



**INAOE**

**Efecto de Fuerza  
Foto-Electromotriz en  
Presencia de Dos Frecuencias**

por

**Iván Hernández Romano**

Tesis sometida como requisito parcial para  
obtener el grado de

**Maestro en Ciencias en la especialidad de  
Óptica**

en el

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y  
Electrónica**

Septiembre 2007

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

**Dr. Ponciano Rodríguez Montero, INAOE**

©INAOE 2007

El autor otorga al INAOE el permiso de  
reproducir y distribuir copias en su totalidad o en  
partes de esta tesis



# Resumen

El efecto de fuerza foto-electromotriz se ha empleado para determinar amplitudes de vibración (desplazamiento) ocasionadas por una onda ultrasónica al propagarse a través de un material. En el presente trabajo se propone introducir una señal de referencia para cuantificar los desplazamientos.

Debido a que van a existir dos señales en el efecto de fuerza foto-electromotriz, se hace un análisis experimental que consiste en observar el espectro de frecuencias de la señal y compararlo con el espectro de un interferómetro de Mach-Zehnder con dos frecuencias (se modula la fase de cada haz por medio de una señal senoidal).

Otros resultados de este análisis son:

Se obtienen las curvas que exhiben la relación entre la corriente de la señal del efecto de fuerza foto-electromotriz y la amplitud de modulación para dos moduladores; se observa que estas dos curvas son iguales dentro de los errores experimentales.

Además, se muestra experimentalmente que el cociente entre los voltajes de las señales de salida del efecto de fuerza foto-electromotriz son independientes de la intensidad.

Por último, se exponen los resultados obtenidos al determinar la amplitud de vibración de una onda ultrasónica al emplear el efecto de fuerza foto-electromotriz con una señal de referencia.

# Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento al Dr. Ponciano Rodríguez por su apoyo durante el desarrollo de este trabajo, así como sus correcciones al mismo.

Quiero agradecer a la Dr. Svetlana Mansurova por el tiempo dedicado a explicarme conceptos básicos de este trabajo.

Agradezco a los miembros del jurado: Dr. Baldemar Ibarra Escamilla, Dr. Gabriel Martínez Niconoff y al Dr. Francisco Javier Renero Carrillo por sus comentarios y correcciones a este trabajo.

A los compañeros Armando (por explicarme conceptos de electrónica), Pedro (por su apoyo en el laboratorio) e Ileana (por sus sugerencias y correcciones en esta tesis).

Finalmente, quiero agradecer al CONACYT, por la beca que me fue otorgada para llevar a cabo mis estudios de maestría.

# Dedicatoria

Este trabajo esta dedicado a:

Mis padres

*Gloria Romano Pérez*

*José Francisco Hernández Aguilar*

A mis hermanos

*Luz Elena Hernández Romano*

*Gloria Hernández Romano*

*José Francisco Hernández Romano*

y a mi sobrina

*Denisse Rosas Hernández*

Por todo el apoyo que he recibido de ellos en cualquier etapa de mi vida.

# Índice General

<b>Resumen</b>	<b>I</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>II</b>
<b>Dedicatoria</b>	<b>III</b>
<b>Índice General</b>	<b>IV</b>

<b>CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN GENERAL</b>	<b>1</b>
1.1 <b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.2 <b>Organización de capítulos</b>	<b>6</b>
1.3 <b>Referencias</b>	<b>7</b>

<b>CAPÍTULO 2 FUNDAMENTOS DE INTERFEROMETRÍA</b>	<b>8</b>
2.1 <b>Introducción</b>	<b>8</b>
2.2 <b>Interferencia</b>	<b>8</b>
2.2.1 Interferómetro de Michelson	8
2.2.2 Interferómetro de Mach Zehnder	11
2.2.3 Región de estabilización del interferómetro de Michelson y de Mach-Zehnder	12
2.3 <b>Amplitud de fase mínima detectable</b>	<b>15</b>
2.4 <b>Referencias</b>	<b>16</b>

<b>CAPÍTULO 3 FUNDAMENTOS DE FUERZA FOTO-ELECTROMOTRIZ</b>	<b>17</b>
3.1 Introducción	17
3.2 Efecto de Fuerza Foto-Electromotriz de estado no estacionario	17
3.3 Referencias	26
<b>CAPÍTULO 4 DESCRIPCIÓN EXPERIMENTAL</b>	<b>27</b>
4.1 Introducción	27
4.2 Arreglos experimentales	27
4.3 Láser	29
4.4 Moduladores Electro-Ópticos de Fase	29
4.5 Medidor de potencia	31
4.6 Amplificador Lock-in	32
4.7 Analizador de Espectros	32
4.8 Osciloscopio	33
4.9 Generador de Funciones	33
4.10 Fotodiodo	34
4.11 Cristal de GaAS	35
4.12 Referencias	36

<b>CAPÍTULO 5 CARACTERIZACIÓN DE LOS MODULADORES ELECTRO-ÓPTICOS Y EL DETECTOR ADAPTIVO</b>	<b>37</b>
<b>5.1 Introducción</b>	<b>37</b>
<b>5.2 Determinación del cambio de fase producido por un modulador electro-óptico en un interferómetro de Mach-Zehnder</b>	<b>37</b>
5.2.1 Caracterización de los moduladores	37
5.2.2 Proceso de calibración de los moduladores	39
5.2.3 Función de transferencia de los moduladores	43
5.2.4 Calidad de las señales producidas por los moduladores	44
<b>5.3 Caracterización del Cristal de GaAs</b>	<b>46</b>
<b>5.4 Referencias</b>	<b>50</b>
<b>CAPÍTULO 6 EFECTO DE FUERZA FOTO-ELECTROMOTRIZ EN PRESENCIA DE DOS TONOS: RESULTADOS EXPERIMENTALES Y ANÁLISIS</b>	<b>51</b>
<b>6.1 Introducción</b>	<b>51</b>
<b>6.2 Arreglo experimental</b>	<b>51</b>
<b>6.3 Efecto de la señal de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos frecuencias en diferentes condiciones</b>	<b>53</b>
6.3.1 Espectro de la señal de photo-EMF para $f_1, f_2 \sim f_0$ y $\Delta_1 = \Delta_2$	53
6.3.2 Espectro de la señal de photo-EMF para $f_1, f_2 > f_0$ y $\Delta_1 = \Delta_2$	55
6.3.3 Espectro de la señal de photo-EMF para $\Delta_1 \neq \Delta_2$ y $f_1, f_2 \sim f_0$	57
<b>6.4 Técnica de detección basada en interferometría convencional</b>	<b>59</b>
<b>6.5 Comparación entre la técnica de detección basada en el efecto de photo-EMF e interferometría convencional</b>	<b>61</b>

<b>CAPÍTULO 7 EFECTO DE FUERZA FOTO-ELECTROMOTRIZ EN PRESENCIA DE DOS TONOS: CARACTERÍSTICAS DE LAS SEÑALES Y APLICACIÓN</b>	<b>64</b>
7.1 Introducción	64
7.2 Comparación de las respuestas de los moduladores (empleando el efecto de photo-EMF)	64
7.3 El cociente entre las dos señales de photo-EMF no depende de la intensidad	66
7.4 Aplicación: determinación de la amplitud de vibración provocada por una onda ultrasónica en un material	70
7.5 Referencias	73
<b>CAPÍTULO 8 CONCLUSIONES</b>	<b>74</b>
8.1 Conclusiones	74
Lista de Figuras	76
Lista de Tablas	82



# Capítulo 1      Introducción General

## 1.1 *Introducción*

Las técnicas que generan y detectan ultrasonido han sido ampliamente desarrolladas para el estudio y la caracterización de diferentes materiales; éstas se han aplicado principalmente en la industria y en la medicina. En la industria se emplean pruebas no destructivas para la medición de diferentes parámetros, como por ejemplo: determinar el grosor de una muestra, localizar los defectos internos de un material, etc. En la medicina estas técnicas se emplean para la formación de imágenes del interior del cuerpo [1.1].

La técnica más usual para la generación y detección de ultrasonido es mediante transductores piezoeléctricos. En general estos transductores producen vibraciones ultrasónicas cuando se les aplica una diferencia de potencial (generación); recíprocamente al detectar una vibración, estos transductores producen una diferencia de potencial (detección). Típicamente las frecuencias producidas por estos transductores son mayores a 1MHz y las amplitudes de vibración ( $\delta$ ) son de algunas decenas de nanómetros [1.2].

La detección de ultrasonido también se puede realizar con métodos ópticos; ya sea con arreglos interferométricos convencionales o con arreglos basados en interferometría adaptiva [1.1].

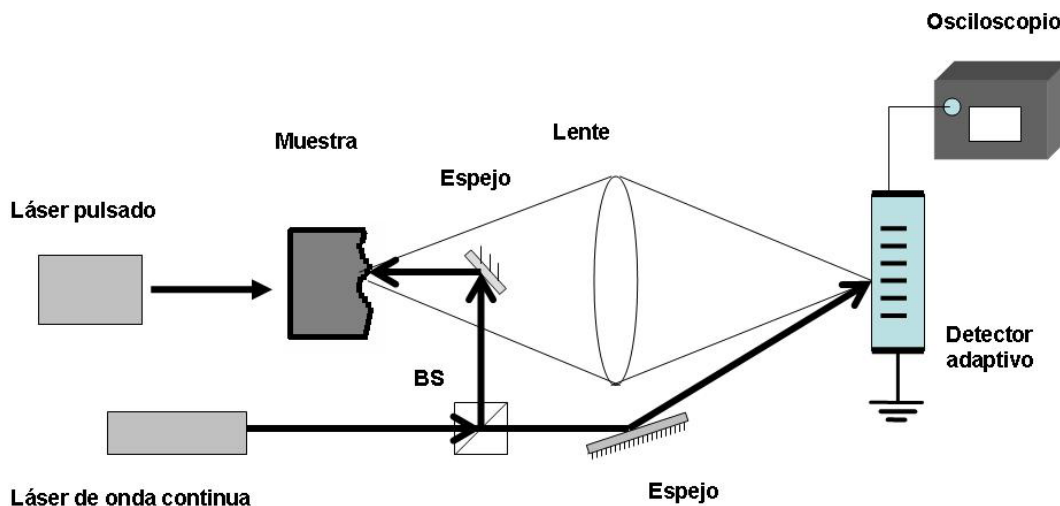
Las técnicas de detección de ultrasonido basadas en interferometría convencional tienen una sensibilidad muy grande, por ejemplo un interferómetro de Michelson puede detectar desplazamientos desde  $5.64 \times 10^{-15} \text{ mHz}^{-1/2}$  (se debe multiplicar por la raíz del ancho de banda del sistema electrónico para determinar el mínimo desplazamiento medible) con una potencia óptica de 1mW incidente en el fotodiodo [1.3] y en general los

interferómetros son auto-calibrables. Se dice que es auto-calibrable porque se sabe que cuando un interferómetro pasa de un máximo a un mínimo de intensidad se ha producido un cambio de fase de  $\pi$  radianes (lo mismo sucede para el voltaje detectado por el fotodiodo), lo que proporciona un valor de referencia para comparar los voltajes observados en el fotodiodo.

Las técnicas de detección de ultrasonido basadas en interferometría adaptiva emplean cristales fotorefractivos como detectores. La función de transferencia de estos sistemas se comporta como un filtro pasa altas (con frecuencias de corte  $f_0$  que varían de 10kHz a 100kHz) haciendo que estos sistemas sean inmunes a perturbaciones ambientales.

Los detectores adaptivos basados en el efecto de fuerza foto-electromotriz (su abreviación en inglés es photo-EMF, “non-steady-state photo-electromotive force”) han sido usados exitosamente para medir pequeños desplazamientos generados por ultrasonido en superficies rugosas [1.4]. Estos desplazamientos ultrasónicos ( $\delta$ ) son en general menores que la longitud de onda visible.

La Figura 1.1 muestra un arreglo experimental para la generación y detección remota (óptica) de ultrasonido mediante los detectores adaptivos.

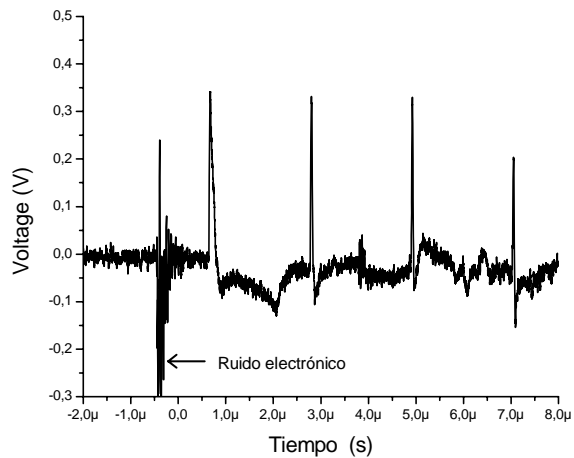


**Figura 1.1** Montaje experimental para la detección de ultrasonido (generado por un láser pulsado) por medio de un detector de photo-EMF[1.3]. Donde BS es un divisor de haz.

El ultrasonido se genera en la muestra bajo inspección por un láser pulsado (pulsos de aproximadamente 10ns con energía promedio de 500mJ por pulso). Las ondas así producidas viajan a través de la muestra hasta la cara opuesta donde producen pequeños desplazamientos en la superficie ( $\delta < \lambda$ ). Aquí es importante mencionar que una vibración ( $\delta$ ) en la superficie bajo prueba es equivalente a un cambio en la fase de la onda reflejada ( $\Delta$ ). A incidencia normal se tiene:

$$\Delta = \frac{4\pi\delta}{\lambda}. \quad (1.1)$$

La detección de las ondas (desplazamientos) ultrasónicas se realiza de la siguiente manera: El haz de un láser de onda continua de baja potencia se divide en dos. Uno de los haces (haz de señal) se envía a la muestra bajo inspección, la luz reflejada se recolecta con una lente y se enfoca en un detector adaptivo donde interfiere con el otro haz (haz de referencia). Bajo condiciones estáticas (sin vibraciones ultrasónicas en la muestra) el patrón de interferencia en el fotodetector adaptivo permanece estable y no produce corriente alguna. Pero cuando la onda ultrasónica llega a la superficie opuesta a la que fue generada, provoca un pequeño desplazamiento que a su vez induce un movimiento o desplazamiento del patrón de interferencia, generando así una corriente a través del detector adaptivo. La Figura 1.2 muestra el tipo de señal que se obtiene.



**Figura 1.2** Señal observada en el osciloscopio cuando un láser pulsado genera ultrasonido. Se utiliza un detector basado en el efecto de photo-EMF [1.3].

El primer pico corresponde a la primera onda ultrasónica que llega a la superficie y los siguientes picos corresponden a los ecos de ésta (es decir a los desplazamientos producidos después de que la onda realiza un viaje redondo dentro del material). La amplitud de estos picos es proporcional a la amplitud del desplazamiento en la superficie producida por la onda ultrasónica.

La detección adaptiva de ultrasonido (o de vibraciones en general) presenta algunas ventajas importantes respecto a las técnicas convencionales. Por ejemplo los fotodetectores adaptivos pueden compensar las perturbaciones/fluctuaciones producidas por el ambiente, pueden trabajar con muestras en movimiento ( $\geq 1\text{m/s}$  [1.4]) y son inmunes a la rugosidad en la superficie de la muestra (puede trabajar con los haces muy irregulares de "speckle"). Estas propiedades han hecho muy atractivos a los detectores adaptivos para aplicaciones fuera del laboratorio [1.5, 1.6, 1.7].

Sin embargo, la técnica de detección adaptiva presenta dos desventajas respecto a la detección interferométrica convencional:

I) Es aproximadamente un orden de magnitud menos sensible [1.8] :

$$\left( S_{\text{adaptiva}} \approx \frac{S_{\text{convencional}}}{4\sqrt{2}} \right).$$

II) El punto de auto-calibración para detectores adaptivos se obtiene para frecuencias altas (mayores que la frecuencia de corte  $f_0$ ) y amplitudes de vibración relativamente grandes ( $\delta \sim \lambda$ ), o equivalentemente a amplitudes de modulación grandes ( $\Delta \sim 1rad$ ).

En esta tesis abordaremos el segundo punto. En general, técnicamente es difícil introducir amplitudes de vibración ultrasónicas grandes ( $\delta \sim \lambda$ ) a alta frecuencia (ultrasonido), esto equivale a introducir amplitudes de modulación grandes ( $\Delta \sim 1$ ) usando un modulador electro-óptico. Debido a esta dificultad técnica, en esta tesis proponemos la introducción de un modulador electro-óptico en el otro brazo del arreglo del efecto de fuerza foto-electromotriz con la finalidad de tener una señal de referencia.

La caracterización del modulador electro-óptico (que se utiliza como referencia) da información de la relación que existe entre el voltaje aplicado al modulador y la amplitud de modulación en radianes (el cambio de fase que experimenta la onda). Al conocer la amplitud de modulación de la señal de referencia se puede determinar la amplitud de modulación de la señal que proviene de la onda ultrasónica o de otro modulador.

## **Objetivo**

El primer objetivo de esta tesis es el estudio experimental del efecto de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos frecuencias o tonos. El segundo objetivo es utilizar este efecto con dos frecuencias para calibrar los cambios de fase provocados por los desplazamientos hechos por una onda ultrasónica al viajar en un material.

## **1.2 Organización de capítulos**

En el capítulo 2 se exponen los conceptos básicos de interferometría y se hace una descripción del interferómetro de Michelson y de Mach-Zehnder.

En el capítulo 3 se describe el efecto de fuerza foto-electromotriz de estado no estacionario.

En el capítulo 4 se muestran las características más importantes del equipo experimental empleado durante la elaboración de esta tesis.

En el capítulo 5 se describen los experimentos que se emplearon para caracterizar a los moduladores electro-ópticos y al cristal fotorefractivo, que se empleo como detector.

En el capítulo 6 se presenta el arreglo experimental que se emplea para observar el efecto de fuerza foto-electromotriz con dos frecuencias y se muestran los resultados y el análisis realizado. Se describe el interferómetro de Mach-Zehnder que se utiliza para observar dos frecuencias y se comparan sus resultados con los del efecto de photo-EMF.

En el capítulo 7 se muestra una característica del efecto de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos tonos y se presenta una aplicación de éste.

En el capítulo 8 se presentan las conclusiones de esta tesis.

### **1.3 Referencias**

[1.1] C. B. Scruby and L. E. Drain, Laser Ultrasonics Techniques Applications Hilger. Bristol. 1990.

[1.2] <http://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Ultrasonics/EquipmentTrans/characteristicspt.htm>

[1.3] J. W. Warner y J. B. Spicer, J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 4, No. 8 (1987).

[1.4] S. Stepanov, P. Rodriguez, S.Trivedi and C.-C.Wang, Appl. Phys. Lett., Vol 84, No 2, 2004.

[1.5] <http://www.lasson.com/Lbu.htm>

[1.6] <http://www.brimrose.com/>

[1.7] <http://www.bossanovatech.com/tempo.htm>

[1.8] R. J. Dewhurst y Q. Shan, Meas. Sci. Technol. 10, R139 (1999).

## **Capítulo 2 Fundamentos de Interferometría**

### ***2.1 Introducción***

En este capítulo se hará una descripción general del funcionamiento del interferómetro de Michelson y de Mach-Zehnder como instrumentos capaces de medir pequeños desplazamientos o pequeñas variaciones de fase. Las mediciones de estos cambios se realizan cuando los interferómetros están en su región lineal.

