayores a 1 pueden ser aproximados con una señal de diente de sierra. Esta señal puede ser tratada como una función de fase y ser reconstruida levantando la fase.

El procesamiento de la señal se explica con ayuda de la Fig. 4.4 y se basa en los siguientes pasos fundamentales: en primer lugar se normaliza la señal, buscamos los máximos y mínimos para un periodo de la señal (Fig. 4.4a), se aproxima a una recta desde el punto A al B y luego de B a C con el valor de la pendiente de A a B (Fig. 4.4b). En seguida se identifica la dirección del movimiento de acuerdo a los valores de t_1 y t_2 . Si el objeto se aleja del láser diodo se invierte la pendiente de la recta BC, sino, se invierte la pendiente

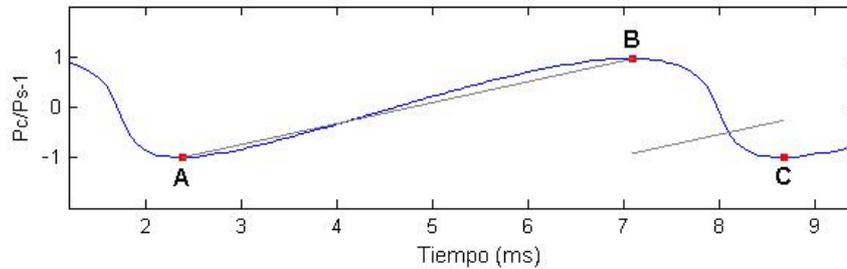
de la recta AB y se resta 1 a m , Fig. 4.4c. Finalmente al segmento de recta se le incrementa 1 a m , obteniéndose la curva de la Fig. 4.4d.



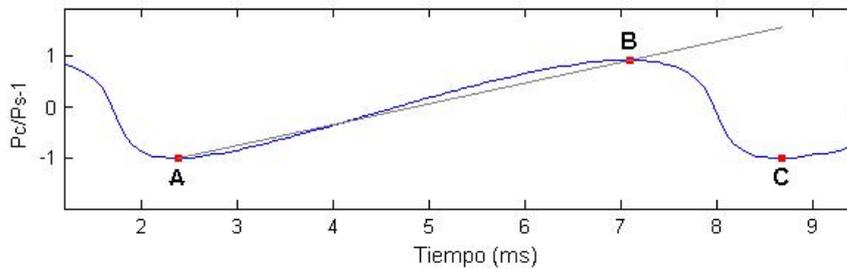
a) Determinación de los valores máximos y mínimos



b) Aproximación lineal



c) Inversión de la pendiente



d) Levantamiento de fase

Fig. 4.4. Reconstrucción del desplazamiento

La reconstrucción de la forma de onda obtenidas a partir de los datos simulados de las ecuaciones (2.5) y (2.10) son mostradas en la Fig. 4.5c.

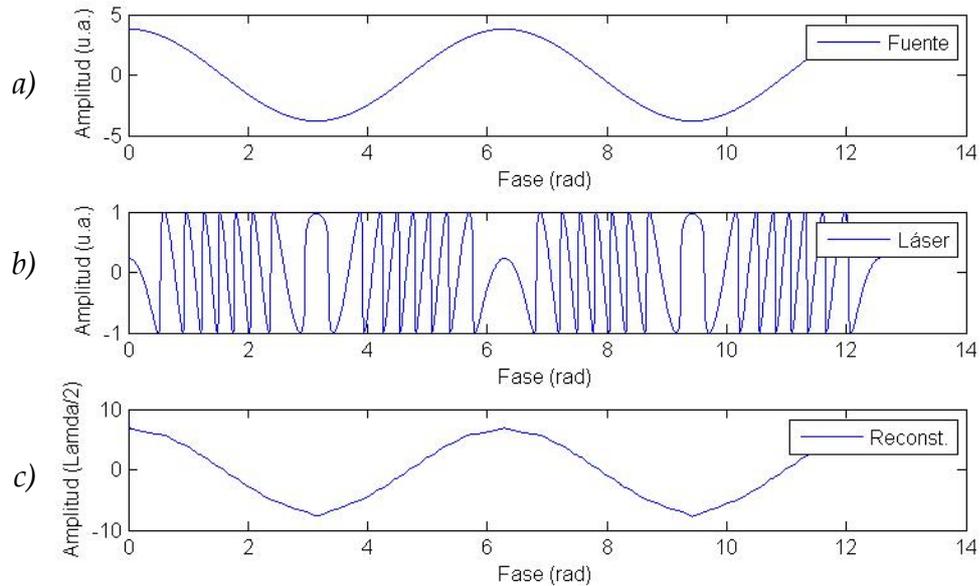


Fig. 4.5. Reconstrucción de la forma de onda simulada

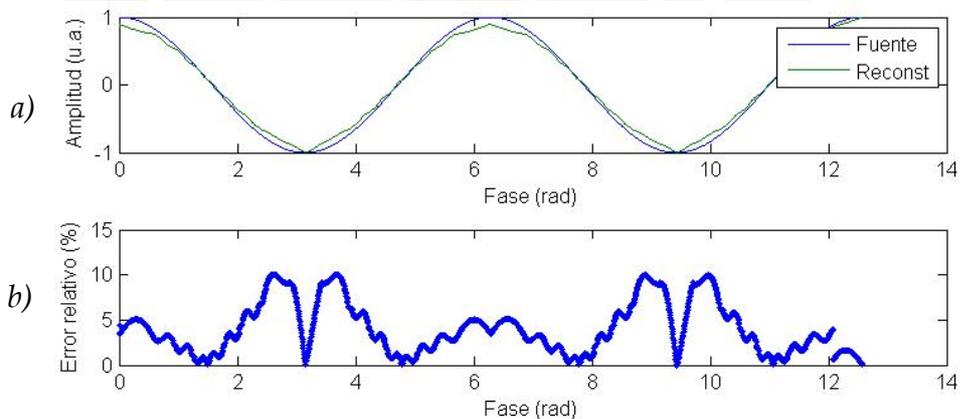


Fig. 4.6. Error de reconstrucción

En la Fig. 4.6. los errores máximos obtenidos es de 13% para desplazamientos sinusoidales.

4.4. Medidas experimentales

El arreglo experimental usado para medidas de vibraciones es mostrado en el diagrama de la Fig. 4.7.

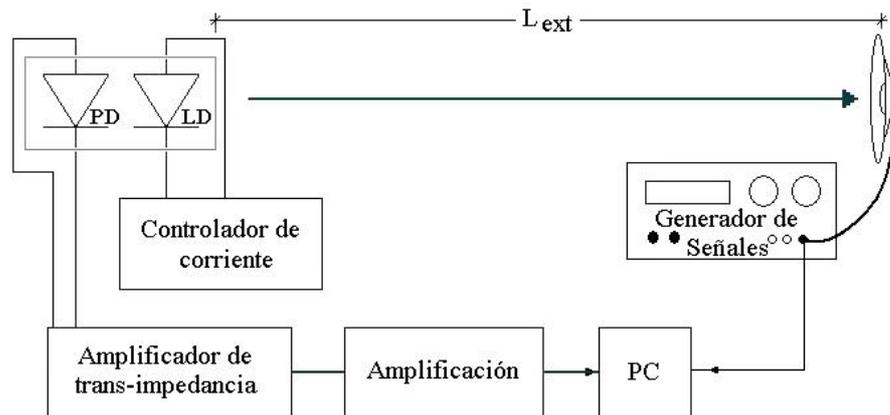


Fig. 4.7. Arreglo experimental

Se utilizó un láser diodo Hitachi HL6501MG ($\lambda = 650\text{nm}$) operando a una corriente de 65mA, se usó un parlante como objeto y un papel blanco fue pegado en la membrana. La señal generada por el fotodiodo fue amplificada (Apéndice E) y enviada a una PC mediante una tarjeta National Instrument PCI-6252. El procesamiento de la señal adquirida fue realizada en entorno LabView y MatLab simultáneamente. Ver Apéndice B

El parlante usado es Blastking de 4pulgadas.

4.4.1. Método de la ley de movimiento de Donati

Las señales medidas fueron realizadas con el coeficiente de realimentación C mayores a uno. Se obtuvo los resultados de las Fig. 4.8.

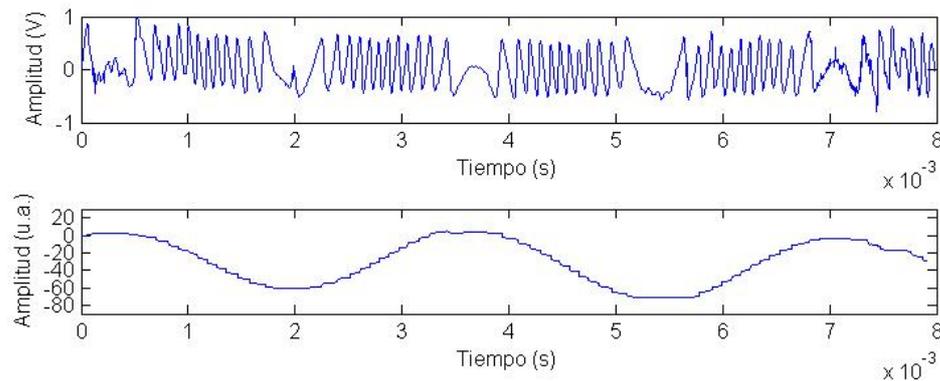


Fig. 4.8. Reconstrucción según Donati.

En la Fig. 4.8. se observa claramente las discontinuidades generadas por la reconstrucción. Estas discontinuidades se producen debido a la ecuación (4.4.), que solo es válido completamente para C menor a 1.

Hay que considerar que en todas las medidas realizadas, el coeficiente de realimentación fue mayor que uno, por ello en lo sucesivo se trabaja solo con la aproximación lineal.

4.4.2. Método de aproximación lineal

La señal de auto-mezclado adquirida y reconstruido es mostrado en la Fig. 4.9. Allí la señal superior es la señal de 266Hz que alimentó al parlante. La segunda señal es producida por el láser y la inferior es la señal reconstruida según la aproximación lineal.

Se observa claramente un desfase de cerca de 180° debido la respuesta del parlante.

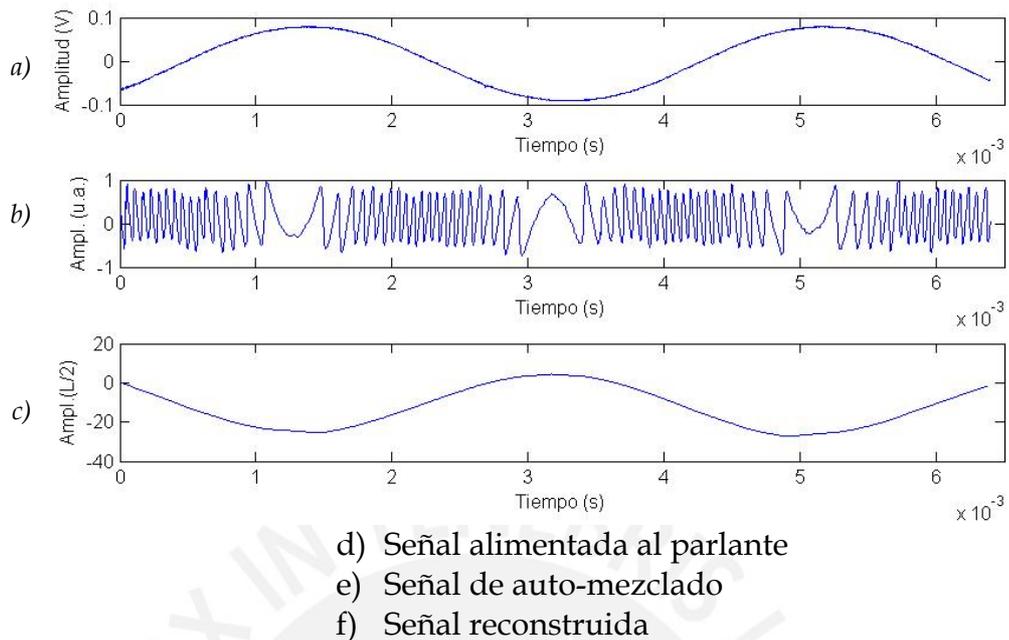


Fig. 4.9. Señal de auto-mezclado medida y reconstruida

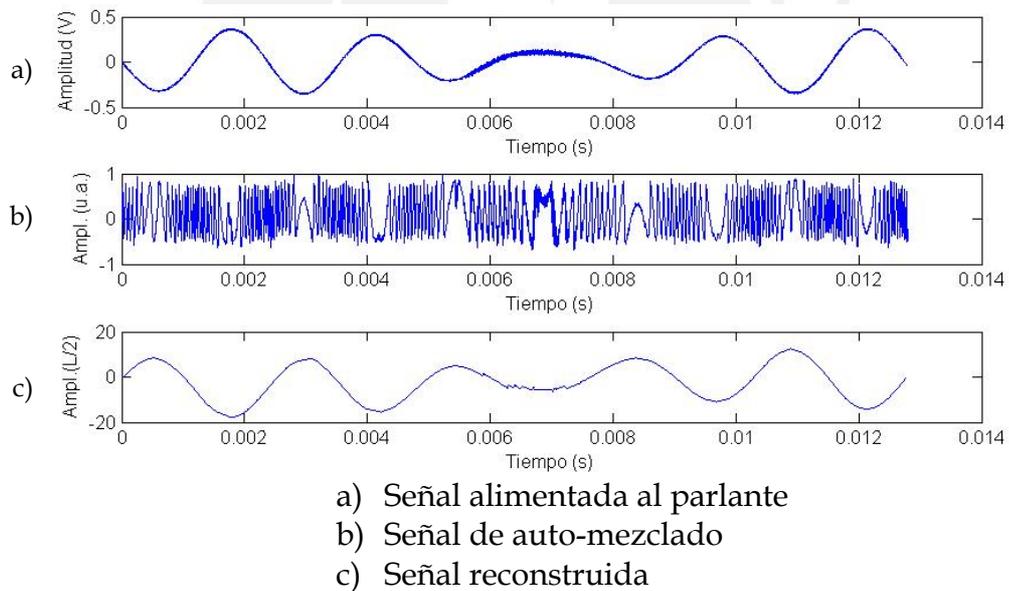


Fig. 4.10. Señal reconstruida: Desfase de 180° debido a la respuesta del parlante

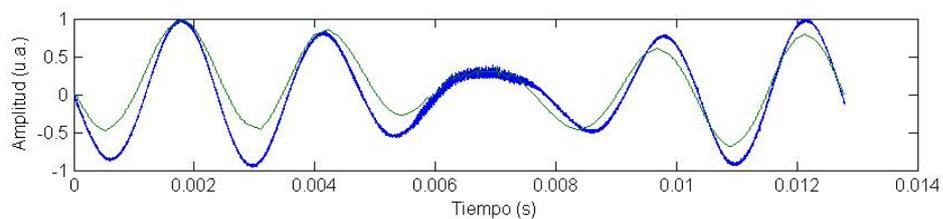


Fig. 4.11. Vista superpuesta de la señal alimentada al parlante y la reconstrucción de la Fig. 4.10a. con un corrimiento de fase de 180°

En la Fig. 4.11., una desviación evidente de la señal reconstruida debido a la acumulación de errores del levantamiento de la fase. El algoritmo considera las amplitudes de cada uno de los picos para el levantamiento de la fase, por ello la reconstrucción se ve afectada por esa falta de uniformidad.