### ***2.2 Interferencia***

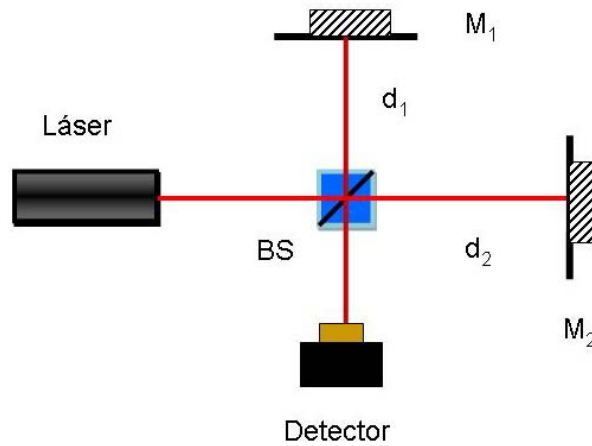
La interferencia óptica surge cuando dos o más ondas de luz se superponen en el espacio generando un patrón de intensidad que no es igual a la suma de las intensidades individuales de cada onda [2.1].

Para poder observar un patrón de interferencia que resulta de la superposición de dos o más ondas es necesario que la diferencia de fase entre éstas permanezca constante durante un cierto tiempo para que un detector lo pueda registrar, y que la polarización de las ondas sea la misma.

#### **2.2.1 Interferómetro de Michelson**

El interferómetro de Michelson es de división de amplitud. El haz de una fuente de luz monocromática se dirige hacia un divisor de haz que divide la amplitud y genera dos haces; uno de ellos se dirige hacia el espejo  $M_2$  y el otro se dirige hacia el espejo  $M_1$ , como se muestra en la Figura 2.1. Los espejos reflejan los haces y los dirigen hacia el divisor de haz, donde se recombinan y se dirigen al detector.





**Figura 2.1** Diagrama del interferómetro de Michelson. BS es un divisor de haz.  $M_1$  y  $M_2$  son espejos.  $d_1$  y  $d_2$  son las distancias del divisor de haz a cada espejo respectivamente.

Si el frente de onda es plano; las amplitudes de los haces a la salida del interferómetro son:

$$E_1 = E_{01} \exp[i(2kd_1 + \varphi_1)], \quad (2.1)$$

$$E_2 = E_{02} \exp[i(2kd_2 + \varphi_2)], \quad (2.2)$$

donde  $E_{01}$  y  $E_{02}$  son las amplitudes de los haces respectivamente,  $k = 2\pi/\lambda$  es el número de onda,  $d_1$  y  $d_2$  son las distancias del divisor de haz al espejo  $M_1$  y al espejo  $M_2$  respectivamente,  $\varphi_1$  y  $\varphi_2$  son las fases de las ondas.

Lo que se observa en el detector es la intensidad  $I = \frac{n}{\mu c} |E|^2$ , donde  $n$  es el índice de refracción,  $\mu$  es la permeabilidad y  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. El patrón de interferencia está descrito por:

$$I = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^*, \quad (2.3)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[2k(d_1 - d_2) + (\varphi_1 - \varphi_2)], \quad (2.4)$$

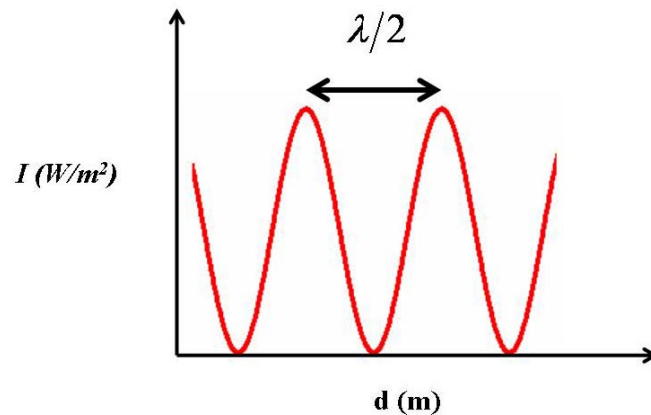
$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[ 2\pi \frac{d_1 - d_2}{\lambda/2} + (\varphi_1 - \varphi_2) \right], \quad (2.5)$$

donde  $I$  es la intensidad de salida,  $I_1$  es la intensidad del haz uno,  $I_2$  es la intensidad del haz dos. La ecuación (2.5) se escribe de manera compacta como:

$$I = I_0 \left[ 1 + m \cos \left\{ 2\pi \frac{d}{\Lambda} + \varphi \right\} \right], \quad (2.6)$$

donde  $I_0 = I_1 + I_2$ ,  $m = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$  es el contraste o visibilidad del patrón de interferencia,  $d = d_1 - d_2$  es la diferencia de camino óptico entre los haces,  $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  es la diferencia entre las fases iniciales y  $\Lambda = \lambda/2$  es el periodo del patrón.

De la ecuación (2.6) se observa que si  $d$  cambia continuamente (por medio del desplazamiento de los espejos) la intensidad varía periódicamente. Un cambio de fase de  $2\pi$  corresponde a un desplazamiento  $\lambda/2$  en el espejo, como se muestra en la Figura 2.2.



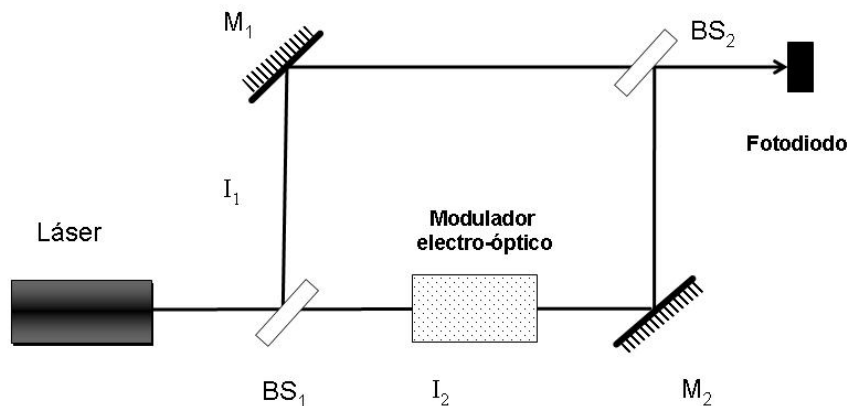
**Figura 2.2** Variación de la intensidad de salida del interferómetro de Michelson en función de  $d$ .

## 2.2.2 Interferómetro de Mach Zehnder

Como se muestra en la Figura 2.3, el interferómetro de Mach-Zehnder contiene dos divisores de haz ( $BS_1$ ,  $BS_2$ ) y dos espejos ( $M_1$ ,  $M_2$ ). Un haz de luz láser incide sobre el divisor  $BS_1$  que divide el haz en dos haces de igual intensidad,  $I_1$  e  $I_2$ . El haz  $I_1$  es reflejado por el espejo  $M_1$  y después es transmitido por el divisor de haz  $BS_2$ , mientras que el haz  $I_2$  es reflejado por el espejo  $M_2$  y después es reflejado por el divisor de haz  $BS_2$ . Si se introduce un modulador electro-óptico en uno de los brazos del interferómetro se puede modificar la diferencia de fase entre los dos haces, ver Figura 2.3. Bajo estas condiciones la intensidad de salida esta dada por:

$$I = I_0 [1 + m \cos \{ \varphi_{EOM} + \varphi \} ], \quad (2.7)$$

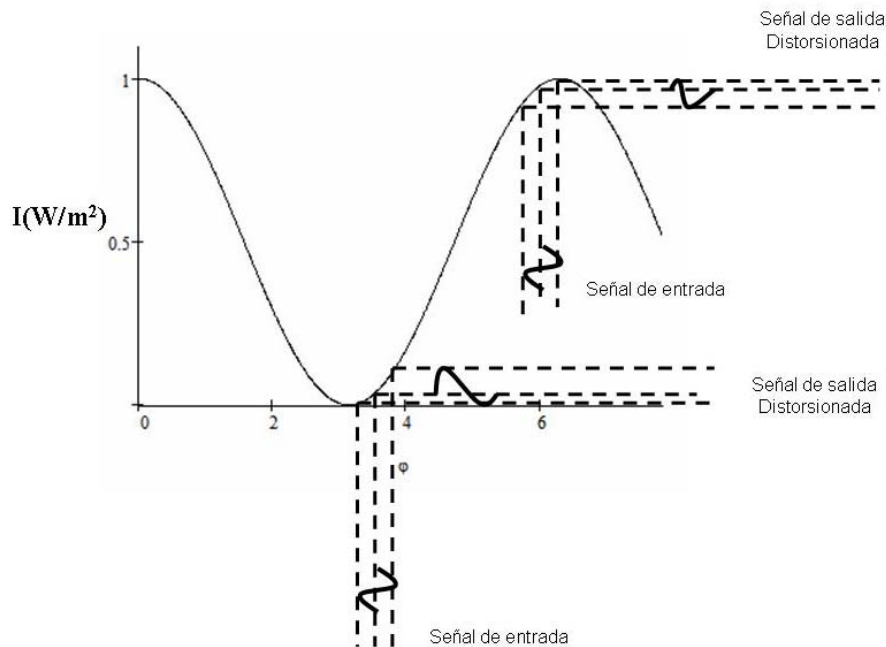
donde  $\varphi_{EOM}$  es la fase que introduce el modulador electro-óptico y  $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  es la diferencia de fase entre los dos haces debido a reflexiones, en los diferentes elementos. En general  $\varphi_{EOM}$  se controla mediante el voltaje aplicado al modulador.



**Figura 2.3** Interferómetro Mach-Zehnder con un modulador de fase en uno de sus brazos.  $M_1$  y  $M_2$  son espejos.  $BS_1$  y  $BS_2$  son divisores de haz.

### 2.2.3 Región de estabilización del interferómetro de Michelson y de Mach-Zehnder

La relación que existe entre la intensidad de salida y el desplazamiento es una función no lineal, esto significa que si se introduce una señal en una cresta o en un valle de esta función lo que se obtiene a la salida será una señal distorsionada debido a esta no linealidad, como se muestra en la Figura 2.4.



**Figura 2.4** Se muestra la distorsión de una señal de entrada cuando se utiliza la región no lineal de la función de transferencia del interferómetro.

La función entre la intensidad y el desplazamiento (o amplitud de modulación) tiene una región lineal (entre una cresta y un valle). Si se introduce una señal en esta región, que se denota con el nombre de *punto de cuadratura*, la señal que se obtiene a la salida no será distorsionada, ver Figura 2.5. Para colocar al interferómetro en esta región lineal se requiere que



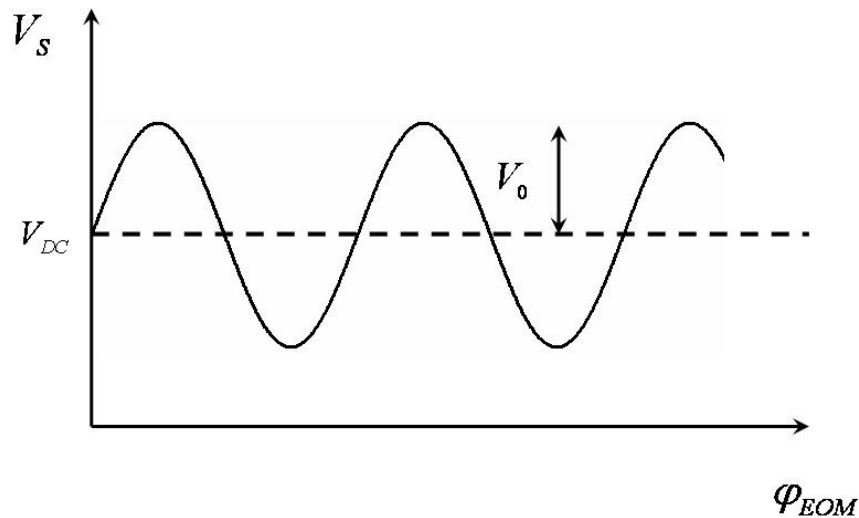
$$I = I_0 \left[ 1 + m \cos \left( \varphi_{EOM} + \left\{ 2n + 1 \right\} \frac{\pi}{2} \right) \right], \quad (2.8)$$

$$I = I_0 [1 - m \sin \varphi_{EOM}].$$

Esta intensidad (potencia) genera una corriente en el fotodiodo empleado, que se detecta como una caída de potencial (voltaje) a través de la resistencia de carga  $R_L$ .

$$V_S = V_{DC} + V_0 \sin \varphi_{EOM}. \quad (2.9)$$

En esta ecuación  $V_S$  es la señal detectada (medida por el osciloscopio),  $V_{DC} (\propto I_0)$  es el voltaje de “offset” (o nivel constante) y  $V_0 (\propto mI_0)$  es la amplitud máxima (o bien como “voltaje de calibración”), ver Figura 2.6.



**Figura 2.6** Voltaje generado por el fotodiodo en función de la fase introducida por el modulador electro-óptico.

Colocando un filtro eléctrico es posible eliminar la componente de “offset” así, la señal detectada es:

$$V_S = V_0 \sin \varphi_{EOM} . \quad (2.10)$$

Es decir, la fase introducida por el modulador electro-óptico se puede calcular como:

$$\varphi_{EOM} = \arcsin \left\{ \frac{V_S}{V_0} \right\} . \quad (2.11)$$

Para una modulación de fase pequeña ( $\varphi_{EOM} \ll \pi$ ), la ecuación anterior se puede escribir como:

$$\varphi_{EOM} \approx \frac{V_S}{V_0} . \quad (2.12)$$

La ecuación anterior establece que existe una relación lineal entre los voltajes medidos y el cambio de fase.

### **2.3 Amplitud de fase mínima detectable**

El límite de cualquier sistema de detección depende de hasta que punto la señal a medir se puede distinguir del ruido. Existen diferentes tipos de ruido pero el que afecta el sistema de medición que se empleará es el producido por el fotodetector, que recibe el nombre de *shot noise*. El *shot noise* es un ruido inherente de la fuente que es creado por la naturaleza cuántica de la luz; éste causa una distribución estadística de la generación de portadores de carga en una unión p-n de un fotodiodo [2.3].

Para el caso de detección limitada por el *shot noise*, la amplitud de fase mínima detectable es [2.4]:

$$\varphi_{\min} = \sqrt{\frac{2h\nu B}{P_0}}, \quad (2.13)$$

donde  $P_0$  es la potencia incidente,  $h$  es la constante de Planck,  $\nu$  es la frecuencia de la luz incidente, y  $B$  es el ancho de banda. En esta ecuación se ha supuesto que la eficiencia cuántica es  $\eta = 1$  y el contraste del patrón de interferencia es  $m = 1$ .

Si luz láser de longitud de onda de 633nm con una potencia de 1mW incide sobre el detector y teniendo un ancho de banda de 10MHz se obtiene que la amplitud de modulación mínima detectable es:

$$\varphi_{\min} \approx 0.079 \text{ mrad} .$$

En vibraciones, esto significa que la amplitud mínima detectable es  $\delta_{\min} \approx 0.004 \text{ nm}$ , para las mismas condiciones experimentales.

## **2.4 Referencias**

- [2.1] Eugene Hech, Óptica, Addison Wesley Iberoamericana, Madrid, 2000.
- [2.2] C. B. Scruby and L. E. Drain, Laser Ultrasonics Techniques Applications Hilger. Bristol. 1990.
- [2.3] [http://www.stanford.edu/~langrock/coursework/AP304\\_Lab\\_1.pdf](http://www.stanford.edu/~langrock/coursework/AP304_Lab_1.pdf).
- [2.4] M. A. Bello Jiménez, Implantación de un sistema interferométrico para la calibración de transductores de ultrasonido, Tesis de Maestría, INAOE, 2005.
- [2.5] M. Francon, Optical Interferometry, Academia Press, 1966.
- [2.6] Bahaa E. Saleh, Malvin Carl Teich, Fundamentals of photonics, John Wiley & Sons, 1991.



# Capítulo 3 Fundamentos de fuerza foto-electromotriz

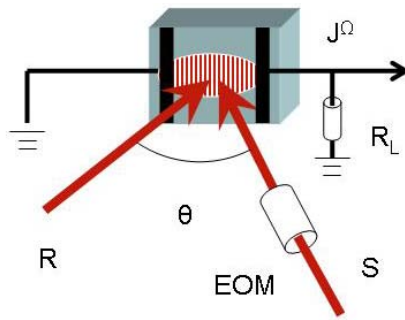
## 3.1 Introducción

Los materiales fotoconductivos son buenos aislantes en la oscuridad pero si están iluminados, éstos absorben fotones y generan portadores de carga libre (pares de electrones huecos), así la conductividad del material aumenta. Cuando el material deja de ser iluminado el proceso de fotogeneración cesa, y la conductividad regresa a su valor mínimo debido a que el exceso de electrones y huecos se recombinan [3.1].

El efecto de fuerza foto-electromotriz de estado no estacionario consiste en la generación de una corriente eléctrica cuando un material fotoconductor cortocircuitado se ilumina con un patrón de iluminación no uniforme y oscilante. Usualmente el patrón de iluminación no uniforme es un patrón de interferencia producido por dos haces y el movimiento de éste se logra modulando en fase uno de los haces. En las siguientes secciones se describirá brevemente este efecto.

## 3.2 Efecto de Fuerza Foto-Electromotriz de estado no estacionario

La Figura 3.1 muestra el esquema experimental para observar el efecto de fuerza foto-electromotriz de estado no estacionario (photo-EMF). El material (cristal) fotoconductor se ilumina con un patrón de interferencia oscilante y la corriente generada se mide como una diferencia de potencial a través de la resistencia de carga  $R_L$ .

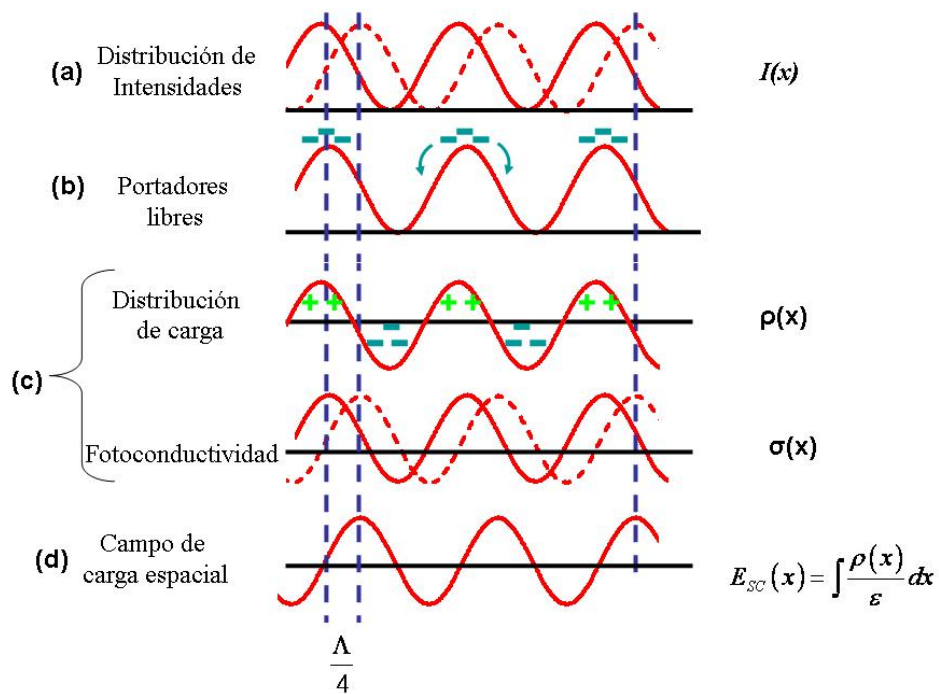


**Figura 3.1** Configuración experimental para la generación y observación del efecto photo-EMF por medio de un patrón oscilante. R haz de referencia, S haz de señal,  $J^\Omega$  corriente,  $R_L$  resistencia de carga y EOM modulador electro-óptico.

De una manera cualitativa se puede explicar este efecto de la siguiente manera: si se considera un patrón de interferencia incidiendo en el material fotoconductor (Figura 3.2a línea sólida) las cargas libres dentro del fotoconductor tendrán a moverse de las zonas brillantes a las zonas oscuras, (Figura 3.2b), donde quedan atrapadas y generan una distribución de carga espacial, Figura 3.2c. Esta distribución de carga genera a su vez una distribución de campo eléctrico dentro del material, Figura 3.2d. La formación de este campo eléctrico no es instantánea; su tiempo de formación es del orden del tiempo de relajación dieléctrica del material.

Usando la ecuación de Poisson se puede demostrar que la distribución de campo eléctrico está desfasada  $\Lambda/4$  respecto al patrón de interferencia (o equivalentemente al patrón de fotoconductividad).

Bajo estas condiciones (estáticas) y recordando que la corriente es el producto de la fotoconductividad por el campo eléctrico, es posible entonces calcular que la corriente generada a través del material fotoconductor es cero.



**Figura 3.2** Diagrama de la formación del campo eléctrico de carga espacial en estado estacionario, la generación de la corriente photo-EMF se presenta después de un rápido movimiento del patrón de interferencia.

Si ahora se produce un desplazamiento rápido del patrón de intensidad (lo que equivale a un desplazamiento del patrón de fotoconductividad) y si además por simplicidad suponemos que este desplazamiento es de  $\lambda/4$  a la derecha (Figuras Figura 3.2a y Figura 3.2b líneas punteadas); los máximos de fotoconductividad coinciden con los máximos del campo eléctrico, generando así un pulso de corriente eléctrica. Lo mismo sucede si el desplazamiento es hacia la izquierda sólo que el pulso de corriente sería negativo. Si los desplazamientos son oscilatorios se genera una corriente alterna (AC).

Es importante notar que un desplazamiento rápido significa un movimiento cuyo tiempo característico es menor al tiempo de formación de la distribución de campo eléctrico.

La descripción cuantitativa de este efecto se puede hacer de la siguiente manera: el patrón de interferencia que incide sobre la muestra fotoconductor se obtiene al hacer interferir dos haces. Este patrón oscila en el tiempo modulando uno de los haces en fase por medio de un modulador electro-óptico o por un espejo vibrante sujeto a un piezoeléctrico. Bajo estas condiciones la intensidad queda expresada como:

$$I(x,t) = I_0 \left\{ 1 + m \cos [Kx - \Delta \sin(\Omega t)] \right\}, \quad (3.1)$$

donde  $I_0 = I_S + I_R$ ,  $m = 2\sqrt{I_R I_S} / (I_R + I_S)$  es el contraste,  $I_S$  e  $I_R$  son las intensidades de cada haz que se hace interferir. Además  $K = 2\pi/\Lambda$  es la frecuencia espacial del patrón de luz,  $\Delta$  es la amplitud de modulación de fase y  $\Omega = 2\pi f$  es la frecuencia de modulación.

La densidad de corriente total que fluye a través de la muestra es:

$$j_{\Sigma}(t) = e\mu n(x,t)E_{sc}(x,t) + eD \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{sc}(x,t)}{\partial t}, \quad (3.2)$$

donde  $e$  es la carga del electrón,  $\mu$  es la movilidad,  $n(x,t)$  es la concentración de electrones fotoexcitados en la banda de conducción,  $E_{sc}(x,t)$  es el campo eléctrico de carga espacial,  $\varepsilon$  es la permitividad dieléctrica del material,  $\varepsilon_0$  es la permitividad dieléctrica en el vacío y  $D$  es el coeficiente de difusión.

Integrando la ecuación (3.2) en el intervalo de 0 a  $L$  y teniendo las condiciones de frontera periódicas  $n(0,t) = n(L,t)$  se tiene que el segundo término es cero:

$$\int_0^L \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} dx = n(L,t) - n(0,t) \equiv 0. \quad (3.3)$$

El tercer término de la ecuación (3.2) representa la corriente de desplazamiento que en este caso es igual a cero debido a la naturaleza potencial del campo eléctrico. Luego entonces, la densidad de corriente total a través de la muestra es igual a la densidad de corriente de deriva producida por  $E_{sc}(x)$ :

$$j_{\Sigma}(t) = \frac{1}{L} \int_0^L e \mu n(x,t) E_{sc}(x,t) dx. \quad (3.4)$$

La solución de la integral se hace al considerar la magnitud compleja del contraste  $m(t)$  y suponiendo que  $\Delta \ll 1$ . Los pasos algebraicos se pueden observar en la referencia [3.2]. Así la amplitud compleja del primer armónico de la corriente total a través de la muestra es:

$$j_{\Sigma}^{\Omega} = \frac{m^2 \Delta}{4} \sigma_0 \left[ \frac{2iE_0 - \Omega \tau_{di} (iE_D + E_0)}{1 + i\Omega \tau_{di} (1 + K^2 L_D^2 + iKL_0)} + \frac{-2iE - \Omega \tau_{di} (iE_D - E_0)}{1 + i\Omega \tau_{di} (1 + K^2 L_D^2 - iKL_0)} \right], \quad (3.5)$$

donde  $\sigma_0$  es la fotoconductividad promedio del cristal,  $\tau_{di} = \epsilon \epsilon_0 / \sigma_0$  es el tiempo de relajación dieléctrica,  $K$  es la frecuencia espacial del patrón de interferencia,  $L_D = \sqrt{D\tau}$  es la longitud de difusión,  $L_0 = \mu \tau E_0$  es la longitud de deriva de los portadores fotoinducidos,  $E_0$  es el campo eléctrico externo aplicado a la muestra,  $E_D = K k_B T / e$  es el campo de difusión,  $T$  es la temperatura,  $k_B$  es la constante de Boltzmann.

Si se considera el caso en que no hay campo eléctrico externo ( $E_0, L_0 = 0$ ), la corriente total es:

$$j_{\Sigma}^{\Omega} = \frac{m^2 \Delta}{2} \frac{\sigma_0}{1 + K^2 L_D^2} E_D \frac{-i \Omega / \Omega_0}{1 + i \Omega / \Omega_0}, \quad (3.6)$$

donde

$$\Omega_0 = \left[ \tau_{di} (1 + K^2 L^2) \right]^{-1} = \tau_{sc}^{-1}, \quad (3.7)$$

es la frecuencia de corte, y  $\tau_{sc}$  es el tiempo característico de formación del campo de carga espacial.

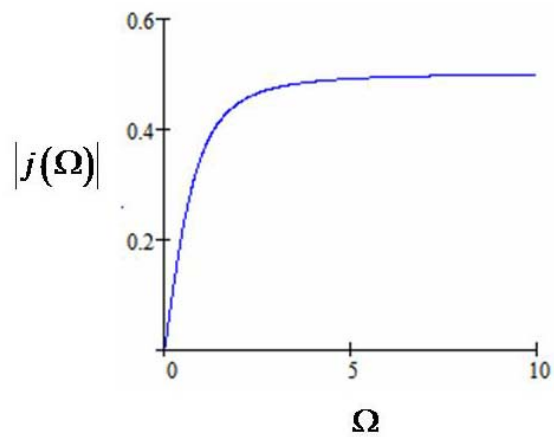
A la generación de corriente en un fotoconductor dada por la expresión (3.6) recibe el nombre de *Efecto de Fuerza Foto-Electromotriz de estado no estacionario (photo-EMF)*.

Es importante observar algunas propiedades de la expresión (3.6) para poder entender mejor el comportamiento y la generación de la fotocorriente. Una propiedad de la fotocorriente es que depende del cuadrado del contraste del patrón de interferencia (o visibilidad), al medir dicha corriente se puede determinar el grado de coherencia que existe entre los haces que interfieren [3.3]. También la fotocorriente es directamente proporcional a la amplitud de modulación de fase  $\Delta$ ; se debe recordar que para obtener la expresión (3.6) se considera que  $\Delta \ll 1$ . La fotocorriente es proporcional también a la intensidad promedio de la muestra (o equivalentemente  $I_0 = I_R + I_S \propto \sigma_0$ ).

Una característica importante de  $j_{\Sigma}^{\Omega}$  es su función de transferencia que guarda similitud a la función de transferencia de un circuito RC:

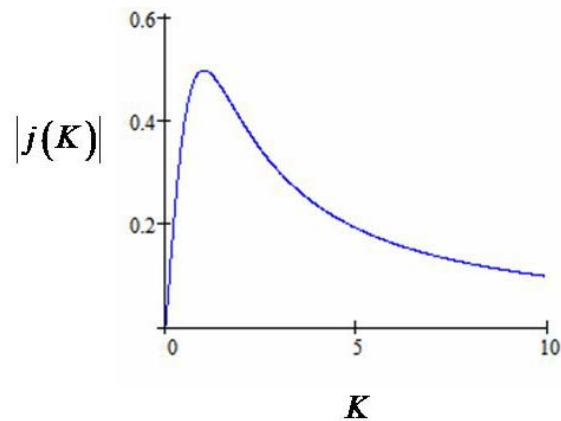
$$|j_{\Sigma}^{\Omega}| = \sqrt{[j_{\Sigma}^{\Omega}] \cdot [j_{\Sigma}^{\Omega}]^*} = \frac{m^2 \Delta}{2} \frac{\sigma_0}{1 + K^2 L_D^2} E_D \frac{1}{\sqrt{1 + [\Omega_0 / \Omega]^2}}. \quad (3.8)$$

Se observa que la función de transferencia tiene un crecimiento lineal hasta una frecuencia  $\Omega_0$ , y después de ésta hay un nivel constante de la señal, como se ve en la Figura 3.3.



**Figura 3.3.** Amplitud de la señal de photo-EMF como función de la frecuencia de modulación  $\Omega$ .

La dependencia de la fotocorriente en función de la frecuencia espacial del patrón de interferencia se muestra en la Figura 3.4.



**Figura 3.4.** Amplitud de la señal de photo-EMF como función de la frecuencia espacial  $K$ .

El máximo en esta dependencia corresponde a una frecuencia espacial igual al inverso de la longitud de difusión de los portadores de carga.

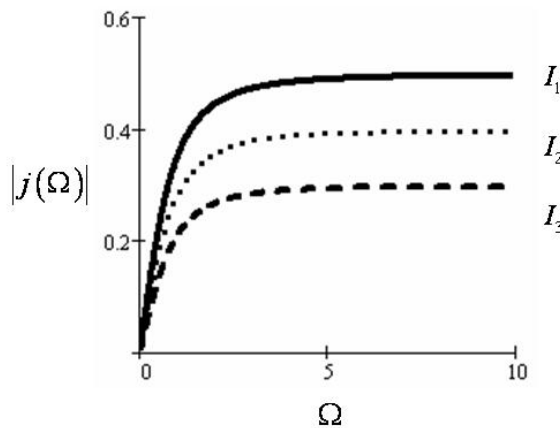
$$K_{opt} = L_D^{-1}. \quad (3.9)$$

Para frecuencias que estén arriba de la frecuencia de corte se alcanza el valor máximo de la fotocorriente:

$$j_{\Sigma}^{\Omega} \Big|_{\max} \cong \frac{m^2 \Delta \sigma_0}{4} \frac{k_B T}{e L_D}, \quad (3.10)$$

para la frecuencia espacial óptima  $K_{opt} = L_D^{-1}$ .

Como se ha visto la fotoconductividad aumenta linealmente con la intensidad, la señal crece lineal respecto a ésta sólo cuando  $\Omega \geq \Omega_0$ , y es independiente de la intensidad para  $\Omega < \Omega_0$ , ver Figura 3.5.



**Figura 3.5** Amplitud de la señal photo-EMF como función de la frecuencia de modulación para diferentes intensidades de luz:  $I_1 < I_2 < I_3$

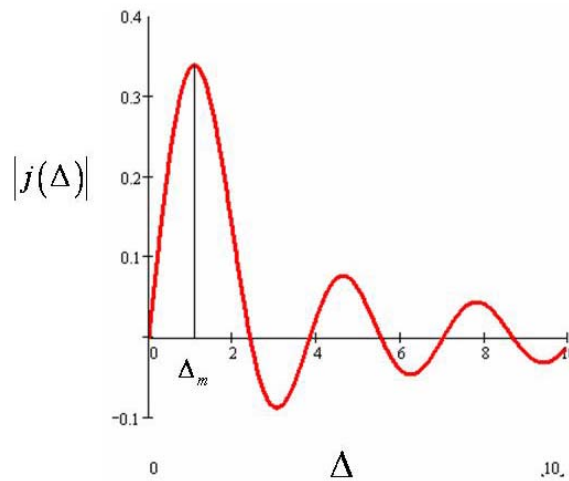


La dependencia teórica para la fotocorriente (ecuación (3.6)) se obtuvo en la suposición de una amplitud de modulación pequeña ( $\Delta \ll 1$ ), y para estos valores se obtiene una relación lineal  $j^\Omega \sim \Delta$ .

Para amplitudes de modulación arbitrarias, se puede demostrar [3.4] que para frecuencias mayores que la frecuencia de corte ( $\Omega > \Omega_0$ ) la fotocorriente puede expresarse como el producto de las funciones Bessel de orden cero y uno:

$$j(\Delta) \propto J_0(\Delta)J_1(\Delta). \quad (3.11)$$

La Figura 3.6 muestra esta dependencia.



**Figura 3.6** Amplitud de la señal Photo-EMF como función de la amplitud de modulación, para frecuencias  $\Omega \gg \Omega_0$ .

De la ecuación (3.11) se puede observar que para  $\Delta \ll 1$  la fotoconductividad es  $j^\Omega(\Delta) \sim \Delta$ , y que el máximo de fotocorriente se alcanza para  $\Delta_m \approx 1.1 \text{ rad}$  (para  $\Omega \gg \Omega_0$ ).

Este valor de  $\Delta_m$  se puede considerar como un punto de calibración para detectores de vibración basados en el efecto de fuerza fotoelectromotriz.

### **3.3 Referencias**

- [3.1] Bahaa E. Saleh, Malvin Carl Teich, Fundamentals of photonics, John Wiley & Sons, 1991.
- [3.2] M.P. Petrov, I.A. Sokolov, S.I. Stepanov, G.S. Trofimov, Non-steady-state photo-electromotive-force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors, J. Appl. Phys., 68(5) (1990) 2216-2225.
- [3.3] L. M. Arroyo Carrasco, Medición del grado de coherencia óptica mediante fotodetectores adaptivos basados en el efecto de fuerza foto-electromotriz, Tesis de Doctorado, INAOE, 2001.
- [3.4] I. A. Sokolov y S. I. Stepanov, Applied Optics, Vol. 32, No. 11, 1993.

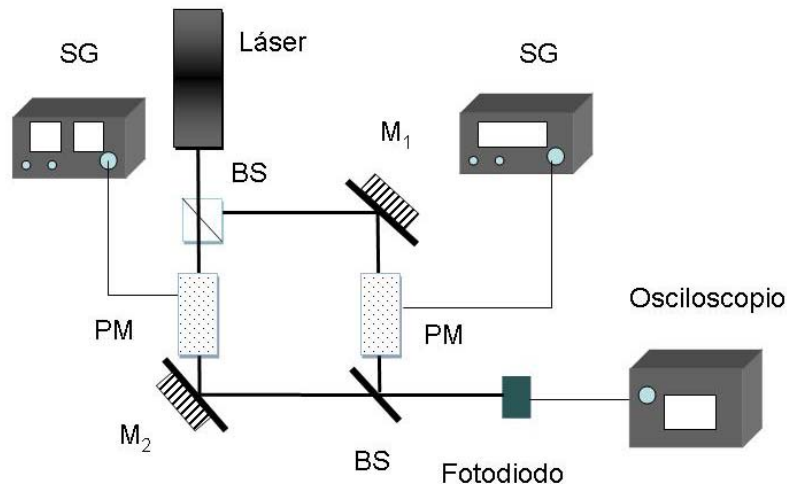
## Capítulo 4 Descripción Experimental

### 4.1 Introducción

En este capítulo se presentarán las características más sobresalientes del equipo utilizado y los montajes experimentales implementados.

### 4.2 Arreglos experimentales

La Figura 4.1 muestra el arreglo experimental (basado en un interferómetro de Mach-Zehnder) para la caracterización de los moduladores electro-ópticos (la caracterización se realiza para cada modulator por separado). Se coloca un modulator en uno de los brazos del interferómetro y se realizan las pruebas necesarias.

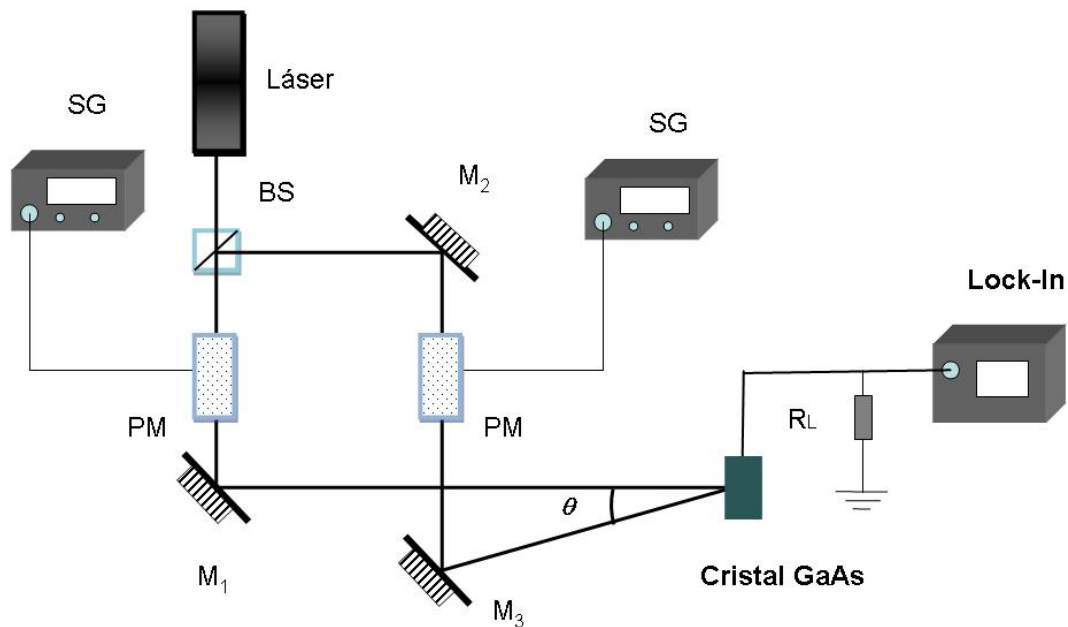


**Figura 4.1** Montaje experimental usado para observar dos frecuencias de vibración empleando un interferómetro de Mach-Zehnder. SG generador de funciones, BS divisor de haz, PM modulator electro-óptico (modulator de fase). M<sub>1</sub> y M<sub>2</sub> son espejos.