La influencia de la respuesta en amplitud y fase del parlante es observada en la Fig. 4.12. Una señal con componentes en frecuencias de 639Hz y 210Hz fueron alimentadas al parlante. En la Fig. 4.13. se corrige la fase de acuerdo a la Fig. 4.15. y se muestra una vista superpuesta de ambas señales. La amplitud de cada una de las componentes de frecuencia de las señales fue de 100mV pico a pico.

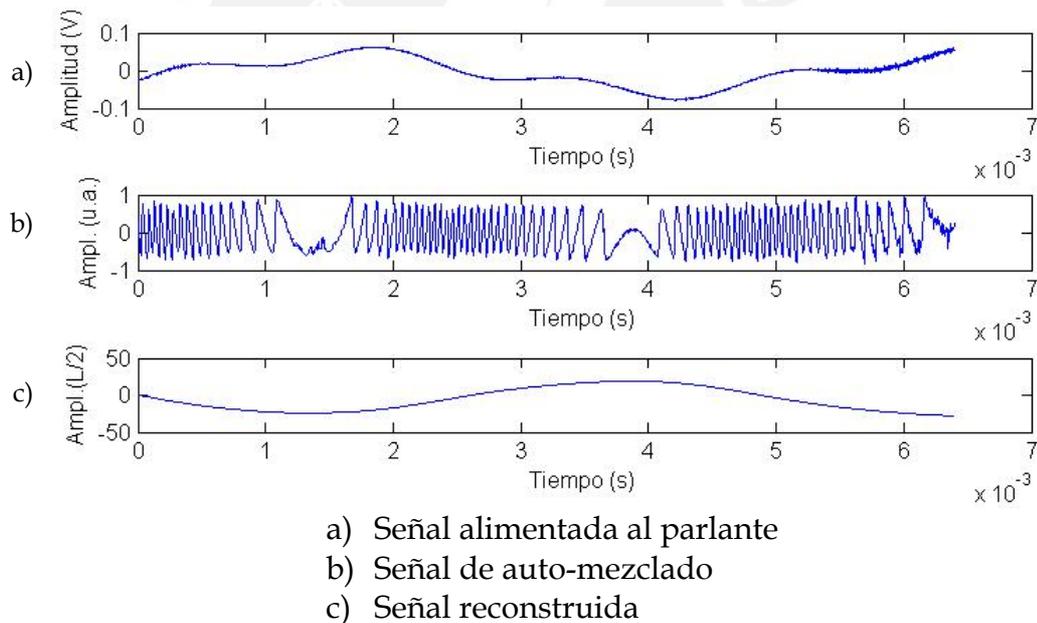


Fig. 4.12. Reconstrucción de una señal de $f = 640\text{Hz}$ y $f = 210\text{Hz}$ y su reconstrucción

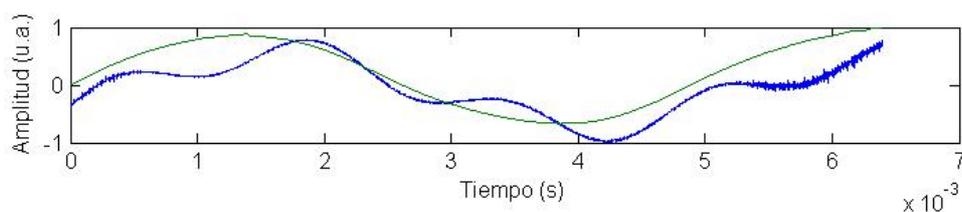


Fig. 4.13. Superposición de la señal alimentada al parlante y la señal reconstruida con la corrección de fase de 180°

La Fig. 4.13. muestra la influencia de la respuesta en amplitud de un parlante que es presentada en la Fig. 4.16.

4.4.3. Validación del método de medida

Para validar los resultados obtenidos fue necesario compararlo con otro método equivalente. Para ello se utilizó el mismo haz láser enfocado en la membrana del parlante pero la detección se realizó usando un PSD (Fotodetector Sensible a la Posición), el cual midió las desviaciones del objeto (punto de enfoque) debido al movimiento de la membrana.

Para esta medida se armó el arreglo experimental de la Fig. 4.14. Se usó un PSD Optek OSM910. Para recolectar la luz se usó un objetivo L1 de 10x con una apertura numérica de 0.25 localizada a $\sim 10\text{mm}$ de la membrana, un segundo objetivo L2 (20x/0.4) fue posicionada a una distancia de 13mm de L1 (medida desde los extremos de los objetivos), una tercera lente L3 de 2cm de distancia focal fue colocada para enfocar la luz al PSD.

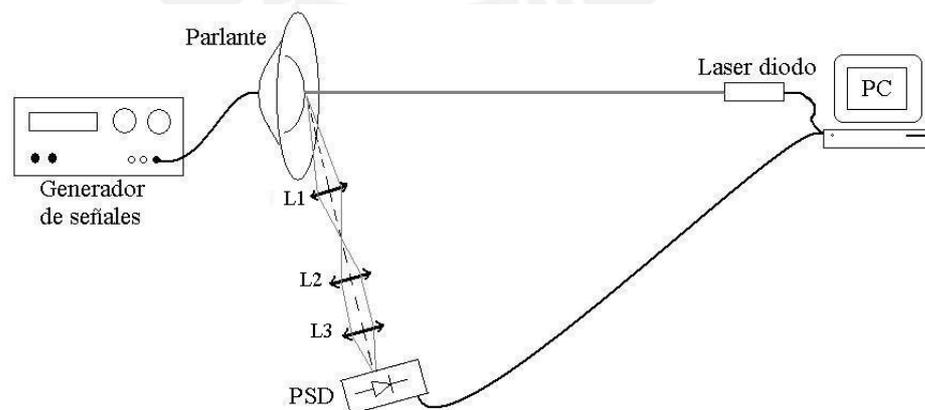


Fig. 4.14. Arreglo experimental: Respuesta en fase de un parlante

El haz láser fue incidido en el centro de la membrana del parlante y la luz esparcida fue recolectada por el arreglo de objetivos, tal que la

amplificación lateral medida fue mayor a 20x. La imagen de la mancha láser fue proyectada en la superficie de un PSD. Las desviaciones de posición de la mancha en el PSD debido a la vibración del parlante fue medido, amplificada y muestreada por la tarjeta de adquisición de datos.

La respuesta en fase de un parlante usando un PSD y obtenidas con el sensor láser son mostradas en la Fig. 4.15.

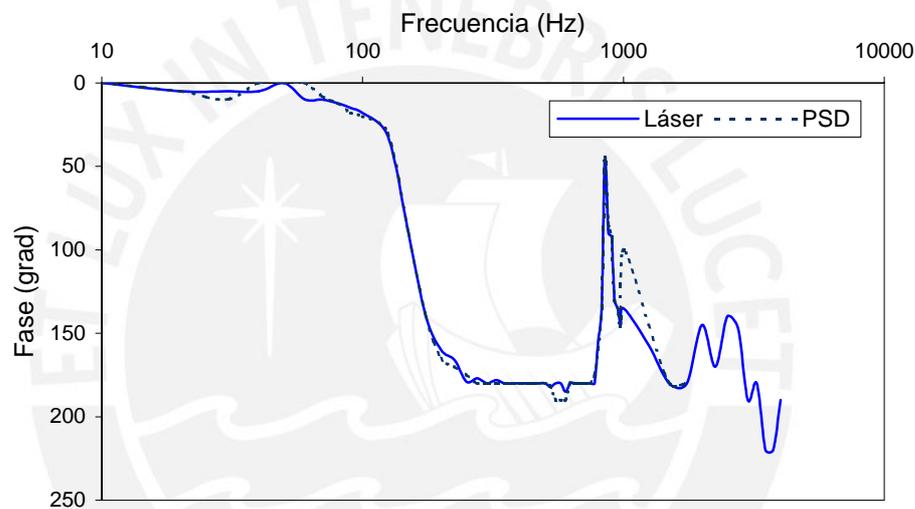


Fig. 4.15. Respuesta en fase de un parlante

En la Fig. 4.15. es evidente la equivalencia de ambos métodos de medida sin contacto.

El retardo de fase observado en la Fig. 4.9. y 4.12. es resultado directo de la respuesta temporal de la membrana.

La respuesta en amplitud medido con el PSD y el láser semiconductor se muestra a continuación.

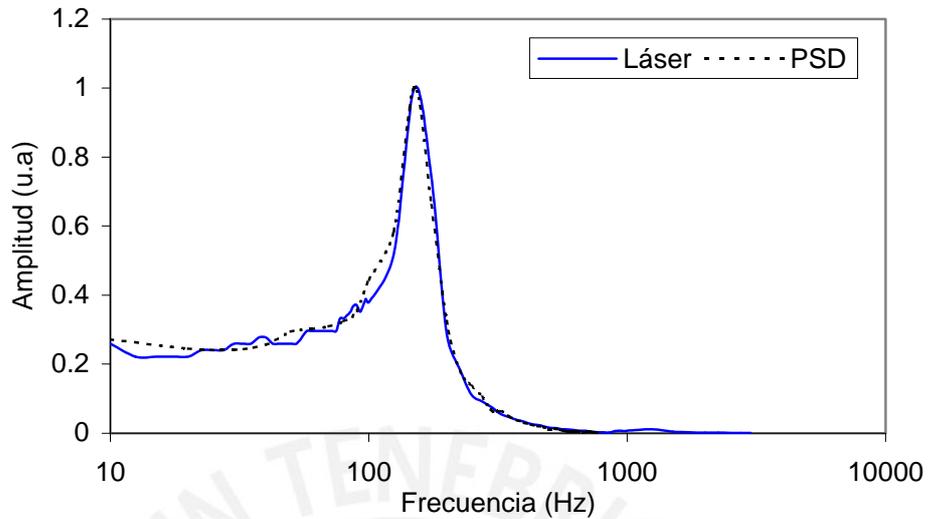


Fig. 4.16. Respuesta en amplitud de un parlante.

4.4.4. Evolución temporal

La evolución temporal fue realizada con el parlante a una distancia de 80cm del láser. El parlante fue alimentada con una señal sinusoidal de 500Hz y una amplitud de vibración pico a pico en la membrana de $7\lambda/2$. Se tomó una muestra cada 4.5 segundos durante una hora. Una gráfica tipo “waterfall” es mostrada en la Fig. 17.

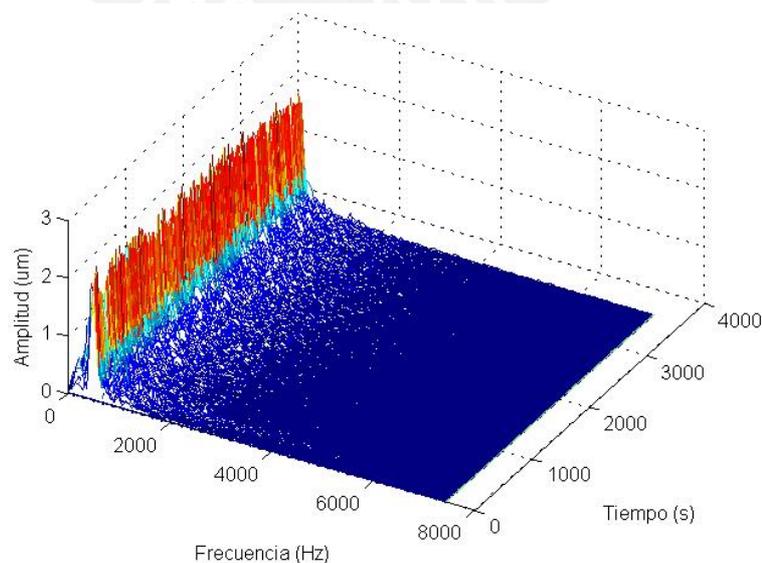


Fig. 4.17. Evolución del espectro en una hora

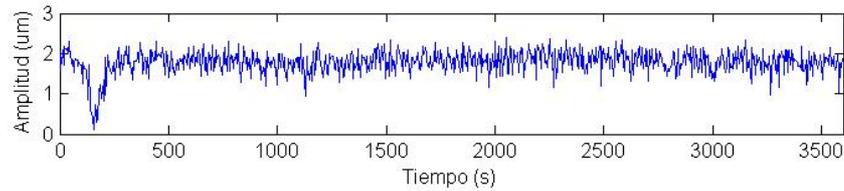


Fig. 4.18. Variación de la amplitud reconstruida

Las Figs. 4.17 y 4.18 muestran la estabilidad de la medida de amplitud y frecuencia. La amplitud reconstruida muestra variaciones aleatorias debido a la inestabilidad térmica de los láseres diodo. En la Fig. 4.18 se observa una disminución de la amplitud entre 100 y 300s debido a perturbaciones del entorno. Los datos medidos muestran una desviación estándar de 0.24µm. Esto nos lleva a afirmar que tenemos una resolución menor a media longitud de onda de la luz usada.

4.4.5. Error de reconstrucción: Aproximación lineal

Los errores de reconstrucción se encuentran principalmente en la aproximación lineal, esto es, la diferencia entre la recta aproximada y el valor real. A medida que la cantidad de luz reingresante a la cavidad aumenta, la asimetría de la señal también lo hace, de manera que la aproximación es más precisa según se observa en la Fig. 4.19. donde está consignado el error para valores de C de 0.7 a 2:

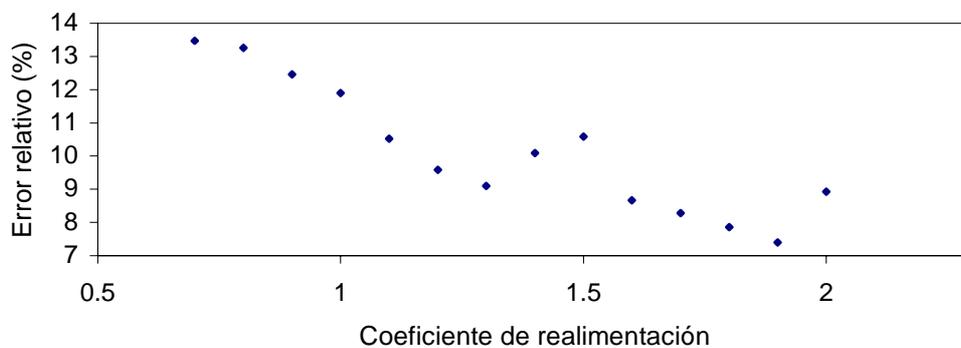


Fig. 4.19. Error de reconstrucción de desplazamiento

El error relativo disminuye de 13 a 7.5% porque la señal de auto-mezclado es más asimétrica a medida que aumenta C . Esto nos lleva a obtener una resolución mínima de $\lambda/2$ de las medidas de amplitud reconstruidas y $\lambda/3$ como máxima resolución.

Adicionalmente, como se comentó en el apartado 4.2.4.1. el error de reconstrucción es afectado por la desigualdad de la amplitud de los picos.

4.5. Discusión

Se reconstruyó desplazamientos sinusoidales de la membrana de un parlante para un rango de frecuencias de 1kHz a 4kHz con un error de amplitud máximo de 10%. Para frecuencias mayores a 4kHz la amplitud de oscilación de nuestro parlante fue menor que media longitud de la onda de luz usada, por ello no fue necesario reconstruir la señal de auto-mezclado. La misma señal contiene la frecuencia de vibración del blanco, solo una transformada rápida de Fourier fue aplicada y se obtuvo las componentes de frecuencia de oscilación.

El sensor láser no se limita a medir o reconstruir señales hasta 4kHz, sino que la respuesta del parlante usado no oscilaba a mayores amplitudes que la longitud de onda de la luz láser. El algoritmo implementado puede reconstruir la señal sin importar la frecuencia. La única limitación importante es la frecuencia de muestreo de la señal. Para cada frecuencia que se midió se observó directamente y se comprobó que las señales de auto-mezclado sean muestreadas correctamente según el criterio de Nyquist (frecuencia de muestreo $\geq 2 \times f$. señal). Las frecuencias de muestreo que fueron usadas fueron mayores a cuatro veces la máxima frecuencia observada.

Un error de reconstrucción apreciable en nuestras mediciones fueron los producidos por el ruido de alta frecuencia introducidas por la línea de alimentación AC. La condición para obtener una reconstrucción con errores menores al 10% fue cuando la razón señal a ruido fue mayor a 4. Esto es equivalente a tener una resolución mínima de $\lambda/2$.

La distancia desde el láser al blanco en donde fue posible el procesamiento de la señal fue de 10cm a 1.5m. Sin embargo, dentro de estas distancias mencionadas, la señal de realimentación disminuye debido a las inestabilidad inherente del láser semiconductor con las variaciones de temperatura.

Cuando se esta midiendo vibraciones con amplitudes menores a la mitad de la longitud de onda, si bien es cierto la frecuencia de la señal de auto-mezclado es la frecuencia de oscilación del objeto, se debe considerar la posición en fase del objeto y por tanto la posición de la señal de auto-mezclado.

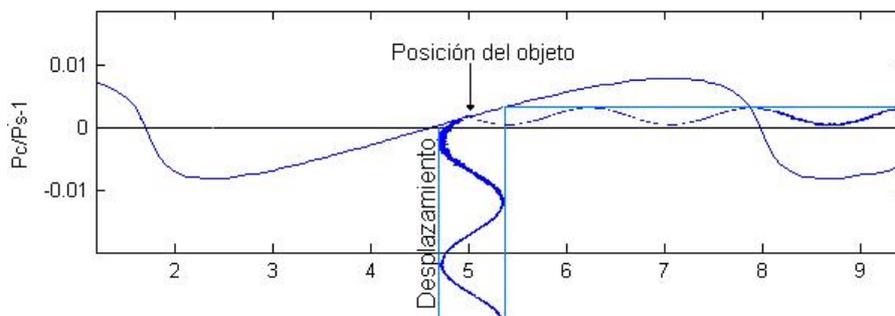


Fig. 4.20. Amplitudes de vibración menores a $\lambda/2$

Si la posición del objeto esta en medio de un máximo y mínimo (Fig. 4.20.) la señal será reproducida correctamente, si la posición del objeto esta cercana a un máximo o mínimo, la señal de auto-mezclado será distorsionada y la medición será incorrecta.

Esta forma de medida funciona muy bien, pero durante el trabajo de esta tesis no se ha considerado controlar automáticamente la posición del láser de tal manera de posicionar al objeto en el medio de un máximo y mínimo para un mejor performance.

4.6. Conclusiones

Las medidas de vibraciones con realimentación óptica en láseres diodo fue realizada con éxito. El error máximo relativo en el proceso de reconstrucción de desplazamiento fue de 13% para coeficientes de realimentación de 0.7 y 7% para C 1.7. Estos resultados expresados por fracciones de la longitud de onda dieron una resolución mínima obtenida es de $\lambda/2$.

La resolución en la frecuencia estuvo determinada por el número de datos adquiridos y por la frecuencia de muestreo de la tarjeta usada. (F. Muestreo /Número de datos)



CONCLUSIONES GENERALES

En el desarrollo de esta tesis se ha estudiado el fenómeno físico de la realimentación óptica en láseres diodo tanto teórica como experimentalmente. En la sección teórica se ha mostrado los parámetros que modifican la potencia y frecuencia de emisión. Además se simuló las soluciones de la ecuación de los láseres con realimentación óptica con un pequeño programa desarrollado en MatLab. Las simulaciones obtenidas se pudieron corroborar experimentalmente para todas las cantidades de realimentación presentadas en las simulaciones.

Después de la revisión teórica, la señal de auto-mezclado fue usada para medir magnitudes físicas.

La primera magnitud medida fue la distancia, en donde se moduló al láser diodo con una forma de onda triangular, para producir corrimientos lineales en la frecuencia de emisión, produciéndose máximos cuando los modos de la cavidad interna y externa fueron coincidentes. Con esto, se construyó y caracterizó un sensor de distancia para medidas desde 0.15m a 1.50m con una resolución de 3mm. La técnica usada en este arreglo fue medir la frecuencia de batimiento de la señal de auto-mezclado. Se comprobó experimentalmente que la amplitud de modulación de la corriente de inyección genera una frecuencia de excursión que determina la resolución de la distancia medida.

La segunda y tercera magnitud física medida fue la amplitud y frecuencia de oscilación mecánica de un blanco. Se armó un arreglo para medidas de desplazamientos /vibraciones a partir de la reconstrucción de la señal de auto-mezclado sabiendo que la separación espacial entre máximos en la señal

es media longitud de onda. La reconstrucción fue calculada utilizando una aproximación lineal de la señal de auto-mezclado debido a la asimetría característica de este tipo de arreglo. Las medidas de vibraciones realizadas fueron obtenidas con una resolución en amplitud menor a media longitud de onda y la resolución en frecuencia dependió de la frecuencia de muestreo y el número de datos adquiridas. Las señales reconstruidas estuvieron limitadas solo por la frecuencia de muestreo de la tarjeta usada.



ALGUNAS DESVENTAJAS

Las aplicaciones del fenómeno de realimentación óptica fueron revisadas adecuadamente en el ítem 2.5. De donde se pudo rescatar solo dos trabajos proyectados a una aplicación industrial concreta. El primero es el prototipo del vibrómetro láser construido por G. Giuliani, S. Bozzi-Pietra y S. Donati. Ellos realimentaron la corriente de inyección del láser diodo con la señal de auto-mezclado. Aumentaban la corriente de inyección si aumentaba el número de picos (desplazamiento positivo) en la señal y reducían la corriente si había un desplazamiento negativo, de manera tal que compensaban las diferencias de camino óptico controlando la corriente de inyección. La forma de la señal que manejaba al láser diodo era la forma de desplazamiento del objeto. La segunda aplicación aún mas interesante fue la realizada por la compañía Philips que presentó un prototipo en el año 2002 de un sensor de movimiento óptico incorporado en un teléfono móvil como entrada de "scroll" y "click". El sensor de movimiento fue desarrollado modulando la corriente de inyección (con una forma de onda triangular) en tres láseres diodo para un arreglo de tres ejes (x , y y z) enfocados en la superficie de contacto. La interpretación de dirección de movimiento del índice fue realizada según el número de picos de la pendiente positiva y negativa. El "click" es el resultado de la pérdida de enfoque.

La razón fundamental de la descripción que se hace a estos dos trabajos es porque, desde los inicios de la técnica de realimentación óptica en láseres diodo en 1981, solamente dos trabajos llegaron a ser prototipos comerciales. La explicación podría venir de un conjunto de factores determinantes en el éxito de la técnica.

Podríamos empezar por la razón señal a ruido mínima calculada tanto para un sensor de realimentación óptica como por la detección coherente. El cociente de estas magnitudes nos da 1.21×10^{-2} . Significa que la configuración de auto-mezclado es mucho peor que el método coherente. Es el precio a pagar por la reducción de la complejidad.

Para la medida de distancia y velocidades, la mayoría de las técnicas alternativas tienen una resolución mucho mejor a la mostrada por la realimentación óptica. Por ejemplo, la técnica de triangulación podría competir con la realimentación óptica. Muchos telémetros de distancia comerciales como el TLM-210 o TLM-300 (de PCE group) tienen rangos de medida de 0.05m a 100m con una precisión de 2mm y resolución de 1mm frente a uno de realimentación óptica que ha sido reportado para un rango de 0.05 a 2m con una resolución de 1mm.

Y para el caso de los velocímetros con realimentación óptica, la máxima velocidad reportada es de 0.4m/s.

De acuerdo a la experiencia obtenida en la realización de estas tesis, podemos resaltar algunas desventajas .

La amplitud de la señal de auto-mezclado en un láser diodo puede variar considerablemente de una media a otra dependiendo de la temperatura. Esto afecta la repetitividad de una medida. Se observó esta influencia mucho mas pronunciada para la medida de distancia, ya que hace uso de los modos longitudinales de oscilación láser.

La influencia de la rugosidad de la superficie también es otro aspecto a tomar en consideración. Un papel blanco como objeto puede producir variaciones de intensidad con solo cambiar de posición del haz a pesar de su capacidad

de difundir la luz. La rugosidad introduce componentes de alta frecuencia no deseadas debido al fenómeno speckle.

La disminución de la cantidad de luz realimentada con la distancia es también otro punto en consideración ya que a partir de dos metros la señal de auto-mezclado tiene una razón señal a ruido alrededor de uno. Esto podría mejorarse con un colimador (sistema colimador) para láseres diodo de mayor diámetro que el usado en la tesis (5mm). Pero esto limita el rango para distancias cortas, ya que la excesiva realimentación introduce inestabilidades de la cavidad óptica.

Un atenuador realimentado con la señal de automezclado sería la solución idónea a este problema.

A pesar de tener muchas dificultades, la potencialidad de esta técnica es reconocida y probablemente en un futuro cercano encuentre una aplicación idónea y salga de los laboratorios a una aplicación industrial.

PERSPECTIVAS

Los resultados de esta tesis puede ser una base para reflexionar sobre el posible desarrollo de una aplicación interesante y muy atractiva. Un micrófono láser.

El micrófono láser obtiene el sonido de una fuente particular sin ser molestado por el ruido ambiental parásita. Un micrófono direccional clásico esta limitado por la difracción de las ondas sonoras a unos pocos grados de direccionalidad (incluso si es parabólico) y no hay formas de evitar las fuentes de sonido que vienen dentro del ángulo de aceptación (reverberación, otras fuentes detrás del objeto de prueba). El micrófono láser, incluso, sin tener un alcance muy importante, podría ayudar a los sordos parciales o personas que padecen hipoacusia moderada. Por otro lado, la limitación principal de los paliativos actuales (micrófonos direccionales, micrófonos inalámbricos hasta implantes cocleares) es una menor dinámica de señal con respecto al oído sano, entonces el ruido del entorno reduce la eficiencia de estos dispositivos. Un micrófono que evita el ruido parásito al obtener solo el sonido de la fuente deseada sería una mejora en las situaciones corrientes de alto nivel de ruido ambiental.

La utilización del láser como un micrófono tiene ventajas considerables, ya que es capaz de medir vibraciones del sonido solamente del área de luz de enfoque, aislando automáticamente todas los sonidos del entorno. El reducido tamaño del láser diodo lo hace atractivo para la utilización adecuada y discreta del paciente.

Se hizo una prueba experimental poniendo un acelerómetro sobre la garganta, obteniéndose un sonido de buena calidad, con total insensibilidad a unos -80dB de ruido ambiental.

La forma de obtener la señal de audio, sería la misma utilizada para medir vibraciones. El objeto a medir sería la superficie de la piel humana donde se transmiten las vibraciones de las cuerdas vocales al pronunciar las palabras. Estas áreas de sensado serían el rostro y el cuello.