El arreglo experimental de la Figura 4.1 también se empleó para introducir dos tonos o frecuencias en el interferómetro para observar su comportamiento en diferentes condiciones experimentales. En este caso los

dos moduladores se encienden al mismo tiempo y cada uno de éstos recibe una señal senoidal con una frecuencia diferente.

La Figura 4.2 muestra el arreglo experimental para caracterizar el cristal de GaAs (detector en este experimento), el cual se basa en el efecto de fuerza foto-electromotriz. La caracterización se realiza con un sólo modulador electro-óptico en uno de los brazos del montaje. En la Figura 4.2 se observa que los haces que interfieren forman un ángulo  $\theta$ , a diferencia de la Figura 4.1, que permite modificar la frecuencia espacial del patrón de interferencia.



**Figura 4.2** Montaje experimental usado para observar dos frecuencias de vibración empleando el efecto de fuerza foto-electromotriz. SG generador de funciones, BS divisor de haz, PM modulador electro-óptico (modulador de fase).  $M_1$ ,  $M_2$  y  $M_3$  son espejos.  $\theta$  ángulo entre los dos haces.  $R_L$  resistencia de carga.

El arreglo experimental de la Figura 4.2 también se empleó para introducir dos tonos o frecuencias en el efecto de fuerza foto-electromotriz para observar su comportamiento en diferentes condiciones experimentales.

### 4.3 Láser

El láser que se empleó en todos los montajes experimentales fue un láser de HeNe de marca MILLES GRIOT de onda continua, de longitud de onda de 632.8nm y polarizado linealmente. La potencia de salida del láser es 12mW.

### 4.4 Moduladores Electro-Ópticos de Fase

Un modulador electro-óptico es un dispositivo que se utiliza para modificar la fase de una onda óptica. La mayoría de los moduladores electro-ópticos se basan en dos fenómenos, el efecto Kerr y el efecto Pockels. Cada uno de estos fenómenos se presenta en determinados materiales que tienen la propiedad de cambiar su índice de refracción al aplicarles un campo eléctrico.

La cambio del índice de refracción producido por el campo aplicado puede ser de dos formas:

- 1) El cambio es proporcional al campo aplicado, conocido como *efecto electro-óptico* o *efecto Pockels* [4.1]. La ecuación que describe este efecto es:

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}rn^3E, \quad (4.1)$$

donde  $n$  es el índice de refracción cuando  $E=0$  y  $r$  es el coeficiente electro-óptico lineal del medio.

- 2) El cambio es proporcional al cuadrado del campo eléctrico, conocido como *efecto electro-óptico cuadrático* o *efecto Kerr* [4.1]. La ecuación que describe este efecto es:

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}sn^3E^2, \quad (4.2)$$

donde  $s$  es el coeficiente Kerr o el coeficiente electro-óptico cuadrático.

Si una celda Pockels, de longitud  $L$ , se coloca en un par de placas paralelas las cuales tienen una diferencia de potencial  $V$  y están separadas una distancia  $d$  se genera un campo eléctrico  $E$  que interactúa con la celda. La relación que guarda el campo con el potencial en este caso está dada por  $E = V/d$ . La fase de la onda óptica está dada por:

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi}, \quad (4.3)$$

donde  $\varphi_0 = 2\pi nL/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  es la longitud de onda en el espacio libre del haz incidente,  $L$  es la longitud de la celda y  $V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{rn^3}$ . El parámetro  $V_\pi$  es el voltaje necesario para producir un cambio de fase de  $\pi$  radianes y se le conoce como el *voltaje de media onda*. Este voltaje es característico de cada modulador y depende de las propiedades del material, de la longitud de onda incidente y de la razón  $d/L$ .

Debido a que los cambios de fase no pueden ser detectados directamente, es necesario utilizar un arreglo que traduzca los cambios de fase en cambios de intensidad, para lo cual se utiliza un interferómetro.

En la elaboración de este trabajo se utilizó un modulador New Focus modelo 4002. Algunas de sus especificaciones se muestran en la Tabla 4.1 [4.2].

**Tabla 4.1** Características del modulador New Focus Modelo 4002

<b>Modulador Electro-óptico New Focus Modelo 4002</b>	
Respuesta espectral	0.45-0.85 $\mu$ m
Frecuencia de operación	DC a 100MHz
Material	MgO:LiNbO <sub>3</sub>
Máxima Potencia Óptica	200mW/mm <sup>2</sup> (633nm)
Apertura	2mm
Profundidad de modulación	25mrad @ 1.06 $\mu$ m
Resonancias	No

También se empleó el modulador Conoptics Modelo 350. Algunas de sus especificaciones se muestran en la Tabla 4.2 [4.3].

**Tabla 4.2** Características del modulador ConOptics Modelo 350

<b>Modulador Electro-óptico Conoptics Modelo 350</b>	
Respuesta espectral	0.3-1.1 $\mu$ m
Frecuencia de operación	DC-200kHz
Material	KD*P
Apertura	3.1mm
Profundidad de modulación	No especificada
Resonancias	Si

#### **4.5 Medidor de potencia**

La potencia óptica se cuantificó por medio de un medidor de potencia de silicio marca OPHIR, LASER POWER METER AN/2, las características sobresalientes de este medidor se muestran en la Tabla 4.3 [4.4].

**Tabla 4.3** Características del medidor de potencia OPHIR

Potencia máxima/mínima de medición	30mW/10nW
Respuesta espectral	~400~1 $\mu\text{m}$

## **4.6 Amplificador Lock-in**

El amplificador Lock-in es un instrumento que permite medir señales de AC muy pequeñas en presencia de ruido que puede ser hasta mil veces mayor. En los experimentos presentados se usó un Amplificador Lock-in modelo SR510 marca STANFORD RESEARCH SYSTEMS, en la Tabla 4.4 se observan algunas sus características [4.5].

**Tabla 4.4** Características del Amplificador Lock-in modelo SR510 marca STANFORD RESEARCH SYSTEM

Banda de frecuencias	0.5Hz hasta 100kHz
Impedancia de entrada	10M $\Omega$ , 25pF
Sensibilidad	Voltaje 1nV hasta 500mV Corriente 100fA hasta 0.5 $\mu\text{A}$
Tiempo de Integración	1ms hasta 100s

## **4.7 Analizador de Espectros**

Para obtener el espectro de frecuencias de las señales que se observaban se utilizó un analizador de espectros marca Stanford Research Systems modelo SR770 FFT Network Analyser. La Tabla 4.5 muestra algunas de sus características más importantes [4.6].



**Tabla 4.5** Especificaciones del analizador de espectros marca Stanford Research Systems modelo SR770 FFT Network Analyser

<i>Frecuencia</i>	
Rango de medidas	476 $\mu$ Hz hasta 100kHz
Spans	191mHz hasta 100kHz en secuencia binaria
Resolución	Span/400
Ancho de Banda	100kHz
<i>Señal de entrada</i>	
Número de Canales	1
Impedancia de entrada	1M $\Omega$ , 15pf

## 4.8 Osciloscopio

Para observar el comportamiento de algunas señales se usó un osciloscopio marca Tektronix TDS3014B. La Tabla 4.6 muestra algunas de sus características más importantes [4.7].

**Tabla 4.6** Especificaciones del osciloscopio marca Tektronix TDS3014B

Ancho de Banda	20MHz, 100MHz
Velocidad de Muestreo	1.25GS/s
Número de Canales	4
Sensitividad Vertical	1mV hasta 10V
Escala de Tiempo	4ns hasta 10s/div
Impedancia de Entrada	1M $\Omega$ en paralelo con 13 pF ó 50 $\Omega$

## 4.9 Generador de Funciones

Para la elaboración del montaje experimental se utilizaron dos generadores de funciones. Uno de ellos es de la marca STANFORD RESEARCH SYSTEMS modelo DS335, cuyas especificaciones se muestran en la Tabla 4.7 [4.8]. El otro generador de funciones es de la marca LEADER modelo LFG-1310, cuyas especificaciones se muestran en la Tabla 4.8 [4.9].

**Tabla 4.7** Especificaciones del generador de funciones DS335

<b>STANFORD RESEARCH SYSTEMS modelo DS335</b>	
Forma de Onda de Salida	Triangular, Cuadrada, Senoidal, TTL
Rango de Frecuencias	1 $\mu$ Hz hasta 3.1MHz
Amplitudes de Salida (Impedancia 50 $\Omega$ )	50mV <sub>pp</sub> hasta 10V <sub>pp</sub>
Amplitudes de Salida (Alta impedancia)	100mV <sub>pp</sub> hasta 20V <sub>pp</sub>

**Tabla 4.8** Especificaciones del generador de funciones LFG-1310

<b>LEADER modelo LFG-1310</b>	
Forma de Onda de Salida	Triangular, Cuadrada, Senoidal, TTL
Rango de Frecuencias	1Hz hasta 10MHz
Amplitudes de Salida	20V <sub>pp</sub>

#### **4.10 Fotodiodo**

El fotodiodo que se empleó fue de la marca THORLABS modelo DET210. Es un detector de alta velocidad listo para usarse que está encapsulado por una cubierta de aluminio. Las especificaciones más sobresalientes de este dispositivo se muestran la Tabla 4.9 [4.10]:

**Tabla 4.9** Especificaciones del foto-detector DET210

<b>Foto-detector THORLABS modelo DET210</b>	
Respuesta espectral	200-1100nm
Área activa	0.8mm <sup>2</sup>
Umbral de daño	100mW CW
Alimentación	12V

Con el objetivo de lograr un ancho de banda grande, se usó una resistencia de carga de  $50\Omega$  (ver Figura 4.3) integrada a un conector BNC. Esta resistencia junto con la capacitancia de los cables usados, asegura una frecuencia de corte de aproximadamente de 10MHz [4.10].

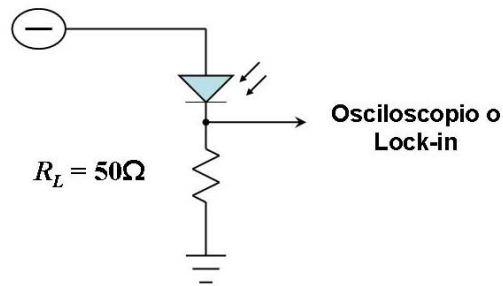


Figura 4.3 Esquema de detección.

#### 4.11 Cristal de GaAs

El detector que se utilizó es un cristal de GaAs, que muestra el efecto de fuerza foto-electromotriz, que está montado sobre una superficie sólida. Los electrodos para este cristal son dos alambres de oro (de  $50\mu\text{m}$  de diámetro) que están pegados al cristal con pintura de plata y éstos están soldados a un cable coaxial (sobre la superficie sólida) para así poder detectar la corriente que genera el cristal. En la Figura 4.4 se esquematiza el cristal que se empleó.

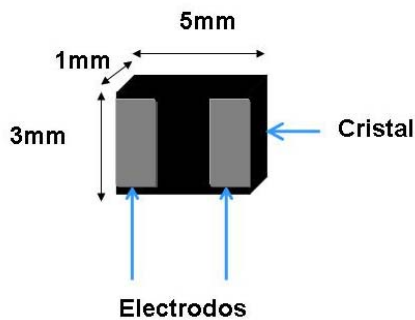


Figura 4.4 Esquema del cristal (GaAs) usado en los experimentos.

## **4.12 Referencias**

[4.1] Bhaa E. Saleh, Malvin Carl Teich, Fundamentals of photonics, John Wiley & Sons, 1991.

[4.2] Model Series 400X User's Manual, New Focus.

[4.3] <http://www.conoptics.com/SwitchingSystems-spcs.htm>

[4.4] AN/2 & AN/2E Laser Power/Energy Monitor, USER MANUAL.

[4.5] MODEL SR510 LOCK-IN AMPLIFIER, Stanford Research Systems.

[4.6] User's Manual, SR770 FFT Network Analyser, Stanford Research Systems, 1993.

[4.7] [http://www.testmart.com/webdata/mfr\\_pdfs/TEK/3GW\\_12482.pdf](http://www.testmart.com/webdata/mfr_pdfs/TEK/3GW_12482.pdf)

[4.8] <http://www.thinksrs.com/products/DS335.htm>

[4.9] <http://bama.edebris.com/manuals/leader/lfg1310/>

[4.10] <http://www.thorlabs.com/Thorcat/2200/2201-S01.pdf>

# Capítulo 5 Caracterización de los moduladores electro-ópticos y el detector adaptivo

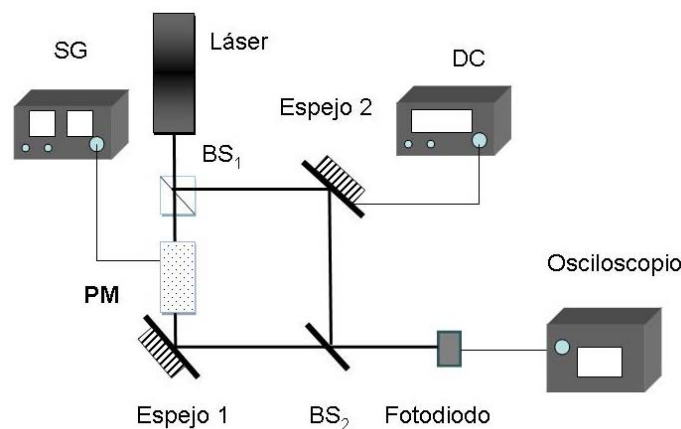
## 5.1 Introducción

En este capítulo se describirá el proceso de calibración de un modulador electro-óptico por medio de un interferómetro de Mach-Zehnder y de igual forma se mencionará la manera de cómo se calibro el efecto de fuerza foto-electromotriz

## 5.2 Determinación del cambio de fase producido por un modulador electro-óptico en un interferómetro de Mach-Zehnder

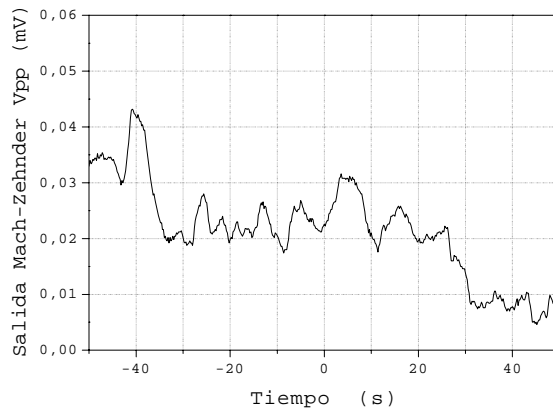
### 5.2.1 Caracterización de los moduladores

Este experimento se realizó con la finalidad de caracterizar los moduladores electro-ópticos, es decir el cambio de fase que introduce el modulador al aplicarle un voltaje. Para ello se utilizó el montaje experimental que se muestra en la Figura 5.1



**Figura 5.1** Montaje experimental (interferómetro Mach-Zehnder) empleado para la caracterización de los moduladores electro-ópticos. PM modulador electro-óptico, BS<sub>1</sub> y BS<sub>2</sub> divisores de haz, SG generador defunciones, DC fuente de corriente directa.

En general, el interferómetro de Mach-Zehnder es un instrumento sensible a condiciones ambientales (corrientes de aire, vibraciones y variaciones de temperatura) que provocan cambios aleatorios en la diferencia de fase de los haces; lo que lleva a observar fluctuaciones en el patrón de interferencia. En la Figura 5.2 se muestran las variaciones de intensidad que detecta el fotodiodo (señal de salida del interferómetro); en este caso tanto el modulador de fase como el espejo 2 (pegado a un piezoeléctrico) están desconectados.



**Figura 5.2** Señal de salida del interferómetro Match-Zehnder. Las variaciones de la señal se deben a cambios aleatorios de la diferencia de fase de los haces.

Para poder realizar mediciones de cambios de fase pequeños ( $\Delta \ll 1rad$ ), producidos por el modulador de fase con este interferómetro, es conveniente estar en la región lineal.

Si se coloca al interferómetro en el *punto de cuadratura* y se manda una señal senoidal al modulador  $\varphi_{EOM} = \Delta \cos(\Omega t)$ , donde  $\Delta$  es la amplitud de modulación de fase y  $\Omega = 2\pi f$  es la frecuencia de modulación (ecuación (2.9)). Lo que se tiene a la salida del fotodiodo es:

$$V_S = V_{DC} + V_0 \sin\{\Delta \cos(\Omega t)\}, \quad (5.1)$$

donde  $V_s$  es el voltaje total generado por el fotodiodo,  $V_{DC}$  es el voltaje de la corriente directa,  $V_0$  es el “voltaje de calibración”.

Electrónicamente se puede eliminar el voltaje  $V_{DC}$ . De la expresión (5.1) se obtiene:

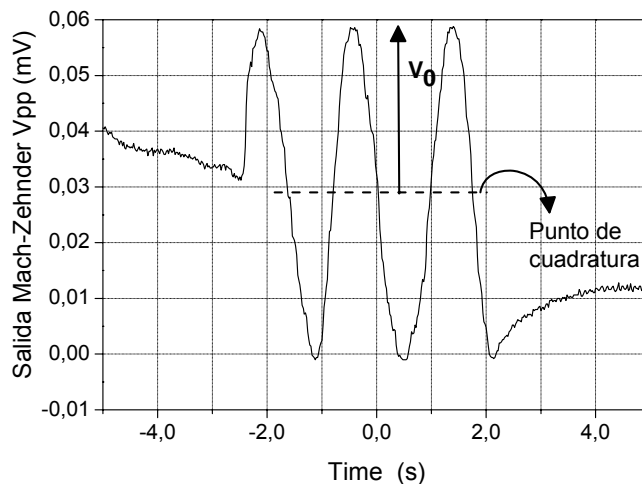
$$\Delta = \arcsin \left\{ \frac{V_s}{V_0} \right\}, \quad (5.2)$$

y para  $V_s \ll V_0$  se tiene:

$$\Delta \approx \frac{V_s}{V_0}. \quad (5.3)$$

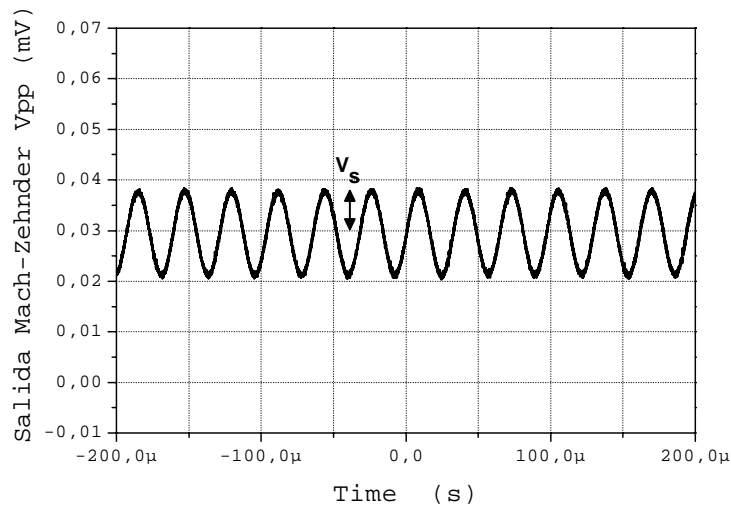
## 5.2.2 Proceso de calibración de los moduladores

- I) Manualmente se varía el voltaje DC que se aplica al espejo 2 (montado a un piezoeléctrico). Este montaje tiene como objeto mover el espejo de tal manera que su desplazamiento provoque un cambio de varios radianes, lo que significa detectar varios puntos de intensidad máxima y mínima (ver Figura 5.3).



**Figura 5.3** Señal desplegada por el osciloscopio cuando el espejo 2 se desplaza debido al voltaje DC aplicado al modulador.

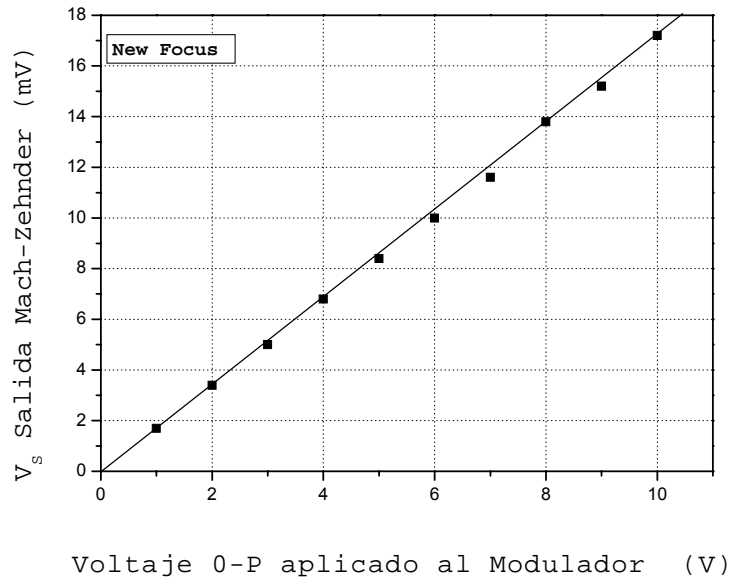
- II) De la señal desplegada por el osciloscopio se puede determinar el “voltaje de calibración”  $V_0$  ( $V_0 = [V_{\max} - V_{\min}] / 2$ ) y el *punto de cuadratura*  $V_{pc} = V_{\min} + V_0$ . En las medidas posteriores se mantiene este punto ajustando manualmente el voltaje aplicado al piezoeléctrico.
- III) Se conecta y aplica una señal senoidal (proveniente del generador de funciones) al modulador de fase y se mide la amplitud de la señal detectada  $V_s$  (ver Figura 5.4).



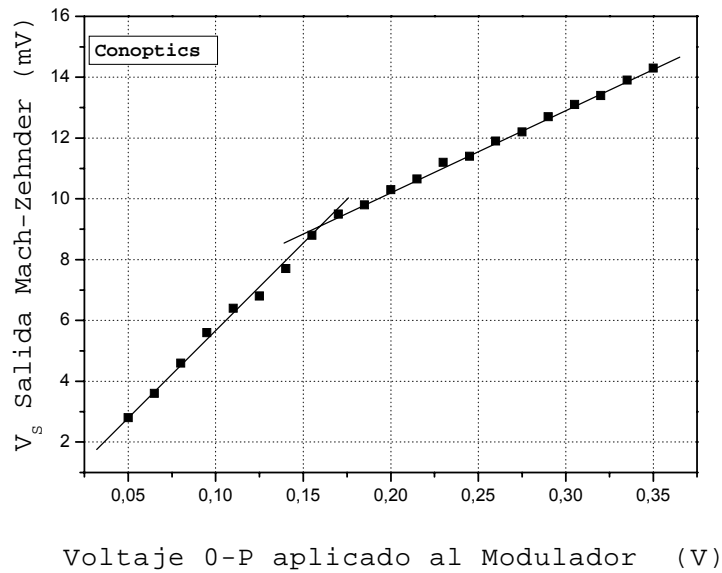
**Figura 5.4** Señal desplegada por el osciloscopio a la salida del interferómetro. Se usó el modulador New Focus. La amplitud de modulación es de aproximadamente de 300mrad.

Con una potencia de  $4.4mW$  el voltaje de calibración era  $V_0 = 29.2mV_{0p}$ . En la Figura 5.5 y en la Figura 5.6 se observan las gráficas que muestran la señal  $V_s$  en función del voltaje aplicado, que se obtuvieron para el modulador New Focus y el Conoptics, respectivamente.



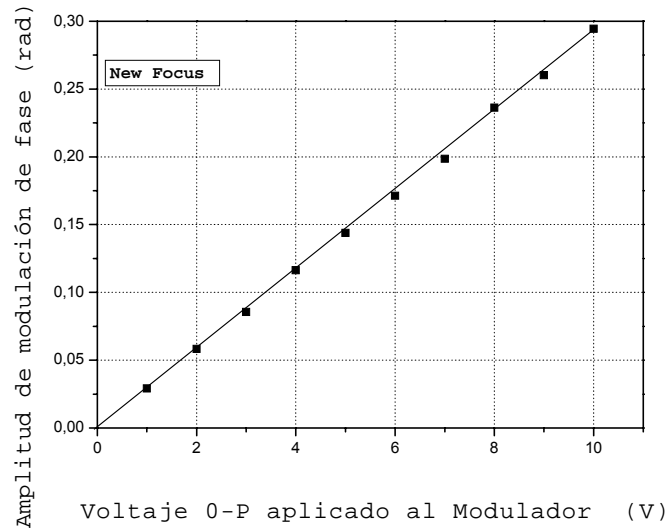


**Figura 5.5** Amplitud de la señal de salida del sistema cuando variamos el voltaje aplicado al modulador New Focus. Se trabajó a la frecuencia de 10kHz.

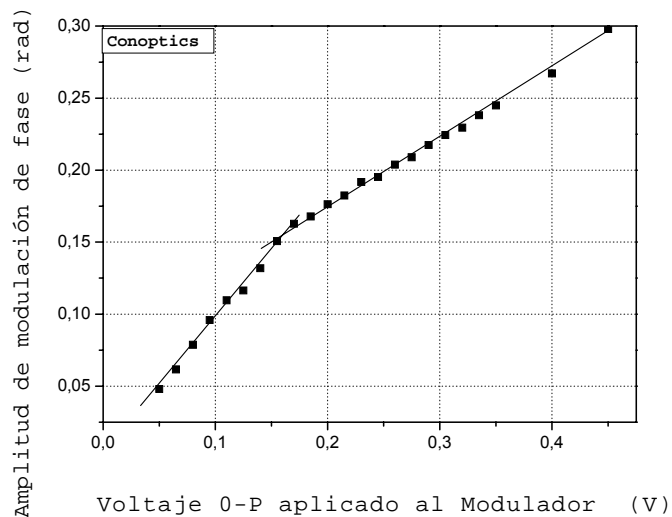


**Figura 5.6** Amplitud de la señal de salida del sistema cuando variamos el voltaje aplicado al modulador Conoptics. Se trabajó a la frecuencia de 10kHz.

Ahora, si se considera que la modulación de fase es pequeña ( $\Delta \ll 1 \text{ rad}$ ), se puede aplicar la ecuación (5.3) a los resultados anteriores. Las siguientes gráficas muestran el resultado de esta operación, con  $V_0 = 29.2mV_{0p}$ .



**Figura 5.7** Amplitud en radianes de la señal de salida del sistema cuando variamos el voltaje aplicado al modulador New Focus.



**Figura 5.8** Amplitud en radianes de la señal de salida del sistema cuando variamos el voltaje aplicado al modulador Conoptics.

Para el modulador New Focus se observa que la modulación de fase es lineal respecto al voltaje aplicado (limitado por el voltaje máximo suministrado por el generador de funciones). Al realizar un ajuste lineal a la gráfica del modulador New Focus se obtiene:

$$\Delta = (0.0290 \pm 0.0003)V_{0p} + (-0.002 \pm 0.002). \quad (5.4)$$

El coeficiente de correlación (es una medida estandarizada de la asociación lineal que existe entre las variables aleatorias  $\Delta$  y  $V_{0p}$  en relación con sus dispersiones) es  $R = 0.996$ .

Para el modulador Conoptics se obtiene dos regiones lineales, cuyo punto de intersección es aproximadamente  $0.155V_{0p}$ . Mediante un ajuste lineal se obtiene:

$$\Delta = (0.90 \pm 0.03)V + (0.002 \pm 0.003), \quad 0V_{0p} \leq V \leq 0.155V_{0p}, \quad (5.5)$$

con coeficiente de correlación  $R = 0.996$ .

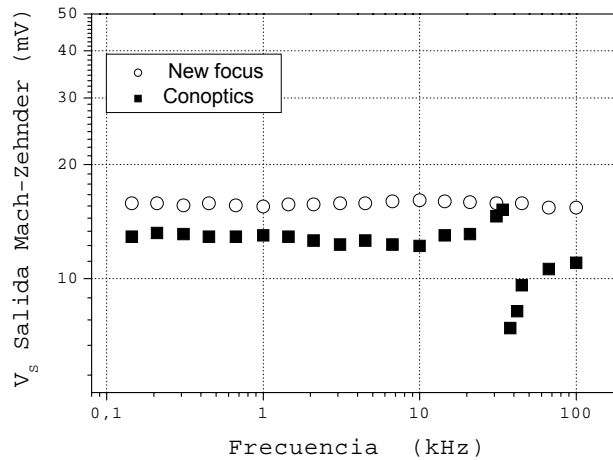
Mientras que para la segunda parte:

$$\Delta = (0.460 \pm 0.007)V + (0.080 \pm 0.002), \quad 0.155V_{0p} < V, \quad (5.6)$$

con coeficiente de correlación  $R = 0.998$ .

### 5.2.3 Función de transferencia de los moduladores

La función de transferencia del sistema es la respuesta ( $V_s$ ) en función de la frecuencia de modulación, manteniendo constante la amplitud de modulación. Ésta se muestra en la Figura 5.9 para cada uno de los moduladores.

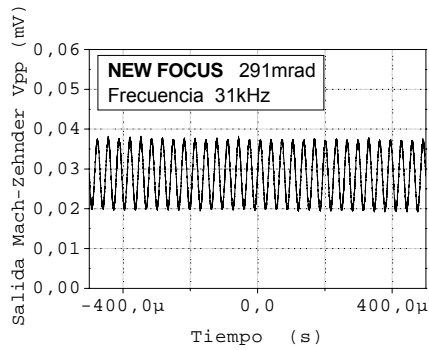


**Figura 5.9** Función de transferencia de los moduladores New Focus y Conoptics.

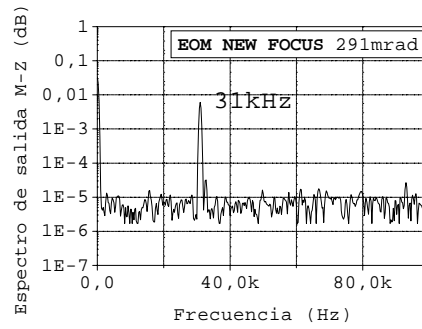
Se observa que la respuesta en frecuencia para el modulador New Focus y el Conoptics son aproximadamente planas con pequeñas fluctuaciones. En el caso del modulador Conoptics se observa que tiene una resonancia en 31kHz; esto es algo inherente del modulador, de acuerdo al diseño del fabricante.

### 5.2.4 Calidad de las señales producidas por los moduladores

En principio, el cambio de fase producido por el modulador debería ser un duplicado de la señal enviada por el generador de funciones. Es decir, la señal producida por el modulador electro-óptico debe tener una frecuencia igual que la onda que recibe. Para el caso de una señal senoidal, esto significa que en el espectro de frecuencias de la señal detectada sólo debería aparecer un pico a una frecuencia. Para comprobar esto, se envía una señal senoidal a cada modulador y a la señal detectada (a la salida del interferómetro de Mach-Zehnder, Figura 5.1) se le aplica una transformada de Fourier con el osciloscopio. Las Figuras 5.10 y 5.11 muestran el despliegue en tiempo del osciloscopio y su Transformada de Fourier, para los moduladores.

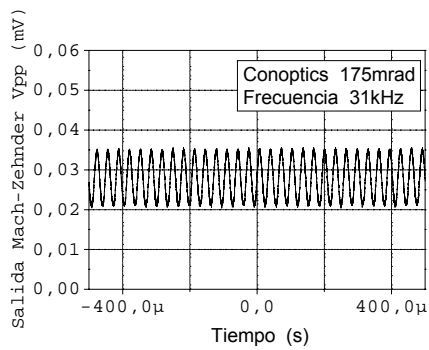


(a)

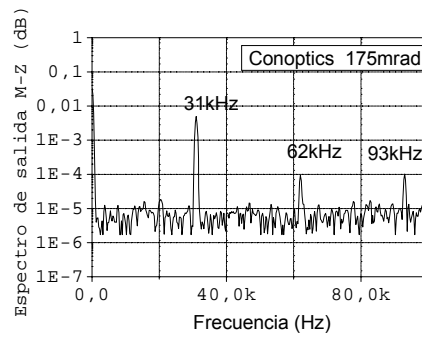


(b)

**Figura 5.10** (a) Señal producida por el modulador New Focus. Frecuencia 31kHz. (b) Espectro de frecuencias de la señal producida por el modulador New Focus.



(a)



(b)

**Figura 5.11** (a) Señal producida por el modulador Conoptics. Frecuencia 31kHz. (b) Espectro de frecuencias de la señal producida por el modulador Conoptics.

Se observa de la Figura 5.10 que el modulador New Focus produce una señal senoidal a una sola frecuencia (misma frecuencia de la señal que recibe) en todo el intervalo investigado. Por el contrario, como se observa en la Figura 5.11, el modulador Conoptics genera una señal senoidal con una frecuencia igual a la que recibe y además esta señal fluctúa de tal forma que genera el segundo y tercer armónico; este comportamiento se presenta

cuando el modulador Conoptics tiene una amplitud de modulación  $\Delta \geq 141 \text{mrad}$ .

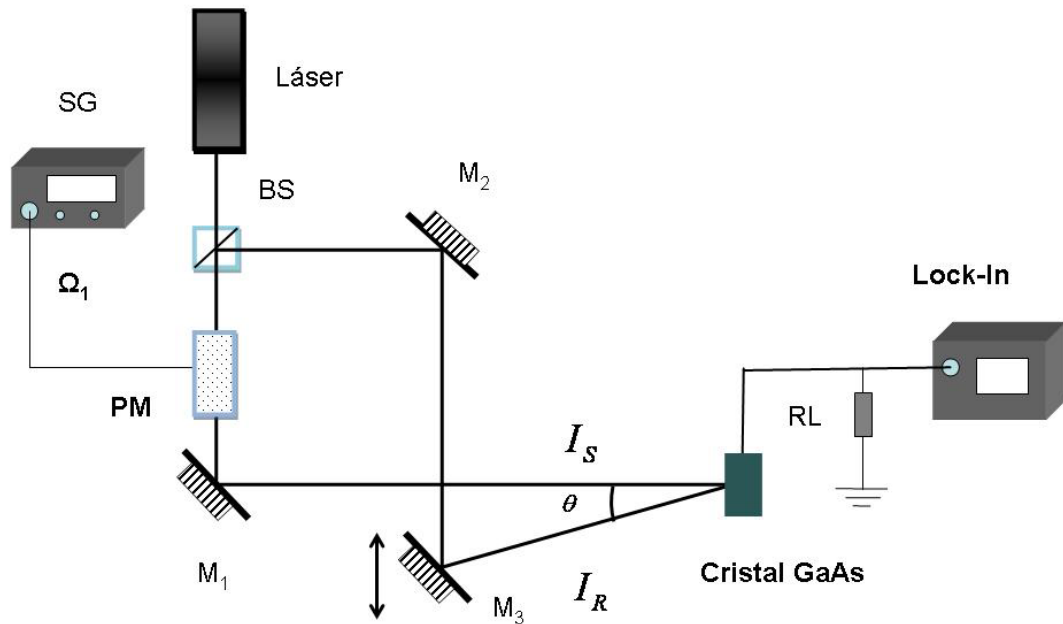
Con el análisis experimental anterior se observa que el modulador New Focus presenta una relación lineal entre el voltaje aplicado y el cambio de fase. Por el contrario, la respuesta del modulador Conoptics debe aproximarse por dos líneas rectas, además éste tiene una resonancia en 31kHz y presenta armónicos de la señal para  $\Delta \geq 141 \text{mrad}$ .

Por lo anterior el modulador New Focus es un dispositivo más preciso que el modulador Conoptics; entonces la señal del modulador New Focus se utilizará como una referencia en el montaje experimental empleado para determinar la amplitud de vibración de una onda ultrasónica.

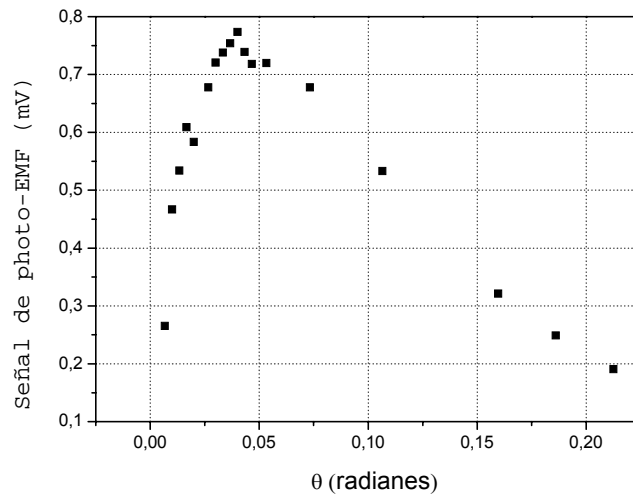
### **5.3 Caracterización del Cristal de GaAs**

Para la investigación del efecto de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos tonos se usa un cristal de GaAs descrito en la sección 4.10. Con objeto de tener un ancho de banda grande ( $\geq 100 \text{kHz}$ ) se uso una resistencia de carga de  $10 \text{k}\Omega$ .

El primer paso para caracterizar el detector adaptivo es cuantificar su dependencia en la frecuencia espacial. Esto se realizó variando el ángulo  $\theta$  mediante el desplazamiento del espejo  $M_3$ , ver Figura 5.12. La dependencia de la señal del efecto de fuerza foto-electromotriz respecto de este ángulo ( $\theta$ ) se muestra en la Figura 5.13.



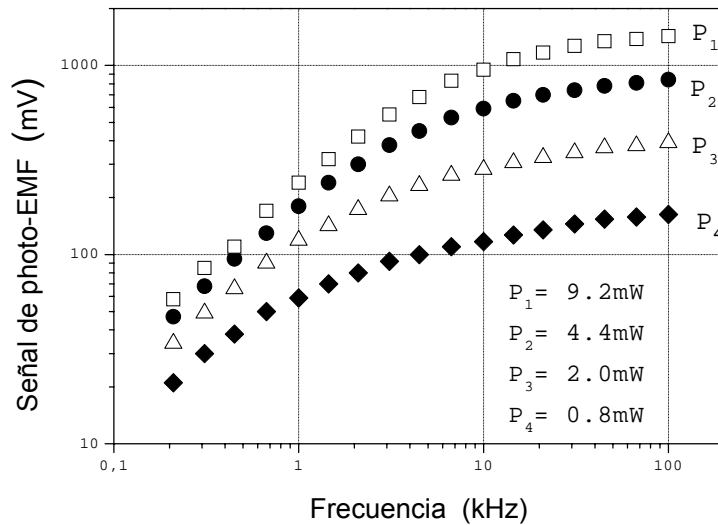
**Figura 5.12** Montaje experimental que se empleó para la caracterización del cristal de GaAs. SG generador de funciones, BS divisor de haz, PM es el modulador electro-óptico New Focus,  $R_L = 10k\Omega$  resistencia de carga.  $I_R$  e  $I_S$  son los haces de referencia y de señal respectivamente.  $M_1$ ,  $M_2$  y  $M_3$  son espejos.