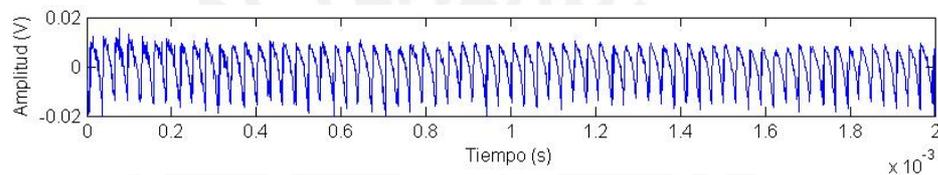
La señal medida sería procesada / reconstruida, amplificada y llevada a un auricular.

La señal de auto-mezclado medida tiene la desventaja de sentir u obtener información tanto de las oscilación de la piel como las producidas por el movimiento del individuo haciendo que el procesamiento de la señal sea mas compleja. Para muestrear la señal de auto-mezclado y obtener suficiente información para discriminar un movimiento de una oscilación y reproducir la forma de la señal es necesario que la frecuencia de muestreo sea cerca a 1MHz.

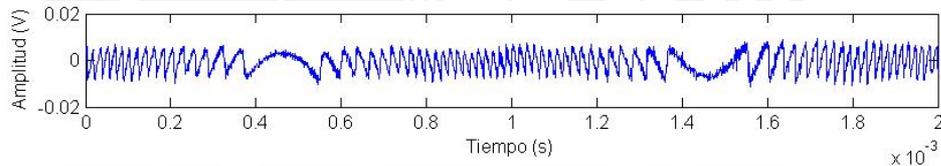
(Por ejemplo si la persona está detenida hablando y gesticulando, podemos asumir que tiene un movimiento de la cabeza de aproximadamente 5Hz con una amplitud mayor a 5mm, este movimiento de la cabeza produce una señal a una frecuencia de cerca de 40kHz, Si consideramos que esta persona pronuncia una vocal tal que la frecuencia es 600Hz con una amplitud de 26um, la combinación de los dos movimientos producirá una señal en algunos instantes de frecuencias de alrededor de 100kHz. Si queremos reproducir fielmente la señal tendremos que hacer el muestreo a una frecuencia de mayor a la frecuencia de Nyquist-Shannon, en este caso mayor a 200kHz. En todas nuestras medidas la adquisición fue realizada con un

sobremuestreo, ya que la señal no es sinusoidal sino que presentaban picos y llevaban componentes de alta frecuencia. Si consideramos cuatro veces la frecuencia de Nyquist tendremos una frecuencia de muestreo de 800kHz. En situaciones reales la voz tiene muchísimas componentes de frecuencias o armónicos combinadas con el movimiento corporal la frecuencia de muestreo deberá ser cerca del MHz)

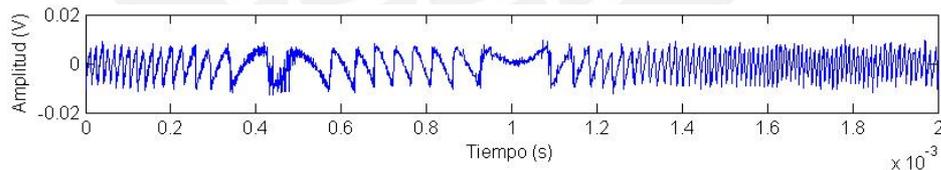
Señales muestreadas a 1MHz



Movimiento de 5Hz



Movimiento de 600Hz



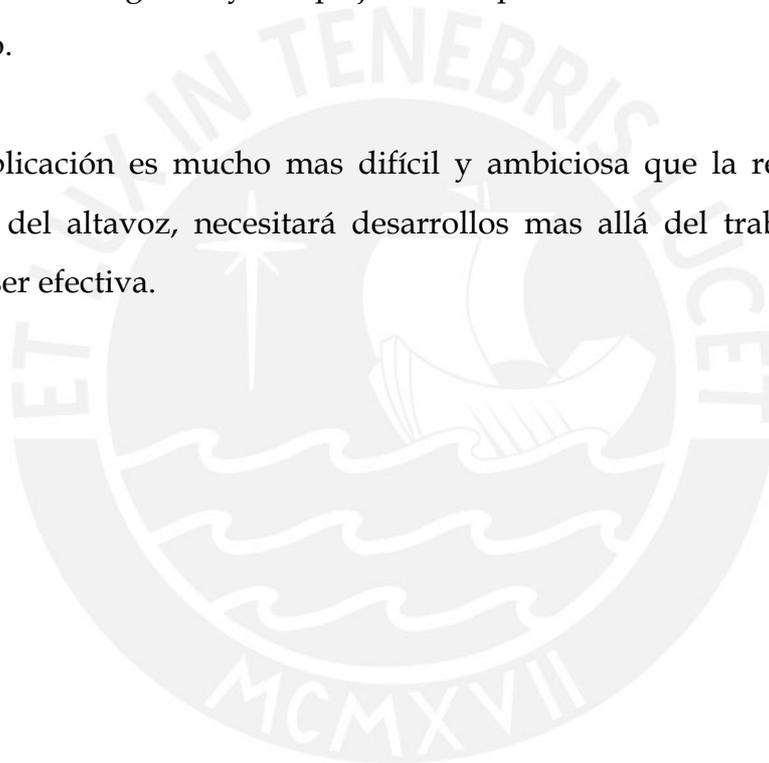
Movimiento combinado de 600Hz y 5Hz

Otro aspecto es la seguridad ocular. Los láseres que fueron usados para reconstruir la señal tenían potencia de alrededor de 10mW y pueden medir vibraciones hasta 1.5m en la piel humana. Láseres con potencias menores a 5mW no producen una señal detectables con la piel humana mayores a 90cm. Es necesario trabajar con una potencia menor a 1mW para cumplir con las normas establecidas.

Reproducir la voz de un sujeto con láser es completamente viable si la persona esta totalmente sin movimiento corporal. Es prácticamente una situación ideal.

La reproducción de sonido de un altavoz a bajo volumen también es factible incluso sin ningún procesamiento digital. Ya ha sido realizada en la publicación de Kazutaka Abe, Kenju Otsuka and Jing-Yuan Ko [63] quienes hicieron un arreglo muy complejo en comparación con la simplicidad de este método.

Esta aplicación es mucho mas difícil y ambiciosa que la reproducción del sonido del altavoz, necesitará desarrollos mas allá del trabajo actual para poder ser efectiva.



APÉNDICE A

Programa en entorno MatLab

Simulación de las señales de auto-mezclado

El programa que se muestra a continuación halla las raíces de la ecuación (2.5) para simular las señales de automezclado, tanto para un desplazamiento como para una modulación triangular.

Las figuras de simulación del capítulo 2 fueron realizadas por el siguiente programa

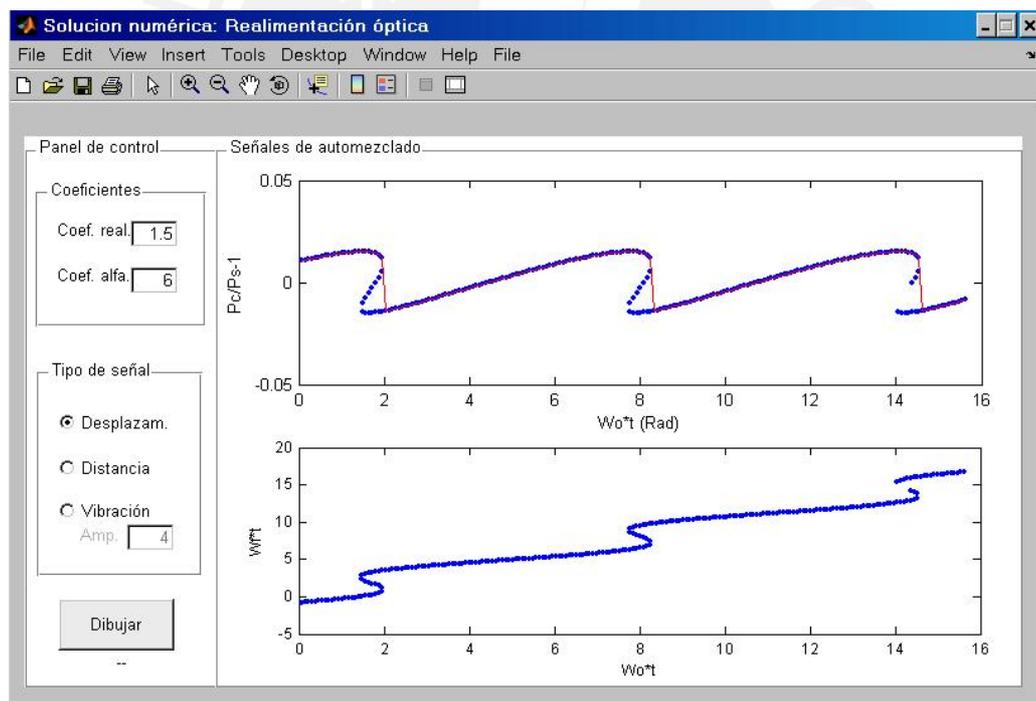


Fig. A1. Entorno grafico para la simulación

Nota: El siguiente código no ha sido optimizada.

```

function varargout = gsigdis(varargin)
% GSIGDIS Es una herramienta para simular una señal de automezclado
%   de un láser diodo.
%   >>GSIGDIS Es una función exclusiva de José Villanueva <<

gui_Singleton = 1;
gui_State = struct('gui_Name',       mfilename, ...
                  'gui_Singleton',  gui_Singleton, ...
                  'gui_OpeningFcn', @gsigdis_OpeningFcn, ...
                  'gui_OutputFcn',  @gsigdis_OutputFcn, ...
                  'gui_LayoutFcn',  [], ...
                  'gui_Callback',   []);

if nargin && ischar(varargin{1})
    gui_State.gui_Callback = str2func(varargin{1});
end

if nargin
    [varargout{1:nargout}] = gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
else
    gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
end

function gsigdis_OpeningFcn(hObject, eventdata, handles, varargin)
% This function has no output args, see OutputFcn.
% hObject    handle to figure
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)
% varargin   command line arguments to gsigdis (see VARARGIN)

% Choose default command line output for gsigdis
handles.output = hObject;

% Update handles structure
guidata(hObject, handles);

Inicializar_gui(hObject, handles, false);
% This sets up the initial plot - only do when we are invisible
% so window can get raised using gsigdis.

```

```

axes(handles.axes1);
cla;
if strcmp(get(hObject,'Visible'),'on')
    plot(0:0.1:5*pi,sin(0:0.1:5*pi));
    xlabel('Fase (Wo.t)')
    ylabel('F(Wf.t)')
end
axes(handles.axes2);
cla;
if strcmp(get(hObject,'Visible'),'on')
    plot(0:0.1:5*pi,0:0.1:5*pi);
    xlabel('Wo.t')
    ylabel('Wf.t')
end
% --- Outputs from this function are returned to the command line.
function varargout = gsigdis_OutputFcn(hObject, eventdata, handles)
% varargout cell array for returning output args (see VARARGOUT);
% hObject handle to figure
% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles structure with handles and user data (see GUIDATA)
% Get default command line output from handles structure
varargout{1} = handles.output;
% -----
function FileMenu_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject handle to FileMenu (see GCBO)
% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles structure with handles and user data (see GUIDATA)
% -----
function OpenMenuItem_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject handle to OpenMenuItem (see GCBO)
% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles structure with handles and user data (see GUIDATA)
file = uigetfile('*.fig');
if ~isequal(file, 0)
    open(file);
end
% -----
function PrintMenuItem_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject handle to PrintMenuItem (see GCBO)

```

```

% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles structure with handles and user data (see GUIDATA)
printdlg(handles.figure1)
% -----
function CloseMenuItem_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject handle to CloseMenuItem (see GCBO)
% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles structure with handles and user data (see GUIDATA)
selection = questdlg(['Close ' get(handles.figure1,'Name') '?'],...
                    ['Close ' get(handles.figure1,'Name') '...'],...
                    'Yes','No','Yes');
if strcmp(selection,'No')
    return;
end

delete(handles.figure1)

function C_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject handle to C (see GCBO)
% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles structure with handles and user data (see GUIDATA)
% get(hObject,'String') returns contents of C as text
% str2double(get(hObject,'String')) returns contents of C as a
double
C = str2double(get(hObject, 'String'));
if isnan(C)
    set(hObject, 'String', 0);
    errordlg('Input must be a number','Error');
end

handles.mixingdata.C = C;
guidata(hObject,handles)

% --- Executes during object creation, after setting all properties.
function C_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
% hObject handle to C (see GCBO)
% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles empty - handles not created until after all CreateFcns
called

```

```
usewhitebg = 1;
if usewhitebg
    set(hObject, 'BackgroundColor', 'white');
else

set(hObject, 'BackgroundColor', get(0, 'defaultUicontrolBackgroundColor'));
end

function alfa_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to alfa (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)

alfa = str2double(get(hObject, 'String'));
if isnan(alfa)
    set(hObject, 'String', 0);
    errordlg('Input must be a number', 'Error');
end

% Save the new alfa value
handles.mixingdata.alfa = alfa;
guidata(hObject, handles)

% --- Executes during object creation, after setting all properties.
function alfa_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to alfa (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    empty - handles not created until after all CreateFcns
called

usewhitebg = 1;
if usewhitebg
    set(hObject, 'BackgroundColor', 'white');
else

set(hObject, 'BackgroundColor', get(0, 'defaultUicontrolBackgroundColor'));
end
```

```

% --- Executes on button press in dibujar.
function dibujar_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to dibujar (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)
axes(handles.axes1);
cla;
% handles.mixeddata.wait = 'TEST'
% guidata(hObject,handles)
%set(handles.mixeddata.wait, 'String', handel.wait);
set(handles.wait, 'String', 'TEST ');
cc=handles.mixeddata.C;
aa=handles.mixeddata.alfa;
am=handles.mixeddata.inputamp;
% hObject == handles.radiopot
% hObject == handles.radiomod

fl=200;
cl=20;
if cc<=1
    in=0.8;
    if (get(handles.radiopot, 'Value')==1)
        for i = 1:fl
            t(i) = 5*(i-0.9)*pi/fl;
            w1(i) = fzero(@(x)fr(x,t(i),cc,aa),in);
        end
        m=cc*0.01; %3e8/2
        plot(t,m*cos(t.*w1))
        xlabel('Wo*t (Rad)')
        ylabel('Pc/Ps-1')
        axis([0 16 -0.05 0.05])
        axes(handles.axes2);
        cla;
        plot(t,t.*w1)
        xlabel('Wo*t (rad)')
        ylabel('Wf*t')
    elseif (get(handles.radiomod, 'Value')==1)
        k=1;
        for i = -fl/2:fl/2-1