**Figura 5.13** Cambio de la fotocorriente debido a la variación de la frecuencia espacial. La resistencia de carga  $R = 10k\Omega$ ,  $\Delta \approx 140mrad$  (amplitud de modulación), el contraste  $m = 0.99$ .

El máximo en esta dependencia ocurre a un ángulo  $\theta_{opt} \approx 0.04rad$ . En términos de frecuencia espacial  $\left( K = \frac{4\pi}{\lambda} \sin(\theta/2) \right)$  este ángulo significa  $K_{opt} \approx 400 \times 10^3 m^{-1}$ . En la teoría del efecto de fuerza foto-electromotriz esto significa que la longitud de difusión es  $L_D = K^{-1} \approx 2.5 \mu m$  de los portadores de carga.

La segunda parte de la caracterización es la dependencia de la fotocorriente respecto a la frecuencia de modulación para diferentes potencias incidentes en el cristal, Figura 5.14. La variación de potencia incidente se logra al colocar un atenuador a la salida del láser que disminuye la intensidad. Como ya se había mencionado en el Capítulo 3, esta función de transferencia guarda una similitud con la función de transferencia de un circuito pasa altas.

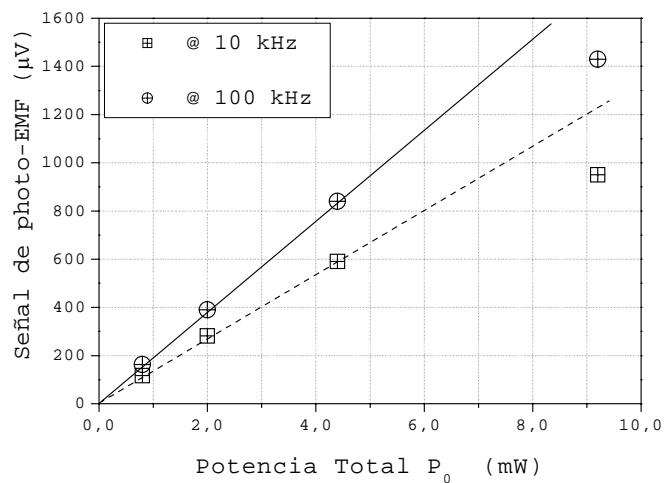


**Figura 5.14** Gráfica que muestra la variación de la señal de photo-EMF respecto a la frecuencia de modulación al emplear el modulador electro-óptico New Focus para diferentes potencias incidentes. El ángulo de intersección entre los haces es de  $0.04rad$ , amplitud aplicada al modulador  $\sim 300mrad$  y el contraste es  $m \approx 1$ .



De la Figura 5.14 se puede observar que la frecuencia de corte ( $f_0$ ) es proporcional a la potencia incidente en el cristal. En particular para la potencia total de 4.4mW la frecuencia de corte es de  $f_0 \approx 6$ kHz. En términos de detección adaptiva, esto significa que el detector puede compensar fluctuaciones menores a 6kHz, cuando se detectan señales de frecuencias mayores a 6kHz.

De la Figura 5.14 se puede obtener información de la relación que existe entre la señal de photo-EMF respecto a la potencia incidente.

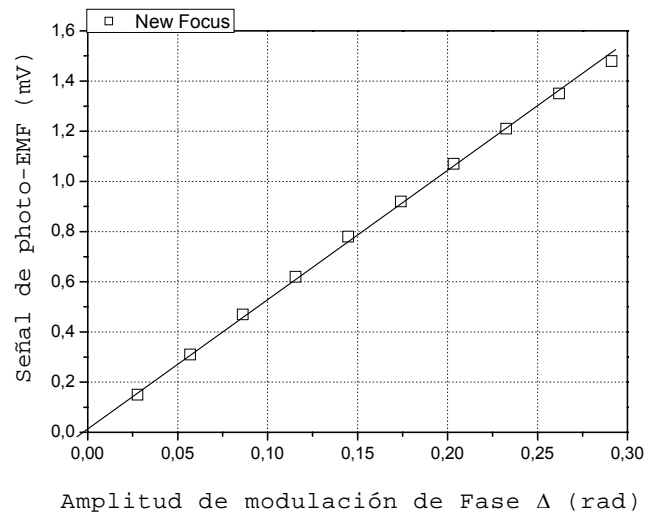


**Figura 5.15** Gráfica que muestra la variación de la señal de photo-EMF respecto a la potencia incidente sobre el detector al emplear el modulador electro-óptico New Focus. Las frecuencias que se usaron son mayores que la frecuencia de corte del cristal.

De la Figura 5.15 se observa que existe una relación lineal para los primeros tres puntos graficados; para el cuarto punto se observa que el detector se ha saturado.

La tercera parte de la caracterización es la dependencia de la señal de photo-EMF en función de la amplitud de modulación, para lo cual se emplea

la ecuación 5.4. La Figura 5.16 muestra esta dependencia cuando se utiliza el modulador New Focus.



**Figura 5.16** Gráfica que muestra la variación de la señal de photo-EMF respecto a la amplitud de modulación, para el modulador New Focus.

La Figura 5.16 muestra que existe una dependencia lineal entre la amplitud de modulación y la señal de photo-EMF. Lo anterior cumple con lo que establece la ecuación (3.6).

## 5.4 Referencias

- [5.1] M. A. Bello Jiménez, Implantación de un sistema interferométrico para la calibración de transductores de ultrasonido, Tesis de Maestría, INAOE, 2005.
- [5.2] C. B. Scruby and L. E. Drain, Laser Ultrasonics Techniques Applications Hilger. Bristol. 1990.

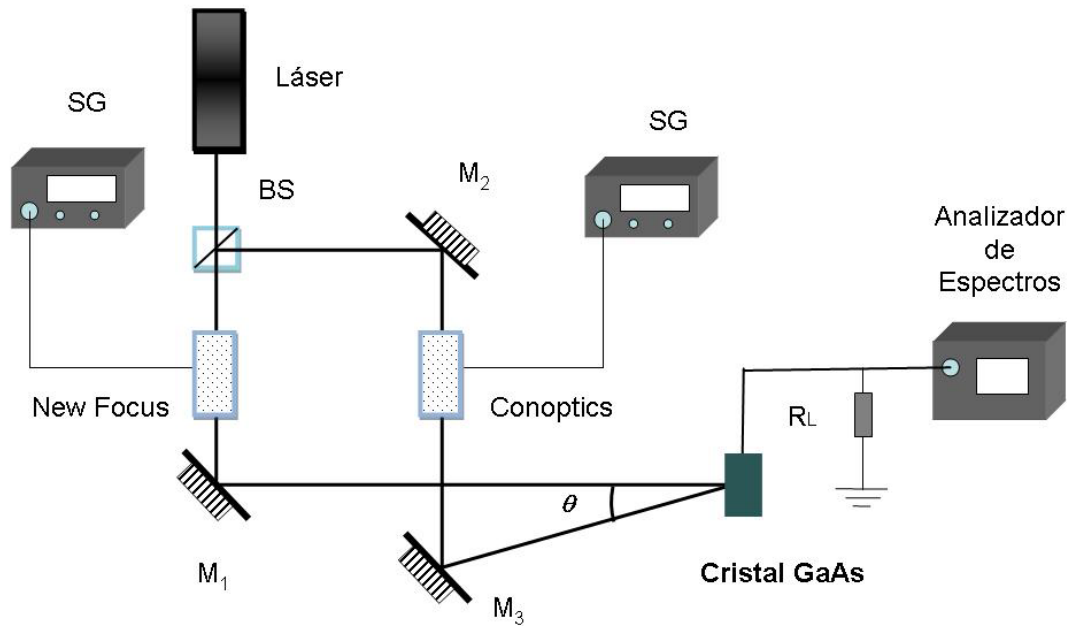
## **Capítulo 6 Efecto de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos tonos: Resultados experimentales y análisis**

### ***6.1 Introducción***

En este capítulo se mostrarán tres experimentos que se realizaron con la finalidad de describir los espectros de frecuencias que se observan debido a la presencia de dos frecuencias en el efecto de fuerza foto-electromotriz. Por último se hará un análisis de los resultados obtenidos y se comparará la técnica de detección (de señales moduladas en fase) basada en el efecto de fuerza foto-electromotriz con la técnica de detección basada en interferometría convencional (usando un interferómetro de Mach-Zehnder).

### ***6.2 Arreglo experimental***

El montaje experimental que se empleó para estudiar el efecto de fuerza foto-electromotriz cuando existen dos frecuencias de excitación (o tonos) se muestra en la Figura 6.1. En este arreglo, cada modulador recibe una señal senoidal proveniente de un generador de funciones a una frecuencia. La salida del detector se envía a un analizador de espectros para obtener el espectro de frecuencias de la señal.



**Figura 6.1** Montaje experimental para observar el efecto de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos tonos. SG generador de funciones, modulador electro-óptico New Focus, modulador electro-óptico Conoptics,  $R_L$  resistencia de carga, BS divisor de haz.  $M_1$ ,  $M_2$  y  $M_3$  son espejos.

La señal producida por el modulador New Focus será denotada como  $f_1$ ; y la producida por el modulador Conoptics como  $f_2$ . Al valor absoluto de la diferencia entre  $f_1$  y  $f_2$  se denota por  $\delta$ . A los picos que aparecen con las frecuencias  $f \pm \delta$  se les denominará como picos laterales de la frecuencia  $f$ . Las amplitudes de modulación de fase para cada modulador se obtienen de las ecuaciones (5.4), (5.5) y (5.6).

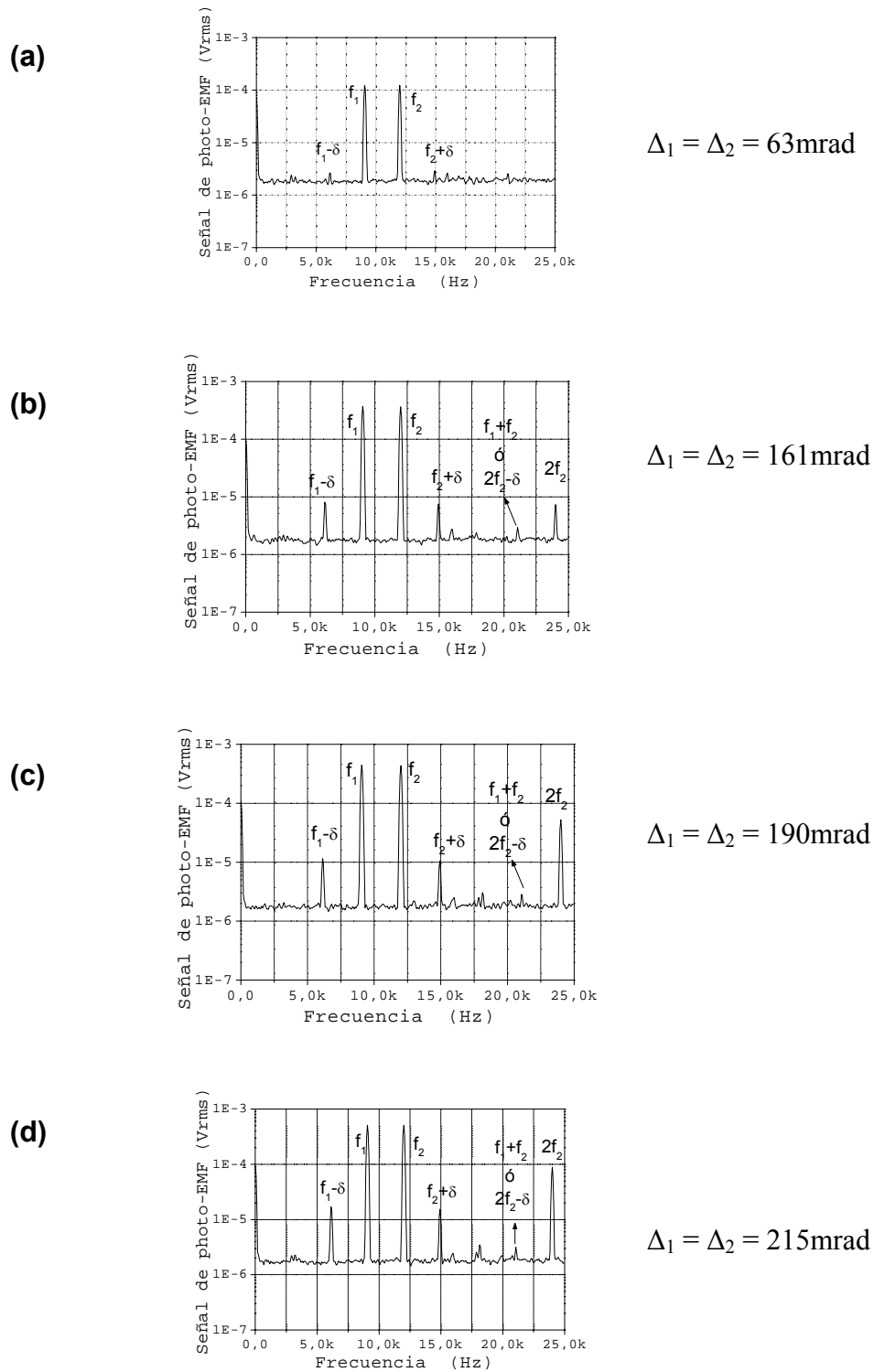
De acuerdo a la dependencia mostrada en la Figura 5.15 los experimentos se realizan a potencias de 4.4mW, que es la potencia donde el detector de fuerza electromotriz aún no se ha saturado. La frecuencia de corte ( $f_0$ ) para esta intensidad es de ~6kHz.

### ***6.3 Efecto de la señal de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos frecuencias en diferentes condiciones***

En la siguiente sección se mostrarán tres experimentos que se implementaron para describir los picos observados debido a la señal de photo-EMF. En el primer y segundo experimento se varió la amplitud de modulación de los moduladores al mismo tiempo. En el tercero se fijó la amplitud de modulación para un modulador y se varió la amplitud del otro.

#### **6.3.1 Espectro de la señal de photo-EMF para $f_1, f_2 \sim f_0$ y $\Delta_1 = \Delta_2$**

En este experimento se varió la amplitud de modulación de igual forma para los dos moduladores y las frecuencias que se emplearon son mayores pero cercanas a la frecuencia de corte. Las siguientes gráficas muestran los resultados encontrados donde las señales se promediaron 64 veces.



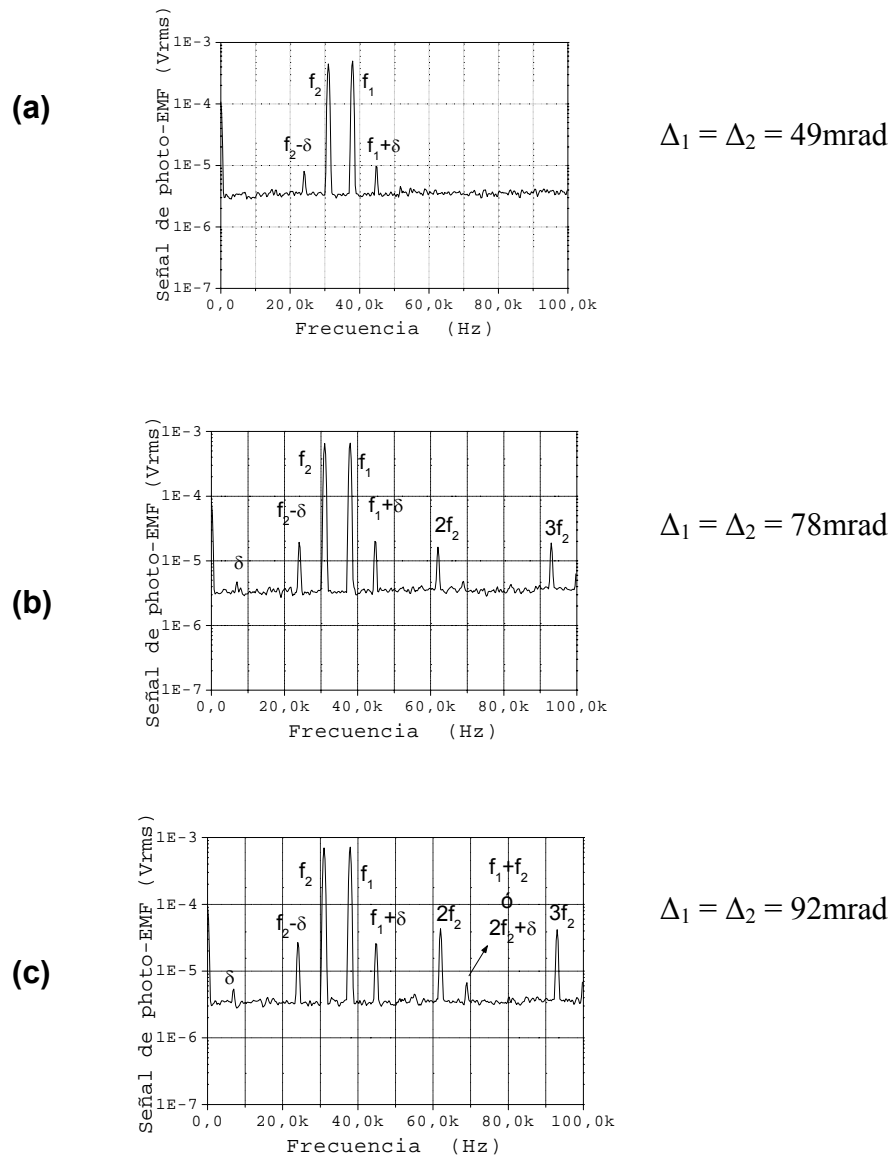
**Figura 6.2** Espectro de frecuencias de la señal de photo-EMF con dos tonos para frecuencias cercanas a la frecuencia de corte ( $\omega = f_0/2\pi$ ),  $f_1 = 9\text{kHz}$ ,  $f_2 = 12\text{kHz}$ .

En la Figura 6.2 se observan las frecuencias que se obtienen al tomar la transformada de Fourier de la señal de photo-EMF. También se muestra que el tamaño de cada pico se ve modificado al incrementar la amplitud de modulación de las frecuencias  $f_1$  y  $f_2$ . Observe que independientemente del valor de las amplitudes  $\Delta_1$  y  $\Delta_2$ , la frecuencia diferencia ( $\delta$ ) es aproximadamente cero, esto se esperaba de acuerdo a la función de transferencia del efecto de fuerza foto-electromotriz (se comporta como un filtro pasa altas). Es importante notar que la frecuencia suma se debe a dos posibles combinaciones: a la suma de frecuencias  $f_1+f_2$  o a la combinación de  $2f_2-\delta$ . También se distinguen las frecuencias  $f_1-\delta$  y  $f_2+\delta$ .

El pico que aparece a la frecuencia  $2f_2$  se debe a que el modulador Conoptics produce armónicos de la señal para  $\Delta_2 \geq 141mrad$ .

### **6.3.2 Espectro de la señal de photo-EMF para $f_1, f_2 > f_0$ y $\Delta_1 = \Delta_2$**

En este experimento se varió la amplitud de modulación de igual forma para los dos moduladores y las frecuencias que se emplearon son mayores que la frecuencia de corte. Las siguientes gráficas muestran los resultados encontrados donde las señales se promediaron 64 veces.



**Figura 6.3** Espectro de frecuencias de la señal de photo-EMF con dos tonos para frecuencias mayores a la frecuencia de corte ( $\omega = f_0/2\pi$ ),  $f_1 = 38\text{kHz}$ ,  $f_2 = 31\text{kHz}$ .

Este experimento se realizó con la finalidad de observar el comportamiento de la frecuencia suma y la frecuencia diferencia cuando el modulador Conoptics estaba en resonancia (31kHz).

En este experimento se observa la suma de frecuencias y la diferencia de frecuencias. Es importante notar que la frecuencia suma se debe a dos

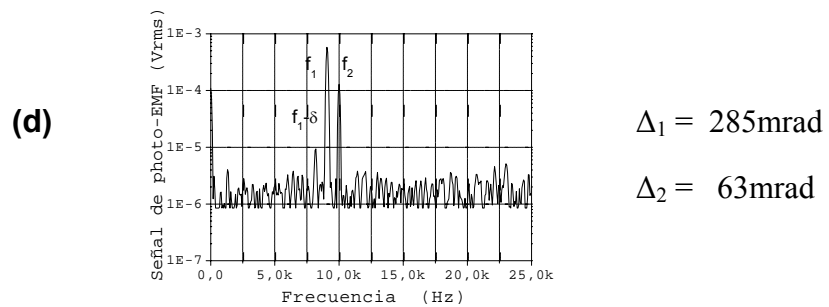
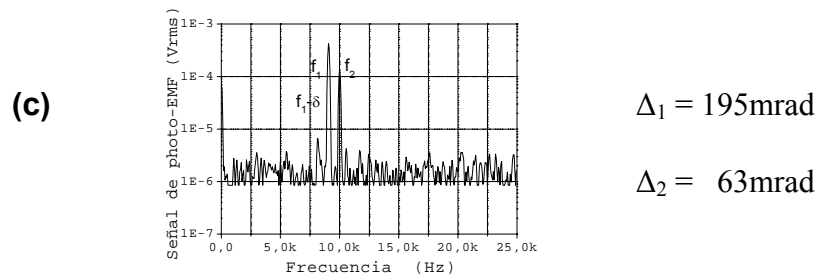
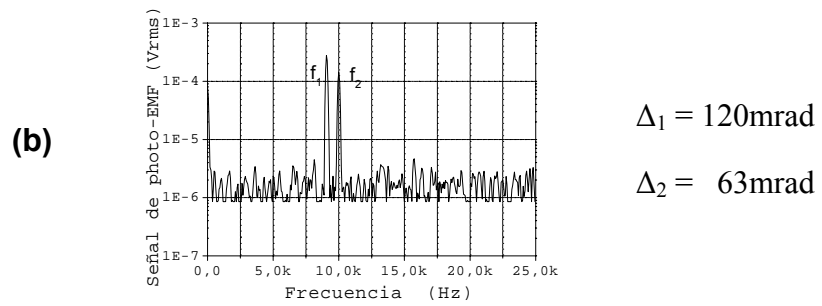
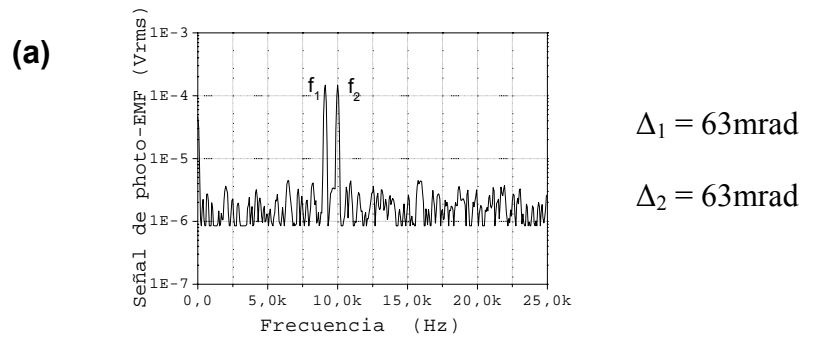


posibles combinaciones: a la suma de frecuencias  $f_1+f_2$  o a la combinación de  $2f_2-\delta$ . También aparecen los picos laterales de las frecuencias  $f_1$  y  $f_2$ . Los pico que aparece a las frecuencias  $2f_2$  y  $3f_2$  se debe a que el modulador Conoptics produce armónicos de la señal para  $\Delta_2 \geq 141\text{mrad}$ .

Que el tamaño de los picos de la Figura 6.3 sean mayores que el tamaño de los picos de la Figura 6.2 se debe a dos factores: el primero es que la señal mostrada en las gráficas de la Figura 6.3 es amplificada por la función de transferencia del efecto de fuerza foto-electromotriz y el segundo es porque se está trabajando en la resonancia del modulador Conoptics.

### **6.3.3 Espectro de la señal de photo-EMF para $\Delta_1 \neq \Delta_2$ y $f_1, f_2 \sim f_0$**

Se fijó la amplitud de modulación del modulador Conoptics en 63mrad mientras que la amplitud de modulación del New Focus tomó los valores: 63mrad, 120mrad, 195mrad y 285mrad. La frecuencia de la señal que recibió el modulador New Focus fue de  $f_1 = 9\text{kHz}$  y la del Conoptics fue de  $f_2 = 10\text{kHz}$ . La Figura 6.4 muestra los resultados encontrados donde la señal no se promedió.



**Figura 6.4** Espectro de frecuencias de la señal de photo-EMF con dos frecuencias.  $f_1 = 9\text{kHz}$ ,  $f_2 = 10\text{kHz}$ . Para las figuras (a), (b), (c) y d la amplitud de modulación es  $\Delta_2 = 63\text{mrad}$ .

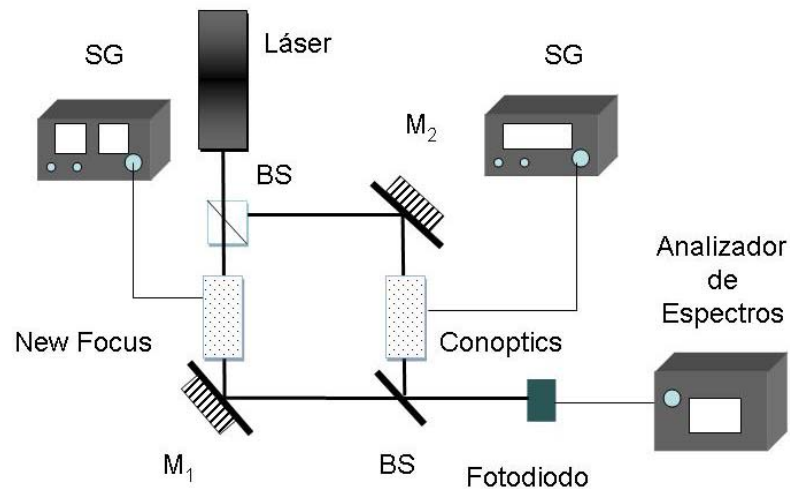
En este experimento se fijó la amplitud de modulación del modulador Conoptics y se varió la amplitud de modulación del modulador New Focus, debido a esto no se observan los armónicos de la frecuencia  $f_2$ , los cuales aparecen cuando  $\Delta_2 \geq 141\text{mrad}$ . La suma de frecuencias y la diferencia de frecuencias no aparecen en este experimento como se esperaba desde un principio. En la Figura 6.4 (d) el primer pico que se observa de izquierda a derecha se debe al ruido de la señal ya que en este caso no se realizó ningún promedio.

También se fijó la amplitud de modulación del New Focus y se varió la amplitud de modulación del Conoptics, obteniendo resultados similares a los del caso anterior. Sólo que en este experimento se observan los armónicos del Conoptics para  $\Delta_2 \geq 141\text{mrad}$ .

#### ***6.4 Técnica de detección basada en interferometría convencional***

Es importante hacer una comparación entre la técnica de detección basada en el efecto de fuerza foto-electromotriz y las técnicas basadas en interferometría convencional (Mach-Zehnder) para detectar dos señales moduladas en fase.

El arreglo experimental que se utilizó para observar dos frecuencias en el interferómetro de Mach-Zehnder se muestra en la Figura 6.5. En este experimento se colocó un modulador en cada brazo del interferómetro; cada uno de estos recibe una señal senoidal de un generador de funciones.

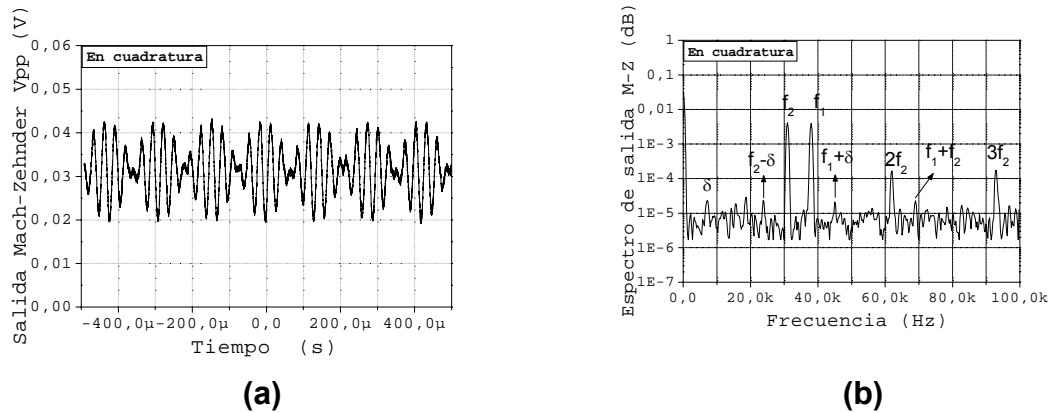


**Figura 6.5** Sistema utilizado para observar dos tonos en el interferómetro de Mach-Zehnder. BS divisor de haz, SG generador de funciones. Se utilizaron los moduladores electro-ópticos New Focus y Conoptics.  $M_1$  y  $M_2$  son espejos.

El experimento consistió en observar la salida del sistema, por medio de un analizador de espectros, cuando el interferómetro se encontraba en su región lineal (*cuadratura*).

En el fotodiodo se generan dos señales a diferentes frecuencias y cuando éstas se observan en un osciloscopio se presentan como un *batido* (la mezcla de dos o más ondas a diferentes frecuencias), éste contiene la información de cada onda por separado, así que cuando se observa el espectro de frecuencias del batido (señal que proviene del fotodiodo) es posible distinguir las frecuencias que lo componen.

Se colocó el interferómetro en cuadratura y el modulador New Focus estaba a la frecuencia de  $f_1 = 38\text{kHz}$  y el Conoptics  $f_2 = 31\text{kHz}$  y la amplitud de modulación para ambos fue de  $180\text{mrad}$ . La diferencia de frecuencias se denota como  $\delta$  y en este caso tiene un valor de  $7\text{kHz}$ . La siguiente gráfica muestra la señal que proviene del fotodiodo y su espectro de frecuencias.



**Figura 6.6 (a)** Señal de salida del interferómetro de Mach-Zehnder donde se observa el batido. La amplitud de modulación es de 180mrad para el modulador New Focus y el Conoptics. **(b)** Espectro de frecuencias de la señal.

En la Figura 6.6 (b) se observan las frecuencias  $f_1$ ,  $f_2$  y sus respectivos picos laterales. En la Figura 6.6 (a) se puede apreciar la suma de frecuencias como la onda envolvente y también se puede distinguir la diferencia de frecuencias como la frecuencia de la onda portadora. Así que cuando se observa la frecuencia suma en la Figura 6.6 (b) se puede estar seguro de que se habla de la combinación  $f_1+f_2$ .

Los picos que aparecen a las frecuencias  $2f_2$  y  $3f_2$  se deben a que el modulador Conoptics produce armónicos de la señal para  $\Delta_2 \geq 141mrad$ .

### **6.5 Comparación entre la técnica de detección basada en el efecto de photo-EMF e interferometría convencional**

En los espectros de frecuencias que se observan cuando se utiliza la técnica de detección basada en el efecto de fuerza foto-electromotriz se pueden apreciar las frecuencias  $f_1$ ,  $f_2$  y sus respectivos picos laterales; las mismas frecuencias se observan cuando se emplea la técnica de detección basada en interferometría convencional.

En el caso de interferometría convencional la suma de frecuencias ( $f_1+f_2$ ) aparece sin ninguna ambigüedad. Por el contrario la frecuencia suma en el efecto de fuerza foto-electromotriz aparece como dos posibles combinaciones  $f_1+f_2$  ó  $2f_2-\delta$ . Además la suma de frecuencias no siempre está presente en el espectro de frecuencias como se observa en la Figura 6.4.

La diferencia de frecuencias siempre está presente en el espectro de frecuencias cuando se emplea interferometría convencional. En el caso del efecto de fuerza foto-electromotriz la diferencia de frecuencias no siempre esta presente, este hecho se debe a que ésta no es mayor que la frecuencia de corte. Como se vio en la teoría del efecto de fuerza foto-electromotriz, las frecuencias menores que la frecuencia de corte son atenuadas por la función de transferencia (que se comporta como un filtro pasa altas).

A continuación se presenta una lista de ventajas y desventajas de la técnica interferométrica basada en el interferómetro de Mach-Zehnder para medir cambios de fase:

*Ventajas:*

- Sensibilidad alta.
- Auto-calibrable.

*Desventajas:*

- Dificultad de colocar al interferómetro en cuadratura. Sensible a las condiciones ambientales (corrientes de aire, vibraciones y variaciones de temperatura).

A continuación se presentará una lista de ventajas y desventajas de la técnica para medir cambios de fase basada en el efecto de fuerza foto-electromotriz:

*Ventajas:*

- No le afectan las perturbaciones ambientales debido a que su función de transferencia es parecida a un circuito pasa altas.
- No hay necesidad de colocar al interferómetro en cuadratura.

*Desventajas:*

- Es auto-calibrable para amplitudes de modulación grandes y frecuencias mayores que la frecuencia de corte. Se puede calibrar para amplitudes pequeñas introduciendo una referencia en el efecto.
- En el caso que se introduce una referencia sólo se pueden medir cambios de fase pequeños.

## **Capítulo 7 Efecto de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos tonos: características de las señales y aplicación**

### ***7.1 Introducción***

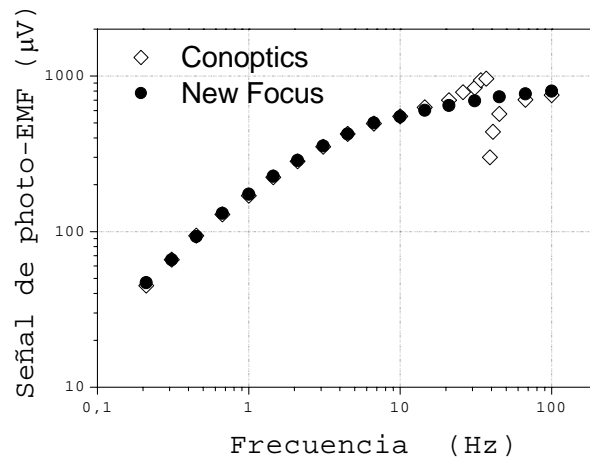
En el capítulo anterior se mostró que para amplitudes de modulación  $\Delta_1, \Delta_2 \ll 1$ , la corriente de fuerza foto-electromotriz produce dos señales proporcionales a estas amplitudes. Es claro que esta propiedad se puede usar para determinar una amplitud de modulación desconocida si se conoce la otra. En este capítulo se muestra la realización experimental de esta propuesta.

### ***7.2 Comparación de las respuestas de los moduladores (empleando el efecto de photo-EMF)***

El montaje experimental que se utilizó para observar la función de transferencia y la dependencia de la señal de photo-EMF respecto a la amplitud de modulación (para cada uno de los moduladores) es igual al mostrado en la figura 6.1. Éste consta de un cristal de GaAs y de un modulador electro-óptico en cada brazo del interferómetro.

La Figura 7.1 muestra la función de transferencia del efecto de fuerza foto-electromotriz para cada uno de los moduladores. Estas curvas se obtienen por separado al fijar la amplitud de modulación y después variando la frecuencia de la señal que recibe cada modulador.

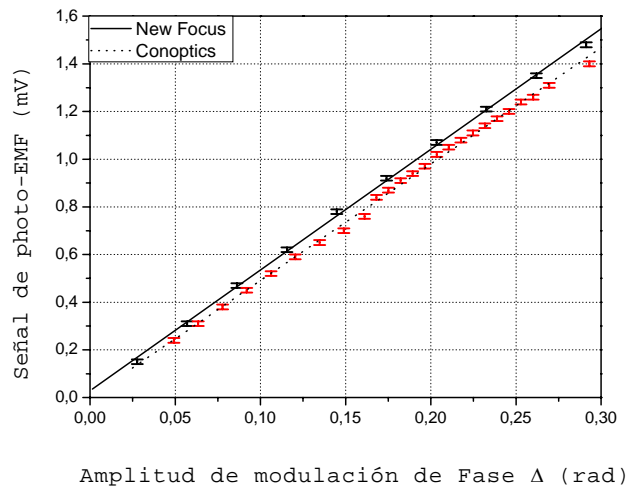




**Figura 7.1** Función de transferencia del modulador New Focus y Conoptics. Las amplitudes de modulación son  $\Delta_1 = \Delta_2 = 270$  mrad.

La Figura 7.1 muestra que la función de transferencia del sistema es la misma independientemente de que modulador se utilice. De esta figura es evidente que el modulador Conoptics tiene una resonancia en 31kHz y se observa que la función de transferencia del efecto de fuerza foto-electromotriz se comporta como un filtro pasa altas. Mientras que la función de transferencia del interferómetro (Figura 5.9) es casi plana. Si comparamos ambas figuras se observa que la función de transferencia del interferómetro presenta fluctuaciones en los puntos encontrados, debido a que antes de tomar cualquier medida se debe colocar el interferómetro en el *punto de cuadratura* manualmente. Como existen cambios de fase aleatorios el interferómetro no permanece mucho tiempo en este punto. En contraste en los puntos de la Figura 7.1 se observa que las funciones de transferencia del efecto de fuerza foto-electromotriz no fluctúan.

La respuesta de cada modulador para diferentes amplitudes de modulación se obtiene al fijar la frecuencia y variar el voltaje aplicado a cada modulador, para obtener las curvas de la Figura 7.2 se utilizaron las ecuaciones (5.4), (5.5) y (5.6).



**Figura 7.2** Gráfica que muestra la variación de la señal de photo-EMF respecto a la amplitud de modulación, para el modulador New Focus y Conoptics. Potencia 4.4mW. Frecuencia 10kHz.

La Figura 7.2 muestra, como se esperaba desde el principio, que la señal de fuerza foto-electromotriz depende de la amplitud de modulación pero no del modulador. Las curvas encontradas para el modulador New Focus y el modulador Conoptics son iguales dentro de los errores experimentales que se cometieron.

### **7.3 El cociente entre las dos señales de photo-EMF no depende de la intensidad**

La expresión para la corriente debida al efecto de fuerza foto-electromotriz de estado no estacionario en el caso que no hay campo eléctrico externo, ecuación (3.6), es:

$$j_{\Sigma}^{\Omega} = \frac{m^2 \Delta}{2} \frac{\sigma_0}{1 + K^2 L_D^2} E_D \frac{-i\Omega/\Omega_0}{1 + i\Omega/\Omega_0}.$$

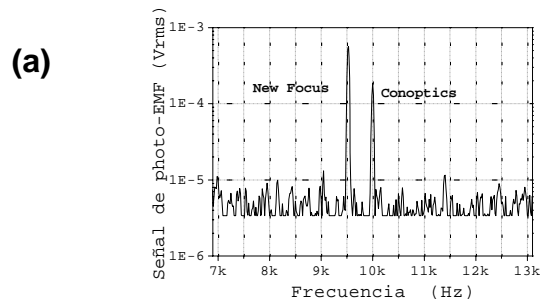
En general se puede observar que la fotocorriente depende del nivel de la intensidad promedio en el cristal.