```

```

        tr(k)=40.5*tripuls(i/(0.5*fl),2);
        wl(k) = fzero(@(x)fr(x,tr(k),cc,aa),in);
        k=k+1;
    end
    m=cc;
    P=m*cos(tr.*wl);
    Pm=tr-1.5*P;
    plot(((0:fl-1)*2*pi/fl),Pm)
    axis([0 6.3 -1 45])
    xlabel('Fase (deg)')
    ylabel('Potencia (u.a)')
    axes(handles.axes2);
    cla;
    plot(((0:fl-2)*2*pi/fl),diff(Pm,1))
    axis([0 6.3 -4 4])
    xlabel('Fase (deg)')
    ylabel('dP/dt')
else
    fl=400;
    A=am*pi;
    for i = 1:fl
        tr(i)=A*cos((i-1)*2*pi/fl);
        wl(i) = fzero(@(x)fr(x,tr(i),cc,aa),in);
    end
    P=cos(tr.*wl);
    plot(((1:fl)*2*pi/fl),tr/(2*pi))
    xlabel('Fase (deg)')
    axis([0 6.3 -am/2 am/2])
    ylabel('Amplit. de desp. (L/2)')
    axes(handles.axes2);
    cla;
    plot(((1:fl)*2*pi/fl),P)
    axis([0 6.3 -1 1])
    xlabel('Fase (deg)')
    ylabel('Potencia (u.a.)')
end
else
    if (get(handles.radiopot, 'Value') == 1)
        for i = 1:fl

```

```

        t(i) = 5*(i-1)*pi/fl;
        for j = 1:cl
            w1(i,j) = fzero(@(x)fr(x,t(i),cc,aa),3*(j-1)/(cl-1));
        end
    end
end
for i=1:cl
    t1(:,i)=t;
end
m=cc*0.01;
plot(t1(:),m*cos(t1(:).*w1(:)),'.',t1(:,1),m*cos(t1(:,1).*w1(:,1)),'r')
xlabel('Wo*t (Rad)')
ylabel('Pc/Ps-1')
axis([0 16 -0.05 0.05])
axes(handles.axes2);
cla;
plot(t1(:),t1(:).*w1(:),'.')
xlabel('Wo*t')
ylabel('WF*t')
elseif (get(handles.radiomod,'Value') == 1)
    %in=0.8;
    k=1;
    for i = -fl/2:fl/2-1
        tr(k)=40.5*tripuls(i/(0.5*fl),2);
        for j=1:cl
            w1(k,j) = fzero(@(x)fr(x,tr(k),cc,aa),3*(j-1)/(cl-1));
        end
        k=k+1;
    end
    for i=1:cl
        tr1(:,i)=tr; %(0:fl-1)*2*pi/fl; %tr;
    end
    m=cc;
    P=m*cos(tr1(:).*w1(:));
    Pm=tr1(:)-1*P;
    %plot(tr1(:),Pm(:))
    for i=1:cl
        t1(:,i)=(0:fl-1)*2*pi/fl; %tr;
    end
    plot(t1(:), Pm(:),'.',t1(:,1),Pm(1:fl,1),'r')

```

```

axis([0 6.3 -1 45])
xlabel('Fase (deg)')
ylabel('Potencia (u.a)')
axes(handles.axes2);
cla;
plot(((0:fl-2)*2*pi/fl),diff(Pm(1:fl,1),1))
axis([0 6.3 -4 4])
xlabel('Fase (deg)')
ylabel('dP/dt')
else
in=0.8;
fl=400;
A=am*pi;
for i = 1:fl
    tr(i)=A*cos((i-1)*2*pi/fl);
    wl(i) = fzero(@(x)fr(x,tr(i),cc,aa),in);
end
P=cos(tr.*wl);
%size(tr)
plot(((1:fl)*2*pi/fl),tr/(2*pi))
xlabel('Fase (Rad)')
axis([0 6.3 -am/2 am/2])
ylabel('Amp. de desp. (Lamda/2)')
axes(handles.axes2);
cla;
plot(((1:fl)*2*pi/fl),P)
axis([0 6.3 -1 1])
xlabel('Fase (Rad)')
ylabel('Potencia (u.a.)')
end
end
set(handles.wait, 'String', '--');

function dibujar_ButtonDownFcn(hObject,eventdata, handles)
set(handles.wait, 'String', 'TEST');
401

% -----
function radiopot_Callback(hObject, eventdata, handles)

```

```
% hObject    handle to unitgroup (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)

set(handles.inputamp,'enable','off');
set(handles.textamp,'enable','off');

% --- Executes during object creation, after setting all properties.
function radiopot_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to inputamp (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    empty - handles not created until after all CreateFcns
called

if ispc
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
else

set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
end

function radiomod_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to unitgroup (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)
set(handles.inputamp,'enable','off');
set(handles.textamp,'enable','off');

% --- Executes during object creation, after setting all properties.
function radiomod_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to inputamp (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    empty - handles not created until after all CreateFcns
called

if ispc
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
```

```

else

set(hObject, 'BackgroundColor', get(0, 'defaultUicontrolBackgroundColor'));
end

function radiovib_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to unitgroup (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)
%if get(hObject == handles.radiovib) == 1
setenableprop([handles.textamp handles.inputamp], 'on');
%else
%   setenableprop([handles.textamp handles.inputamp], 'off');
%end

% --- Executes during object creation, after setting all properties.
function radiovib_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to inputamp (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    empty - handles not created until after all CreateFcns
called

if ispc
    set(hObject, 'BackgroundColor', 'white');
else
set(hObject, 'BackgroundColor', get(0, 'defaultUicontrolBackgroundColor'));
end

% -----
function Inicializar_gui(fig_handle, handles, isreset)
if isfield(handles, 'mixingdata') && ~isreset
    return;
end

handles.mixingdata.C = 0.1;
handles.mixingdata.alfa = 6;
handles.mixingdata.inputamp = 4;

```

```

set(handles.C, 'String', handles.mixingdata.C);
set(handles.alfa, 'String', handles.mixingdata.alfa);
set(handles.inputamp, 'String', handles.mixingdata.inputamp);

set(handles.tiposenal, 'SelectedObject', handles.radiopot);
set(handles.textamp, 'enable', 'off');
set(handles.inputamp, 'enable', 'off');
handles.mixingdata.wait='Calculando...';
set(handles.wait, 'String', 'lll');
guidata(handles.figure1, handles);
function inputamp_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to inputamp (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)
inputamp = str2double(get(hObject, 'String'));
if isnan(inputamp)
    set(hObject, 'String', 0);
    errordlg('Input must be a number', 'Error');
end
% Save the new inputamp value
handles.mixingdata.inputamp = inputamp;
guidata(hObject, handles)
% --- Executes during object creation, after setting all properties.
function inputamp_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to inputamp (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    empty - handles not created until after all CreateFcns
called
if ispc
    set(hObject, 'BackgroundColor', 'white');
else
set(hObject, 'BackgroundColor', get(0, 'defaultUicontrolBackgroundColor'));
end

```

APÉNDICE B

Programas en LabView: Sensor de distancia y vibración

El programa en LabView adquiere, envía los datos a MatLab y muestra los resultados tanto par el sensor de distancia como el sensor de desplazamiento/vibraciones.

B1. Sensor de distancia:

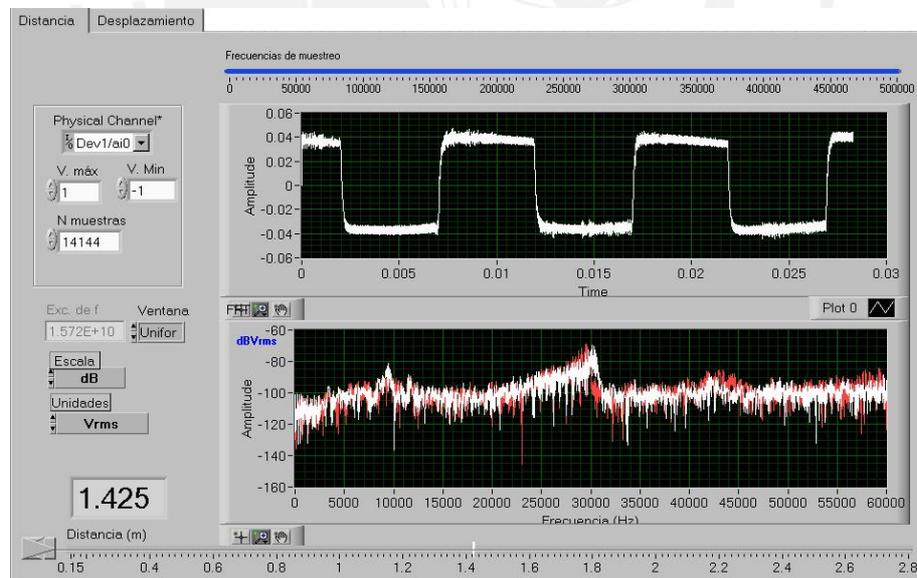


Fig. B1. Entorno LabView

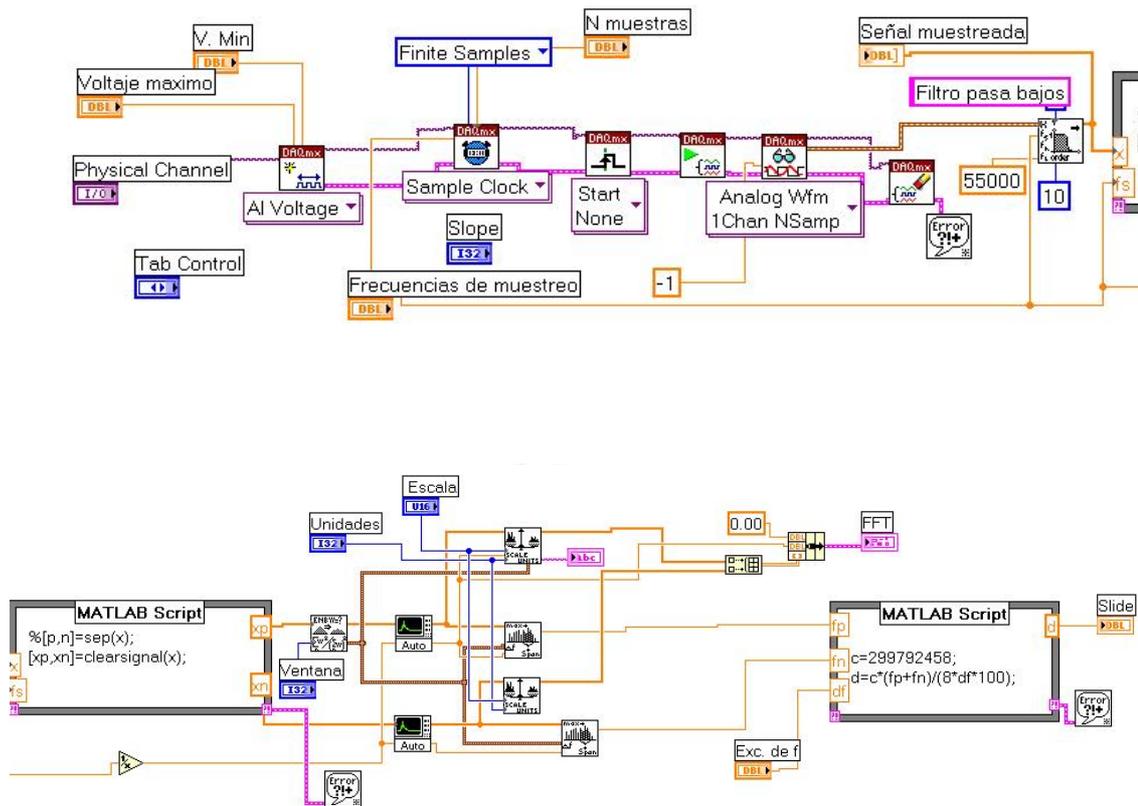


Fig. B2. Código LabView.

La primera parte de la Fig. B2 adquiere la señal, se filtra el ruido de alta frecuencia (mayores a 55kHz) porque la frecuencia de batimiento máxima obtenida para 2.8m es de 45kHz. Después la señal es introducida a MatLab para la separación de la señal cuadrada y la señal de batimiento a través de la función “clearsignal”

La segunda parte calcula la transformada de Fourier de cada una de las señales, se envía a MatLab para el cálculo de la distancia y finalmente se muestra el resultado en pantalla.

B2. Sensor de desplazamiento (vibraciones):

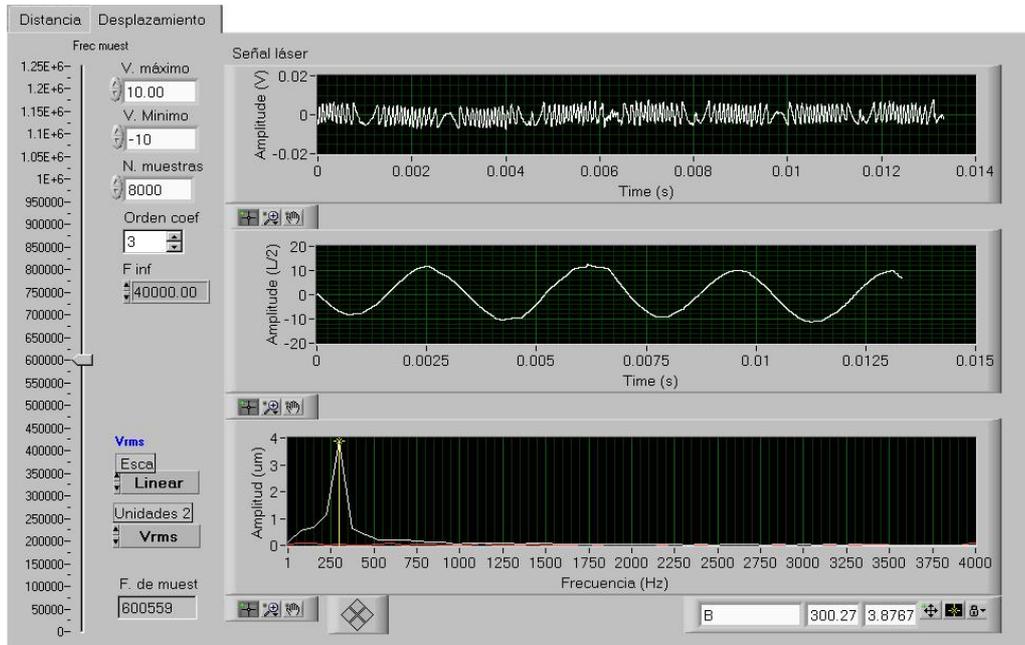
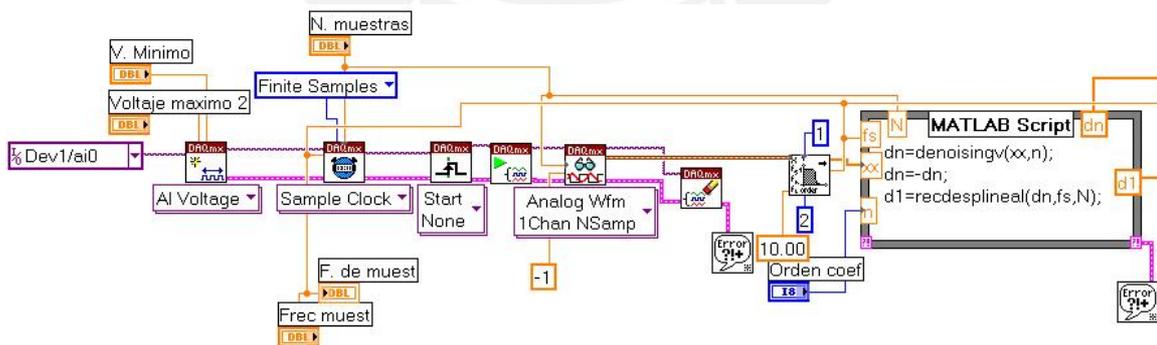


Fig. B3. Entorno: Sensor de vibraciones.



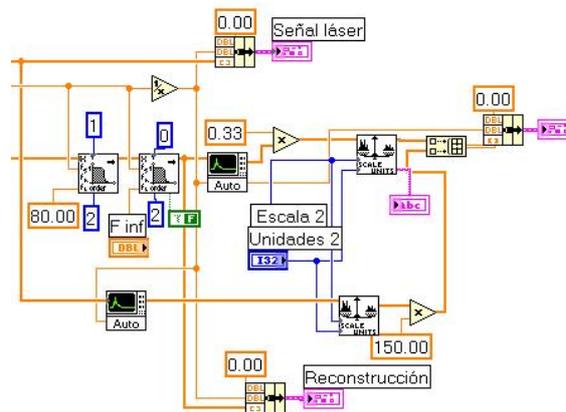


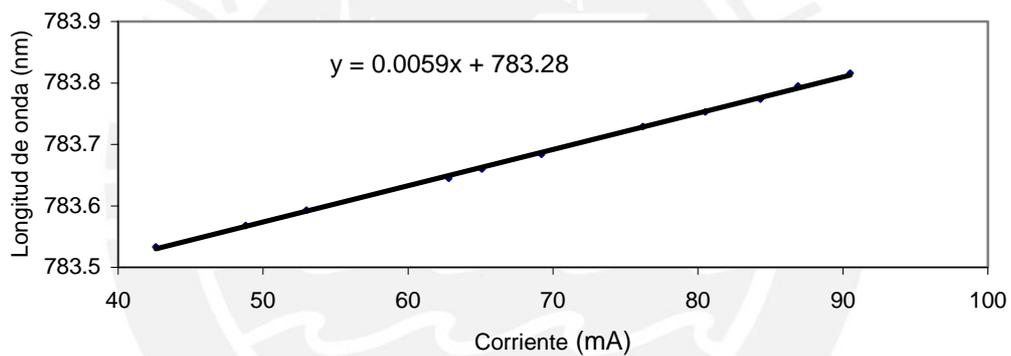
Fig. B4 Código LabView.

En la Fig. B4, la señal adquirida pasa por un filtro pasa altos de segundo orden a una frecuencia de corte de 10Hz, luego es llevada a MatLab para extraer el ruido de alta frecuencia. Se usa la función wavelet Daubechies de bajo orden y para separar el ruido se utiliza entre el primer y tercer coeficiente (“denoisingv”). Este coeficiente es una entrada en tiempo real en el entorno LabView (Fig. B3). Y finalmente se reconstruye la señal utilizando la función “recdeslineal” y finalmente se muestra el resultado en pantalla.

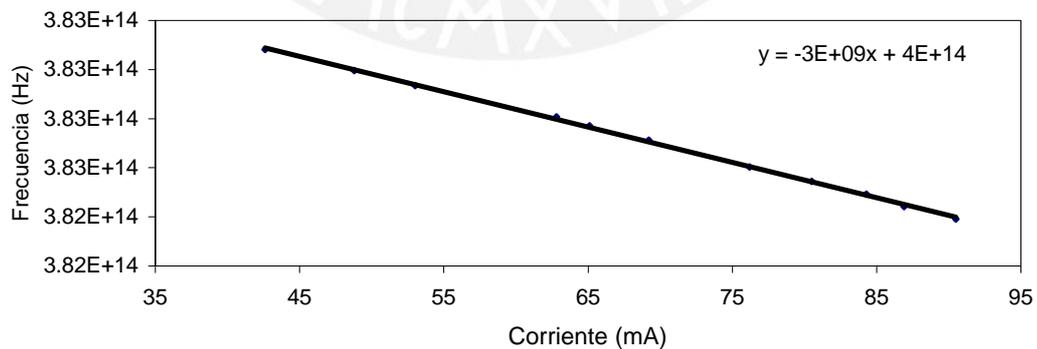
APÉNDICE C

Medida de la frecuencia de excursión por unidad de corriente

La frecuencia de excursión del láser diodo HL7851G fue medida tomando datos de la longitud de onda en función a la corriente de inyección. Los resultados obtenidos se muestran a continuación:



a)



b)

Fig. C1. Datos experimentales para obtener la frecuencia de excursión

El corrimiento de frecuencia por unidad de corriente es 3GHz/mA o también suele nombrarse en longitudes de onda: 5.9pm/mA

Para esta medida se usó un analizador de espectros ópticos Agilent 8614xB y un manejador de corriente para láser diodo



APÉNDICE D

Programas en MatLab: Reconstrucción del desplazamiento

La reconstrucción del desplazamiento de la señal de auto-mezclado es calculado con los siguientes programas:

D1. Aproximación lineal

```
function [sr1 nx]=recdesplineal(x,fs,N)
% RECDDESPLINEAL reconstruye el desplazamiento del blanco
% a partir de una señal de auto-mezclado
%
ma=max(x);
mi=min(x);
mm=max(abs([ma mi]));
x=x/mm;
t=0:1/fs:1/fs*(N-1);
%%%%%%%%---Selección de picos
[xx y]=picos02(x,N);
[nx ny]=repetidas(xx,y);
[nxx nyy]=picos11(nx,ny,max(size(nx)));
[nx1,ny1]=dispoints(nxx,nyy); %Discriminación de puntos
[nx2 ny2]=repetidas(nx1,ny1);
[nx3 ny3]=picos11(nx2,ny2,max(size(nx2)));
%%%%%%%%---Empezando a reconstruir
sr=recfase(nx3,ny3,N);
figure(1)
subplot(211); plot(t,x);
xlabel('Tiempo (s)')
ylabel('Ampl. (u.a.)')
sr1=corrzero(sr);
NN=max(size(sr1));
```

```

subplot(212);
plot(t(1:NN),sr1)
xlabel('Tiempo (s)')
ylabel('Ampl.(L/2)')

function [d4,d1] = recfase(nt,nx,N)
% RECFASE reconstruye la fase de la señal de auto-mezclado
% "nt": valores temporales de cada pico positivo y negativo.
% "nx": Valores en amplitud de cada pico positivo y negativo.
% "N" Numero de datos.

N2=max(size(nx));
q=0;
d1=[]; % Vector de verificación
h0=0; % Valor inicial
h1=0; % Incremento
d4=[]; % Señal reconstruida
if mod(N2,2)==0
    W2=N2-3;
    q=1;
else
    W2=N2-2;
end
for j=1:2:W2 %Selecciona los periodos de la señal
    t1=nt(j+1)-nt(j); % Tiempo del primer semi-periodo
    t2=nt(j+2)-nt(j+1); % Tiempo del segundo semi-periodo
    dt1=abs(nx(j+1)-nx(j))/t1; % Pendiente del primer semiperiodo
    dt2=abs(nx(j+2)-nx(j+1))/t2; % Pendiente del segundo semiperiodo
    [d1 d4 h0 h1]=levanfase(d1,d4,t1,t2,nt,nx,dt1,dt2,j,1,h0,h1,N);
    [d1 d4 h0 h1]=levanfase(d1,d4,t1,t2,nt,nx,dt1,dt2,j+1,-1,h0,h1,N);
%----- EN observacion
    if q==1 & j==W2
        t3=nt(j+3)-nt(j+2);
        dt3=abs(nx(j+3)-nx(j+2))/t3;
        [d1 d4 h0 h1]=levanfase(d1,d4,t2,t3,nt,nx,dt2,dt3,j+2,-
1,h0,h1,N);
    end
%-----

```

```

end

function [d1,d4,h0,h1]=levanfase(d1,d4,t1,t2,nt,nx,dt1,dt2,j,sig,h0,h1,N)
% "Levanfase" Aproxima por una recta un semi-periodo de la señal de
% auto-mezclado y lo modifica con la función atan. Luego incrementa una
% constante para la reconstrucción.
% Desde los puntos a y b de acuerdo a los valores de t1 y t2
% "levanfase" is a JOSE's function

if sig==1
    con1=nx(j+1)>nx(j) & nx(j+1)>nx(j+2);
    con2=nx(j+1)<nx(j) & nx(j+1)<nx(j+2);
else
    con1=nx(j)>nx(j-1) & nx(j)>nx(j+1);
    con2=nx(j)<nx(j-1) & nx(j)<nx(j+1);
end

if t1>t2
    if con1
        %k=1;
        d1=aproxlinea(d1,sig,nt(j),nt(j+1)-1,dt1,nx(j));
        d1(nt(j):nt(j+1)-1)=sig*atan(d1(nt(j):nt(j+1)-1));
        h0 = increm(nt,d1,sig,j,N);
        h1=h1+h0;
        d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d1(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
    elseif con2
        %h=1;
        d1=aproxlinea(d1,-sig,nt(j),nt(j+1)-1,dt1,nx(j));
        d1(nt(j):nt(j+1)-1)=sig*atan(d1(nt(j):nt(j+1)-1));
        h0 = increm(nt,d1,sig,j,N);
        h1=h1-h0;
        d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d1(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
    else
        d1=aproxlinea(d1,0,nt(j),nt(j+1)-1,dt1,nx(j)); %opcion prueba
        disp('Ingrese linl_1')
    end
elseif t1<t2
    if con1

```

```

    %h=1;
    d1=aproxlinea(d1,sig,nt(j),nt(j+1)-1,dt2,nx(j));
    d1(nt(j):nt(j+1)-1)=-sig*atan(d1(nt(j):nt(j+1)-1)); % menos
    h0 = increm(nt,d1,sig,j,N);
    h1=h1-h0;
    d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d1(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
elseif con2
    %k=1;
    d1=aproxlinea(d1,-sig,nt(j),nt(j+1)-1,dt2,nx(j));
    d1(nt(j):nt(j+1)-1)=-sig*atan(d1(nt(j):nt(j+1)-1)); %menos
    h0 = increm(nt,d1,sig,j,N);
    h1=h1+h0;
    d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d1(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
else
    [d1 pr]=aproxlinea(d1,0,nt(j),nt(j+1)-1,dt1,nx(j));
end
else
    disp('iguales')
end

function y=aproxlinea(y,m,a,b,de,xa)
%
% "aproxlinea" introduce a line between two points given for a and b
% if m is positive the line will have a positive slope
% "de" is the diferencial increment.
% xa is the initial position of the curve.
% "Aproxlinea" is a JOSE's function
g=0;
for i=a:b
    g=g+m*de;
    y(i)=xa+g;
end

```

D2. Ley de movimiento de Donati

```
function [sr1 nx]=recdespecuacion(x,fs,N)
```

```

% RECDDESPECUACION reconstruye una señal de auto-mezclado

ma=max(x);
mi=min(x);
mm=max(abs([ma mi]));
x=x/mm;
t=0:1/fs:1/fs*(N-1);
[xx y]=picos02(x,N);
figure(1)
subplot(211);
plot(t,x)
xlabel('Tiempo (s)')
ylabel('Amplitud (V)')
[nx ny]=repetidas(xx,y);
[nxx nyy]=picos11(nx,ny,max(size(nx)));
[nx1,ny1]=dispoints(nxx,nyy);
[nx2 ny2]=repetidas(nx1,ny1);
[nx3 ny3]=picos11(nx2,ny2,max(size(nx2)));

%%%%%%%%%---Epezando a reconstruir
sr=recfased(nx3,ny3,x,N);
subplot(212);
sr1=corrzero(sr);
NN=max(size(sr1));
plot(t(1:NN),sr1)
xlabel('Tiempo (s)')
ylabel('Amplitud (u.a.)')

function [d4,d2] = recfased(nt,nx,d1,N)
% RECFASED reconstruye la fase de la señal de auto-mezclado "d1"
% "nt": valores temporales de cada pico positivo y negativo.
% "N" Numero de datos.
% RECFASED is a JOSE's function

N2=max(size(nx));
q=0;
d2=[]; % Vector de prueba
d4=[]; % Señal reconstruida

```

```

h0=0; % valor inicial
h1=0; % Incremento
if mod(N2,2)==0
    W2=N2-3;
    q=1;
else
    W2=N2-2;
end
for j=1:2:W2 %
    t1=nt(j+1)-nt(j); % Tiempo del primer semiperiodo
    t2=nt(j+2)-nt(j+1); % Tiempo del segundo semiperiodo
    C=abs(0.5*pi*(t1-t2)/(t1+t2)); % Calculo de coheficiente C
    [d4 d2 h0 h1]=levanfased(d1,d2,d4,t1,t2,nt,nx,C,j,1,h0,h1,N);
    [d4 d2 h0 h1]=levanfased(d1,d2,d4,t1,t2,nt,nx,C,j+1,-1,h0,h1,N);
%----- EN observacion
    if q==1 & j==W2
        t3=nt(j+3)-nt(j+2);
        [d4 d2 h0 h1]=levanfased(d1,d2,d4,t2,t3,nt,nx,C,j+2,-1,h0,h1,N);
    end
%-----
end

function [d4,d2,h0,h1]=levanfased(d1,d2,d4,t1,t2,nt,nx,C,j,sig,h0,h1,N)
% LEVANFASE levanta la fase de un periodo de la señal de auto-mezclado
% despues de calcular la el desplazamiento segun la ley de movimiento
% de Donati
% LEVANFASED is a JOSE's function.

if sig==1
    con1=nx(j+1)>nx(j) & nx(j+1)>nx(j+2);
    con2=nx(j+1)<nx(j) & nx(j+1)<nx(j+2);
else
    con1=nx(j)>nx(j-1) & nx(j)>nx(j+1);
    con2=nx(j)<nx(j-1) & nx(j)<nx(j+1);
end
al=6;
if t1>t2
    if con1

```

```

    % k=1;
    d2(nt(j):nt(j+1)-1)=-sig*acos(d1(nt(j):nt(j+1)-1))+...
        C*(al*d1(nt(j):nt(j+1)-1)+sqrt(1-(d1(nt(j):nt(j+1)-
1)).^2))/(sqrt(1+al^2));
    h0 = incremd(nt,d2,sig,j,N);
    h1=h1+h0;
    d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d2(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
elseif con2
    % h=1;
    d2(nt(j):nt(j+1)-1)=-sig*acos(d1(nt(j):nt(j+1)-1))+... % menos
        C*(al*d1(nt(j):nt(j+1)-1)+sqrt(1-(d1(nt(j):nt(j+1)-
1)).^2))/(sqrt(1+al^2));
    h0 = incremd(nt,d2,sig,j,N);
    h1=h1-h0;
    d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d2(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
else
    disp('Ingreso lin1_1')
end
elseif t1<t2
    if con1
        %h=1;
        d2(nt(j):nt(j+1)-1)=sig*acos(d1(nt(j):nt(j+1)-1))+... % menos
            C*(al*d1(nt(j):nt(j+1)-1)+sqrt(1-(d1(nt(j):nt(j+1)-
1)).^2))/(sqrt(1+al^2));
        h0 = incremd(nt,d2,sig,j,N);
        h1=h1-h0;
        d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d2(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
    elseif con2
        %k=1;
        d2(nt(j):nt(j+1)-1)=sig*acos(d1(nt(j):nt(j+1)-1))+...
            C*(al*d1(nt(j):nt(j+1)-1)+sqrt(1-(d1(nt(j):nt(j+1)-
1)).^2))/(sqrt(1+al^2));
        h0 = incremd(nt,d2,sig,j,N);
        h1=h1+h0; %Positivo
        d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d2(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
    else
        disp('Ingreso lin1_2')
    end
end
else

```

```

if con1
    d2(nt(j):nt(j+1)-1)=acos(d1(nt(j):nt(j+1)-1));
    h0 = incremd(nt,d2,sig,j,N);
    h1=h1+sig*h0;
    d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d2(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
    disp('iguales')
else
    d2(nt(j):nt(j+1)-1)=acos(d1(nt(j):nt(j+1)-1));
    h0 = incremd(nt,d2,sig,j,N);
    h1=h1+sig*h0;
    d4(nt(j):nt(j+1)-1)=d2(nt(j):nt(j+1)-1)+h1;
end
end

function h0 = incremd(nt,d1,sig,j,N)

if sig==1
    if j==1
        h0=0;
    else
        h0=abs(d1(nt(j))-d1(nt(j)-1));
    end
else
    if nt(j+1)==N
        h0=abs(d1(nt(j+1)-1)-d1(max(size(nt)))));
    elseif nt(j)==1
        h0=abs(d1(nt(j))-d1(nt(j)));
    else
        h0=abs(d1(nt(j))-d1(nt(j)-1));
    end
end
end

```

APENDICE E

Diagrama esquemático: Circuitos analógicos

Toda la electrónica analógica mostrada en este apéndice fue diseñada, simulada e implementada.

E1. Manejador de láseres diodo/modulador

En la Fig. E1 se muestra el diagrama esquemático del manejador y/o modulador

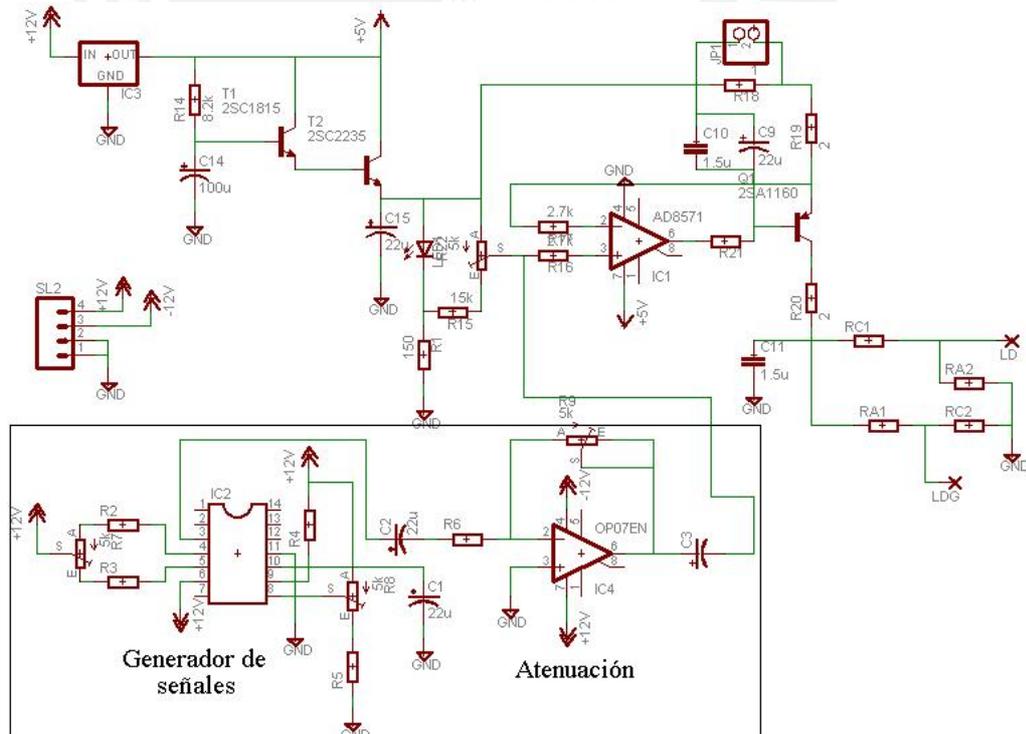


Fig. 1 Diagrama esquemático del manejador/modulador

El diagrama esquemático de la Fig. E1 fue utilizado para las medidas de distancia pero para medidas de desplazamiento, el esquemático encerrado en el recuadro no fue incluido.

E2. Trans-impedancia y pre-amplificación

En la Fig. E2 se muestra el diagrama esquemático del transimpedancia y dos etapas de amplificación básicas. Este diagrama funciona tanto para el distanciómetro como para el vibrómetro.

Valores de los componentes para cada sensor:

Distanciómetro láser: $C1 = 10\text{nF}$, $R1 = 1\text{k}\Omega$, $R_N = 10\text{k}\Omega$, $RA1 = RA2 = 0\Omega$.

Vibrómetro láser: $C1 = 1\mu\text{F}$, $R1=0\Omega$, $R_P = 10\text{k}\Omega$, $RC1 = RC2 = 0\Omega$

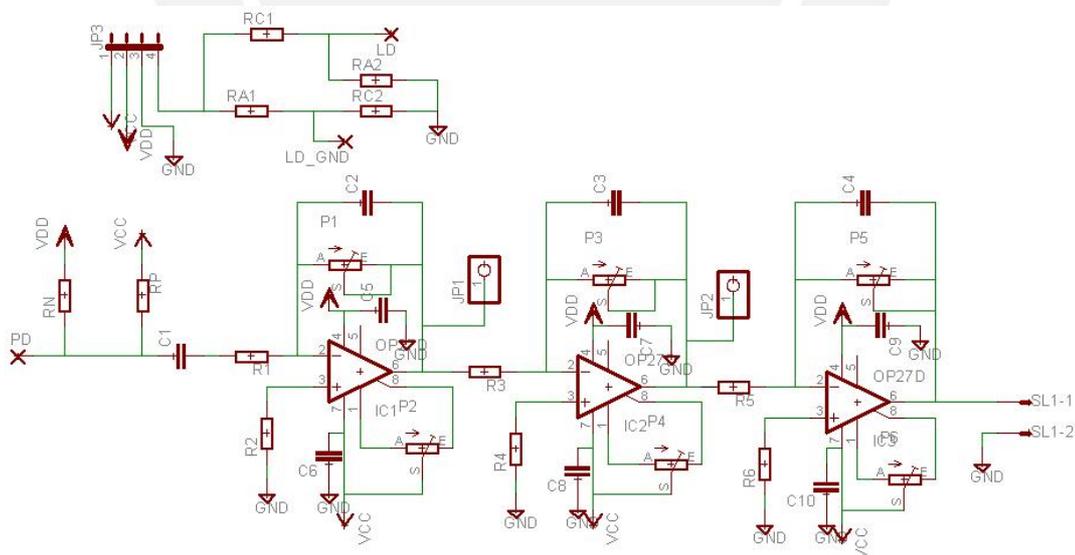


Fig. E2 Trans-impedancia y amplificación

Donde PD es el pin de entrada de la señal del fotodiodo PIN, RC1 y RC2, son puentes para la configuración de pines tipo 5C de láseres diodo, RA1 y RA2 para la configuración de pines 5A.

Es importante notar que la polarización inversa del fotodiodo con un voltaje adecuado (entre 5 y 30V), aumenta el ancho de banda de las medidas en comparación a una medida del fotodiodo en régimen fotovoltaico, en donde el tiempo de respuesta es limitado por la capacitancia interna del fotodiodo y la resistencia de carga. La capacitancia interna disminuye con el valor de la polarización inversa. La polarización inversa se realiza a través de la resistencia RN o RP dependiendo del tipo de láser.

La función de transferencias fueron simuladas en Micro-Cap 8.1.0.0 de cada uno de los circuitos diseñados son mostradas a continuación

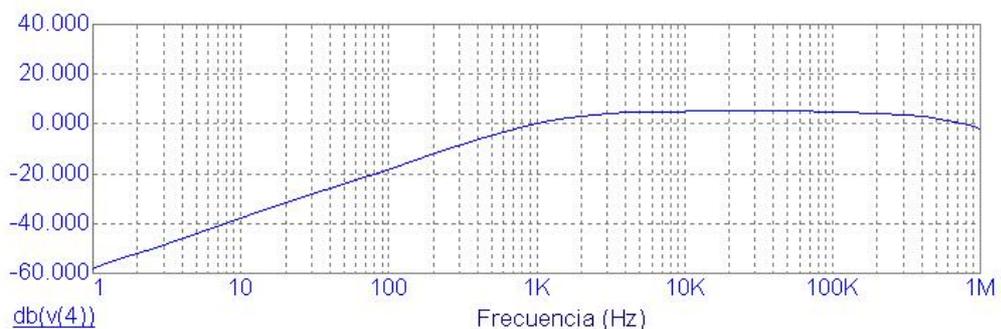


Fig. E3. Respuesta en amplitud para el distanciómetro láser

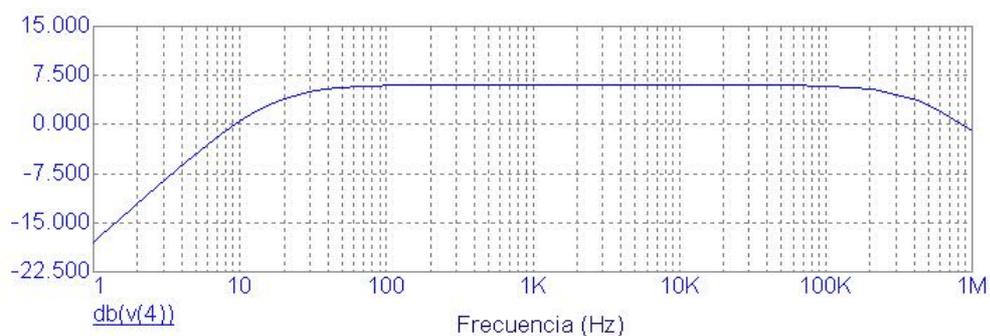


Fig. E4. Respuesta en amplitud del vibrómetro láser

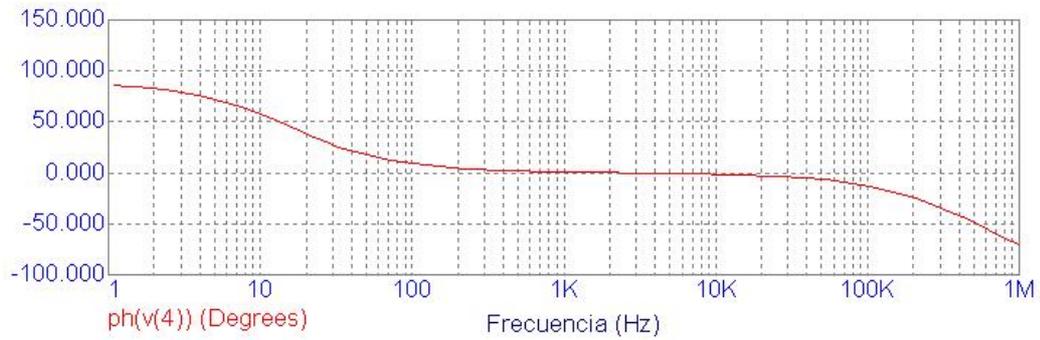


Fig. E5. Respuesta de la fase del vibrómetro láser



BIBLIOGRAFIA

1. P. G. R. King and G. J. Steward, "Metrology with and optical maser", *New Sci* 17, pp. 180, (1963).
2. M. J. Rudd, "A laser Doppler velocimeter employing the laser as a mixer-oscillator", *J. Phys. E* 1, pp. 723-726, (1968).
3. M. B. Spencer and W. E. Lamb, Jr. "Laser with and external injected signal", *Phys. Rev. A* 5, pp. 898-912, (1972).
4. S. Donati, "Laser interferometry by induced modulations of cavity field", *J. Appl. Phys.* Vol. 49, No. 2, pp. 95-497, (1978).
5. R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties", *IEEE J. Quantum Electron*, QE-16, pp. 347-355, (1980).
6. J. H. Churnside, "Laser Doppler velocimetry by modulating a CO₂ laser with backscattered light", *Appl. Opt.* 23, pp. 61-65, (1984).
J. H. Churnside, "Signal to noise in a backscatter-modulated Doppler velocimeter", *Appl. Opt.* 23, pp. 2079-2106, (1984).
7. S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida and M. Sumi, "Laser Doppler velocimeter using the selfmixing effect of a semiconductor laser diode", *Appl. Opt.* 25, pp. 1417-1419, (1986).

8. E. T. Shimizu, "Directional discrimination in the self-mixing type laser Doppler velocimeter", *Appl. Opt.* 26, pp. 41-4544, (1987)
9. H. W. Jentink, F. F. M. de Mul, H. E. Suichies, J. G. Aarnoudse, and J. Greve, "Small laser Doppler velocimeter based on the self-mixing effect in a laser diode", *Appl. Opt.* 27, pp. 379-385, (1988).
10. P. J. Groot, G. M. Gallatin, and S. H. Macomber, "Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode", *Appl. Opt.* 27, pp. 4475-4480, (1988).
11. G. Beheim and K. Fritsch, "Range finding using frequency-modulated laser diode", *Appl. Opt.* Vol. 25, No. 9, (1986)
12. S. Shinohara, H. Yoshida, H. Ikeda, K. Nishide and M. Sumi, "Compact and High-Precision Range Finder with Wide Dynamic Range and Its application", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 41. pp. 40 - 44, (1992).
13. F. Gouaux, N. Servagent and T. Bosch, "Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer", *App. Opt.* Vol. 37, No. 28, (1998).
14. T. Suzuki, S. Hirabayashi, O. Sasaki, and T. Maruyama "Self-mixing type of phase-locked laser diode interferometer", *Opt. Eng.* Vol. 38, No. 3, pp. 543-548, (1999)
15. S. Shinohara, T. Suzuki, H. Yoshida, H. Ikeda, M. Sumi, "Acquisition of 3-D image of still or moving objects utilizing laser diode range-finding speedometer", *IEEE Industrial Electronics, Control, and Instrumentation, Proceedings of the IECON'93.*, Vol. 3, pp. 1730-1735, (1993).

16. T. Bosch, N. Servagent, R. Chellali, M. Lescure, "A scanning range finder using the self-mixing effect inside a laser diode for 3-D vision", IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, IMTC-96., Conference Proceedings. 'Quality Measurements: The Indispensable Bridge between Theory and Reality'. Vol. 1, pp. 226-231, (1996).
17. T. Bosch, N. Servagent, R. Chellali, and M. Lescure, "Three-Dimensional Object Construction Using a Self-Mixing Type Scanning Laser Range Finder", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 47. No. 5, pp. 1326 - 1329, (1998).
18. E. Gagnon and J. Rivest, "Laser Range Imaging Using the Self-Mixing Effect in a Laser Diode", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 48. No. 3, (1999).
19. S. Pipatsart and P.P. Yupapin, "Low Noise Self-mixing System for Optical Imaging Applications", Lightwave Technology Research Center (LTRC), Department of Applied Physics, Faculty of Science, King Mongkut's Institute of Technology Ladkrabang (KMITL).
20. S. Donati, G. Giuliani, S. Merlo: "Laser Diode Feedback Interferometer for Measurement of Displacement without Ambiguity", IEEE J. of Quantum Electronics, vol. 31, pp. 113-119, January, (1995).
21. S. Donati, L. Falzoni, S. Merlo, "A PC-interfaced, compact laser-diode feedback interferometer for displacement measurements", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 45, No. 6, pp. 942-947, (1996).

22. P. A. Roos, M. Stephens, and C. E. Wieman, "Laser vibrometer based on optical-feedback-induced frequency modulation of a single-mode laser diode", Vol. 35, No. 34, pp. 6754-6761, (1996).
23. S. Merlo and S. Donati, "Reconstruction of displacement waveforms with a single-channel laser-diode feedback interferometer", IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. QE-33, No. 4, April (1997).
24. N. Servagent, T. Bosch, M. Lescure, "A laser displacement sensor using the self-mixing effect for modal analysis and defect detection", IEEE Transaction on instrumentation and measurement, Vol. 46, No. 4, August (1997).
25. T. Bosch, N. Servagent, M. Lescure, "A displacement sensor for spectrum analysis using the optical feedback in a single mode laser diode", IEEE Instrumentation and measurement technology conference, Ottawa, Canada, May 19 - 21, pp. 870-873, (1997).
26. N. Servagent, F. Gouaux and T, Bosch, "Measurement of displacement using the self-mixing interference in a laser diode", J. Opt. 29, pp. 168-173, (1998).
27. M. Norgia, S. Donati, "A Displacement-Measuring Instrument Utilizing Self-Mixing Interferometry", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements, vol. IM-52, No.6 pp. 1765-1770. (2003).
28. G. Giuliani, B. Bozzi Pietra, S. Donati, "Self Mixing Laser Diode Vibrometer", IoP Meas. Sc. & Technology, 14, pp. 24-32 (2003).

29. M. Norgia, G. Giuliani, S. Filippi, M. Gola, S. Donati, "Self-Mixing Laser Diode Vibrometer for the Measurement of Differential Displacements", Proc. ODIMAP V, Madrid Oct.2-4, pp.108-113, (2006).
30. C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor laser", IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. QE-18, No. 2, pp. 259-264, (1982).
31. C. Harder, K. Avahala, and A. Yariv, "Measurement of the Linewidth Enhancement Factor α of Semiconductor Lasers", Appl. Phys. Lett. Vol. 42, No. 4, pp. 328-330, (1983).
32. M. G. Burt, "Linewidth enhancement factor for quantum-well lasers", Elect. Lett., Vol. 20, No. 1, pp. 27-29, (1984).
33. G. Mourat, N. Servagent, and T. Bosch, "Optical Feedback Effects on the Spectral Linewidth of Semiconductor Laser Sensor Using Self-Mixing Interference", IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. 34, No. 9, (1998).
34. S. Ösdemir, S. Shinohara, H. Yoshida, "Effect of Linewidth Enhancement Factor on Doppler Beat Waveform Obtained from a Self-Mixing Laser Diode", Opt. Rev., Vol. 7, No. 6, pp. 550 - 554, (2000).
35. Y. Yu, G. Giuliani, S. Donati, "Measurement of the Linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers based on the Optical Feedback Self-Mixing Effect" IEEE Photonic Techn. Lett., vol. 14, pp 990-992, (2004).
36. F. F. M. de Mul, M. H. Koelink, A. L. Weijers, J. Greve, J.G. Aarnoudse, R. Graff, and A. C. M. Dassel, "Self-mixing laser-Doppler velocimetry of liquid flow and of blood perfusion in tissue", Appl. Opt., Vol. 31, No. 27, (1992).

37. P. A. Porta, D. P. Curtin, and J. G. McInerney, "Laser Doppler Velocimetry by Optical Self-Mixing in Vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 12, pp. 1719- 1721, (2002).
38. L. Krehut, J. Hast, E. Alarousu, R. Myllylä, "Low cost velocity sensor based on the self-mixing effect in a laser diode", *Opto-Electron. Rev.* Vol. 11, No. 4, pp. 313-319, (2003).
39. L. Scalise, Y. Yu, G. Giuliani, G. Plantier, and T. Bosch, "Self-Mixing Laser Diode Velocimetry: Application to Vibration and Velocity Measurement", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 53, No. 1, (2004).
40. S. K. Özdemir, S. Ito, S. Shinohara, H. Yoshida, and M. Sumi, "Correlation-based speckle velocimeter with self-mixing interference in a semiconductor laser diode", *Appl.* Vol. 38, No. 33, pp. 6859-6865, (1999).
41. S. K. Ozdemir, S. K. Takamiya, S. Ito, S. Shinohara, S. Yoshida, H. Shizuoka, "Self-mixing laser speckle velocimeter for blood flow measurement", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 49, No. 5, (2000).
42. S. K. Özdemir, S. Shinohara, S. Takamiya, and H. Yoshida, "Noninvasive blood flow measurement using speckle signals from a self-mixing laser diode: in vitro and in vivo experiments", *Opt. Eng.* Vol. 39, No. 9, pp. 2574-2580, (2000).
43. S. Özdemir, S. Takamiya, S. Shinohara, "A speckle velocimeter using a semiconductor laser with external optical feedback from a moving surface:

- effects of system parameters on the reproducibility and accuracy of measurements”, *Meas. Sci. Technol.*, 11, pp. 1447-1455, (2000).
44. S. K. Özdemir, S. Shinohara, S. Ito, S. Takamiya, and H. Yoshida, “Compact optical instrument for surface classification using self-mixing interference in a laser diode”, *Opt. Eng.* Vol. 40, No. 1, pp. 38-43, (2001).
 45. D. Hana, M. Wanga, J. Zhoua, “Self-mixing speckle interference in DFB lasers”, *Opt. Express*, Vol. 14, No. 8, pp. 3312-3317, (2006).
 46. S. Donati, M Sorel, “A Phase-Modulated Feedback Method for Testing Optical Isolators Assembled into the Laser Diode Package”, *Photon. Technol. Lett.*, Vol. 8, No. 3, pp. 405-407, (1996).
 47. E. Rosencher and B. Vinter, “*Optoélectronique*”, Mason, Paris, (1998)
 48. A. Yariv, “*Optical electronics in modern communications*”, ed. 5, Oxford, (1997).
 49. G. Giuliani and S. Donati, “Analysis of the Signal Amplitude Regimes in Injection-Detection”, *ODIMAP II*, Pavia, Italy, pp. 75-80, (1999).
 50. Y. Li, Y. Lu, J. Chen, D. Li and X. Zhou, “Specifying power-frequency bistability of external cavity semiconductor lasers”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 1 466-470, (1999).
 51. Y. Yu, H. Ye, and J. Yao, “Analysis for the self-mixing interference effects in a laser diode at high optical feedback levels”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 5, No. 2, pp. 117-122, (2003)

52. R. Ju, P. S. Spencer and K. A. Shore, "The relative intensity noise of a semiconductor laser subject to strong coherent optical feedback", *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* Vol. 6, No. 8, pp. S775-S779, (2004).
53. H. Deng and Y. Shevy, "Quantum amplitude modulation noise of semiconductor lasers with weak optical feedback", *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* Vol. 6, No. 4 pp. 256-262, (2004).
54. J. Xi, Y. Yu, J. F. Chicharo, and T. Bosch, "Estimating the Parameters of Semiconductor Lasers Based on Weak Optical Feedback Self-Mixing Interferometry", *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. 41, No. 8, (2005).
55. T. Bosch, N. Servagent, S. Donati, "Optical Feedback Interferometry for Sensing Applications", *Optical Engineering*, vol. 40, pp. 20-27, (2001).
56. G. Guiliani, M. Norgia, S. Donati, T. Bosch, "Laser diode self-mixing technique for sensing applications", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* pp. 283- 294, (2002).
57. V. Annovazzi-Lodi, S. Donati, and M. Manna, "Chaos and Locking in a Semiconductor Laser Due to External Injection", *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. 30, No. 7, (1994).
58. V. Annovazzi-Lodi, S. Donati, A. Scire, "Synchronization of chaotic injected-laser systems and its application to optical cryptography", Vol. 32, No. 6, pp. 953-959, (1996).
59. F. Gouaux, N. Servagent and T. Bosch, "A phase modulation method to improve the resolution of a self-mixing interferometer", 2th topical meeting

-
- on optoelectronic distance measurement and applications, Pavia, Italie, 81-86, (1999).
60. M. Misiti, Y. Misiti, G. Oppenheim J. Poggi, "Wavelet Toolbox (User's Guide)", MathWorks, 3th ver., (2005).
61. D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A. J. Den Boef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor laser due to optical feedback", IEEE J Quantum Electron. QE-21, 674-679, (1985).
62. M. Liess, G. Weijers, C. Heinks, A. van der Horst, A. Rommers, R. Duijve and G. Mimmagh, "A miniaturized multidirectional optical motion sensor and input device based on laser self-mixing", Meas. Sci. Technol. Vol. 13, 2001-2006, (2002).
63. K. Abe, K. Otsuka and J. Ko, Self-mixing laser Doppler vibrometry with high optical sensitivity: application to real-time sound reproduction.