Si se utilizan dos moduladores electro-ópticos como se muestra en la Figura 6.1 y cada uno de éstos recibe una señal senoidal a la salida se tendrán dos señales de fuerza foto-electromotriz. El cociente entre estas dos señales da como resultado la siguiente expresión:

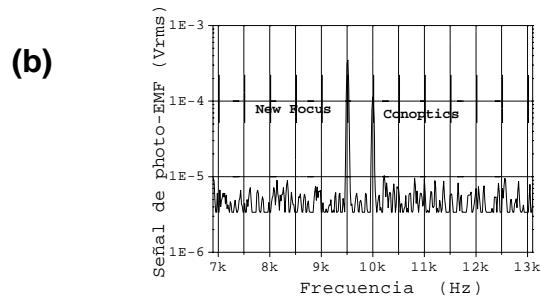
$$\frac{J_2^{\Omega}}{J_1^{\Omega}} \approx \frac{\Delta_2}{\Delta_1} = l, \quad (7.1)$$

donde  $l$  es una constante.

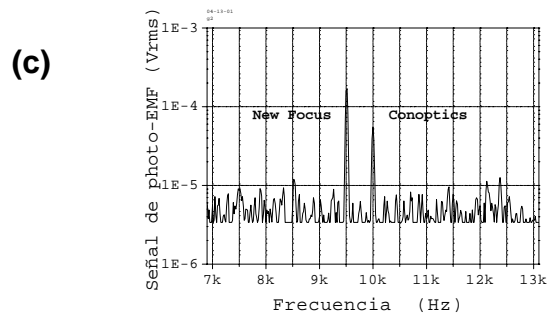
El resultado anterior muestra que el cociente entre las dos señales es independiente de la intensidad. El experimento se realizó de la siguiente manera: se mandó una señal senoidal a cada uno de los moduladores y se determinaron los voltajes de salida de las señales. La variación de la potencia óptica se realizó por medio de cuatro atenuadores que produjeron las siguientes potencias: 0.8mW, 2.0mW, 4.4mW y 9.2mW. La Figura 7.3 muestra los resultados obtenidos.



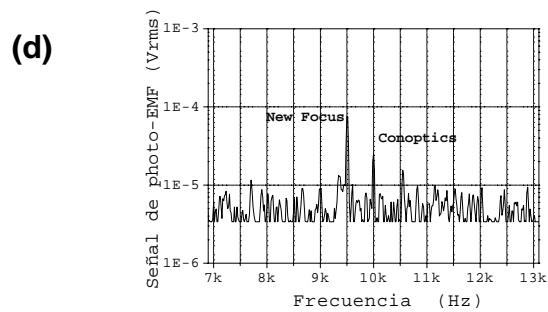
$$P_0 = 9.2\text{mW}$$



$$P_0 = 4.4\text{mW}$$



$$P_0 = 2.0\text{mW}$$

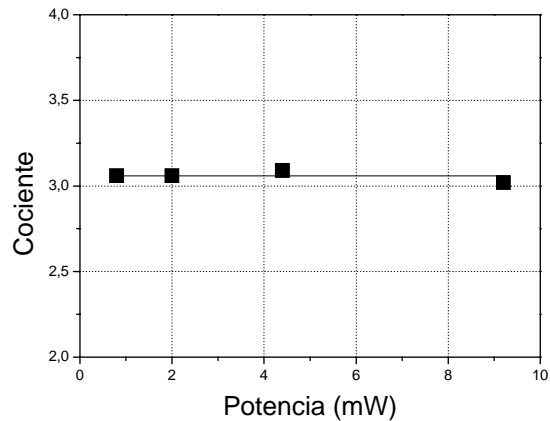


$$P_0 = 0.8\text{mW}$$

**Figura 7.3** Espectro de frecuencias de la señal de photo-EMF con dos frecuencias para diferentes potencias ópticas. Las frecuencias de los moduladores Conoptics y New Focus son 10kHz y 9.5kHz respectivamente.

Se observa de la Figura 7.3 que el voltaje de los picos decrece conforme se disminuye la intensidad; poniendo de manifiesto que la señal de fuerza foto-electromotriz si depende de la intensidad.

Una vez determinado los voltajes de los picos de salida, se realiza el cociente entre ellos. La Figura 7.4 muestra los resultados.



**Figura 7.4** Gráfica que muestra la dependencia entre el cociente y la potencia óptica. El cociente se determina al dividir el voltaje de salida del modulador New Focus y el voltaje de salida del modulador Conoptics.

Los resultados mostrados ponen de manifiesto que el cociente entre los voltajes de salida del efecto de photo-EMF no depende de la intensidad. Cabe destacar que la intensidad de la señal original se atenuó casi 11 veces. En la Figura 7.4 se observan pequeñas fluctuaciones en el valor del cociente para diferentes intensidades. Éstas se atribuyen a las variaciones de los voltajes al ser determinados. Como se puede observar estas variaciones son muy pequeñas. Se debe recordar la relación que guarda la intensidad y la potencia óptica ya que los datos presentados en esa sección están dados en términos de potencia óptica;  $I = P/A$  donde  $I$  es la intensidad del láser,  $P$  es la potencia óptica del láser y  $A$  es el área de detección.

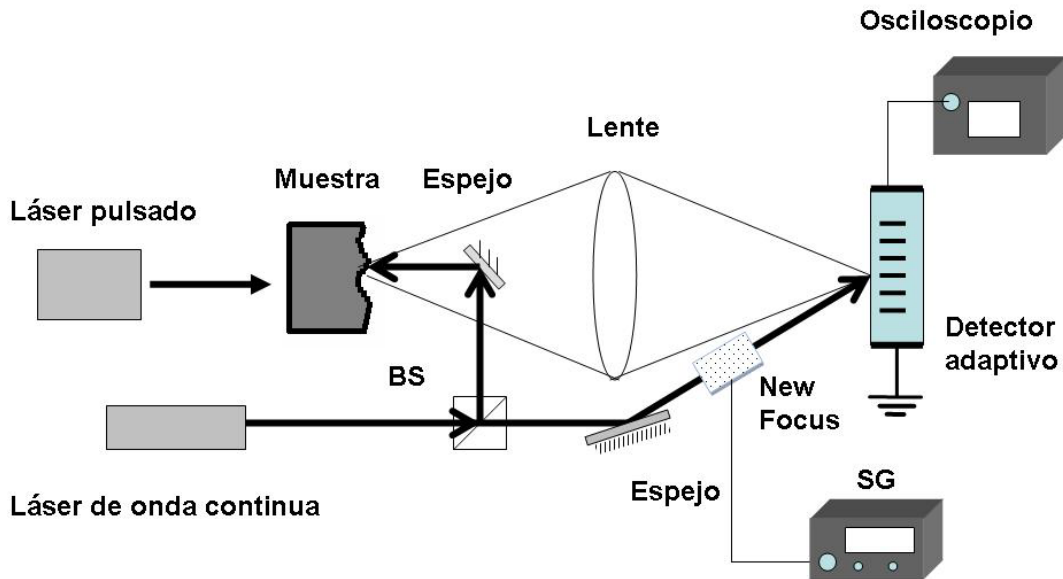
## 7.4 Aplicación: determinación de la amplitud de vibración provocada por una onda ultrasónica en un material

Utilizando la ley de Ohm en la ecuación (7.1) se tiene que el cociente se puede escribir como:

$$\frac{V_2}{V_1} \approx \frac{\Delta_2}{\Delta_1} = l. \quad (7.2)$$

La ecuación (7.2) señala que es posible determinar la amplitud de modulación de una señal si se conoce el valor de los voltajes (de salida) de ambas señales y el valor de la amplitud de modulación de una señal.

Con lo anterior se va a calcular la amplitud de vibración de una onda ultrasónica propagándose en un material. El montaje experimental que se emplea se muestra en la Figura 7.5.



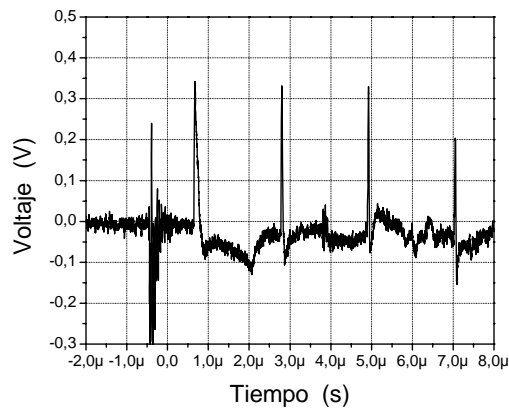
**Figura 7.5** Montaje experimental para la detección de ultrasonido (generado por medio de un láser pulsado) por medio de un detector de photo-EMF [7.1].  
SG generador de funciones y BS divisor de haz.

En el montaje experimental anterior se hace incidir un láser pulsado (pulsos de aproximadamente 10ns con energía promedio de 500mJ por pulso) sobre una placa metálica (aluminio); esto genera una onda ultrasónica que se propaga en el material. Aquí es importante mencionar que una vibración ( $\delta$ ) en la superficie bajo prueba es equivalente a un cambio en la fase de la onda reflejada ( $\Delta$ ). A incidencia normal se tiene [7.2]:

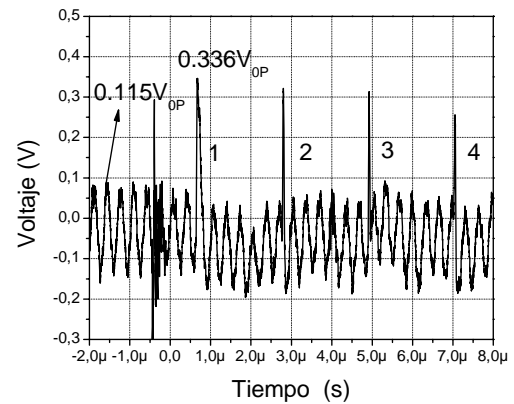
$$\delta = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta. \quad (7.3)$$

La detección de los desplazamientos provocados por las ondas ultrasónicas se realiza de la siguiente manera: El haz de un láser de onda continua de baja potencia se divide en dos. Uno de los haces (haz de señal) se envía a la muestra bajo inspección, la luz reflejada se recolecta con una lente y se enfoca en un detector adaptivo donde interfiere con el otro haz (haz de referencia). Bajo condiciones estáticas (sin vibraciones ultrasónicas en la muestra) el patrón de interferencia en el fotodetector adaptivo permanece estable y no produce corriente alguna. Pero cuando la onda ultrasónica llega a la superficie opuesta a la que fue generada, provoca un pequeño desplazamiento que a su vez induce un movimiento del patrón de interferencia, generando así una corriente a través del detector adaptivo. La Figura 7.6 (a) muestra el tipo de señales que se obtiene. El primer pico que se observa de izquierda a derecha es ruido electrónico que es producido por la descarga de los capacitores del láser pulsado. Durante este experimento el modulador New Focus está apagado.

Para calcular la amplitud del desplazamiento del primer pico se introduce una señal senoidal de referencia de amplitud de 10V<sub>OP</sub> a una frecuencia de 1MHz por medio del modulador electro-óptico (New Focus). La Figura 7.6 (b) muestra la señal de salida que se obtiene.



(a)



(b)

**Figura 7.6** (a) Señal observada en el osciloscopio cuando un láser pulsado genera ultrasonido. (b) Señal observada en el osciloscopio cuando un láser pulsado genera ultrasonido con una señal de referencia de fondo.

El cristal que se utiliza tiene una frecuencia de corte de 0.1MHz lo cual indica que cada una de las señales tiene una frecuencia mayor que la frecuencia de corte. Esto tiene como finalidad el trabajar en la región donde la función de transferencia del efecto de fuerza foto-electromotriz es constante.

El voltaje cero-pico de la amplitud de la onda senoidal que se introdujo al modulador New Focus se puede convertir en fase por medio de la ecuación (5.4); el valor que se obtiene es 288mrad.

Ahora se elige el primer pico de la señal de ultrasonido para determinar el desplazamiento que la onda ultrasónica ocasionó al llegar a la superficie. Para esto se determina el voltaje del primer pico de la señal de ultrasonido y el voltaje del segundo pico de la señal de referencia, se utiliza este pico porque en esa zona la señal de referencia no está modulada por el ruido de la señal de ultrasonido, ver Figura 7.6 (b).



Conociendo los voltajes anteriores y la amplitud de modulación de la señal de referencia se puede usar la ecuación (7.2) para determinar la amplitud de modulación del primer pico de la señal de ultrasonido, este valor es de  $(789 \pm 72)$  mrad.

Utilizando la ecuación (7.3) se puede calcular el valor del desplazamiento (en este caso se utilizó un láser de onda continua de longitud de onda de 850nm) que es de  $(53.4 \pm 5)$  nm.

## **7.5 Referencias**

[7.1] S. Stepanov, P. Rodriguez, S.Trivedi and C.-C.Wang, Appl. Phys. Lett., Vol 84, No 2, 2004.

[7.2] C. B. Scruby and L. E. Drain, Laser Ultrasonics Techniques Applications Hilger. Bristol. 1990.

## Capítulo 8 Conclusiones

### 8.1 Conclusiones

Con el montaje experimental estudiamos el efecto de fuerza foto-electromotriz con dos frecuencias y también determinamos el cambio de fase provocado por el desplazamiento hecho por una onda ultrasónica al viajar en un material (pieza de aluminio). Los principales resultados obtenidos se muestran en los capítulos 6 y 7, donde se presentan los experimentos realizados para caracterizar el comportamiento de las dos frecuencias en el efecto de fuerza foto-electromotriz y se muestra el experimento que se empleó para determinar la amplitud de vibración de una onda ultrasónica.

Del análisis experimental del efecto de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos frecuencias se concluye que:

Los experimentos descritos en el capítulo 6, muestran que al tomar la transformada de Fourier de la señal de photo-EMF con dos tonos aparece una serie de picos a las frecuencias  $(f_{1,2} \pm \delta)$  y  $f_1+f_2$  además de los picos debidos a  $f_1$  y  $f_2$ . La frecuencia diferencia  $\delta$  (menor que la frecuencia de corte) es aproximadamente cero en la transformada de Fourier de la señal, debido a que frecuencias menores que la de corte son atenuadas por la función de transferencia. La frecuencia que se debe a las dos posibles combinaciones  $f_1+f_2$  ó  $2f_2+\delta$  es dos órdenes de magnitud menor que  $f_1$  y  $f_2$ .

En el capítulos 7 se demostró que la razón entre los voltajes de salida del efecto de photo-EMF (cuando se emplean dos frecuencias) no depende de la intensidad.

Es posible determinar el desplazamiento provocado por una onda ultrasónica al propagarse en un material al introducir una señal de referencia en el arreglo experimental basado en el efecto de photo-EMF.

# Lista de Figuras

## Capítulo 1

- Figura 1.1** Montaje experimental para la detección de ultrasonido (generado por un láser pulsado) por medio de un detector de photo-EMF[1.3]. Donde BS es un divisor de haz. **2**
- Figura 1.2** Señal observada en el osciloscopio cuando un láser pulsado genera ultrasonido. Se utiliza un detector basado en el efecto de photo-EMF [1.3]. **4**

## Capítulo 2

- Figura 2.1** Diagrama del interferómetro de Michelson. BS es un divisor de haz. **9**
- Figura 2.2** Variación de la intensidad de salida del interferómetro de Michelson en función de  $d$ . **10**
- Figura 2.3** Interferómetro Mach-Zehnder con un modulador de fase en uno de sus brazos.  $M_1$  y  $M_2$  son espejos.  $BS_1$  y  $BS_2$  son divisores de haz. **11**
- Figura 2.4** Se muestra la distorsión de una señal de entrada cuando se utiliza la región no lineal de la función de transferencia del interferómetro. **12**
- Figura 2.5** Señal de salida no distorsionada cuando se utiliza la región lineal de la función de transferencia del interferómetro. **13**
- Figura 2.6** Voltaje generado por el fotodiodo en función de la fase introducida por el modulador electro-óptico. **14**

## Capítulo 3

- Figura 3.1** Configuración experimental para la generación y observación 18
- Figura 3.2** Diagrama de la formación del campo eléctrico de carga espacial en estado estacionario, la generación de la corriente photo-EMF se presenta después de un rápido movimiento del patrón de interferencia. 19
- Figura 3.3.** Amplitud de la señal de photo-EMF como función de la frecuencia de modulación  $\Omega$ . 23
- Figura 3.4.** Amplitud de la señal de photo-EMF como función del la frecuencia espacial  $K$ . 23
- Figura 3.5** Amplitud de la señal photo-EMF como función de la frecuencia de modulación para diferentes intensidades de luz:  $I_1 < I_2 < I_3$  24
- Figura 3.6** Amplitud de la señal Photo-EMF como función de la amplitud de modulación, para frecuencias  $\Omega \gg \Omega_0$  . 25

## Capítulo 4

- Figura 4.1** Montaje experimental usado para observar dos frecuencias de vibración empleando un interferómetro de Mach-Zehnder. SG generador de funciones, BS divisor de haz, PM modulador electro-óptico (modulador de fase). 27
- Figura 4.2** Montaje experimental usado para observar dos frecuencias de vibración empleando el efecto de fuerza foto-electromotriz. SG generador de funciones, BS divisor de haz, PM modulador electro-óptico (modulador de fase). 28
- Figura 4.3** Esquema de detección. 35
- Figura 4.4** Esquema del cristal (GaAs) usado en los experimentos. 35

## Capítulo 5

- Figura 5.1** Montaje experimental (interferómetro Mach-Zehnder) empleado para la caracterización de los moduladores electro-ópticos. PM modulador electro-óptico, BS<sub>1</sub> y BS<sub>2</sub> divisores de haz, SG generador defunciones, DC fuente de corriente directa. **37**
- Figura 5.2** Señal de salida del interferómetro Match-Zehnder. Las variaciones de la señal se deben a cambios aleatorios de la diferencia de fase de los haces. **38**
- Figura 5.3** Señal desplegada por el osciloscopio cuando el espejo 2 se desplaza debido al voltaje DC aplicado al modulador. **39**
- Figura 5.4** Señal desplegada por el osciloscopio a la salida del interferómetro. Se usó el modulador New Focus. La amplitud de modulación es de aproximadamente de 300mrad. **40**
- Figura 5.5** Amplitud de la señal de salida del sistema cuando variamos el voltaje aplicado al modulador New Focus. Se trabajó a la frecuencia de 10kHz. **41**
- Figura 5.6** Amplitud de la señal de salida del sistema cuando variamos el voltaje aplicado al modulador Conoptics. Se trabajó a la frecuencia de 10kHz. **41**
- Figura 5.7** Amplitud en radianes de la señal de salida del sistema cuando variamos el voltaje aplicado al modulador New Focus. **42**
- Figura 5.8** Amplitud en radianes de la señal de salida del sistema cuando variamos el voltaje aplicado al modulador Conoptics. **42**
- Figura 5.9** Función de transferencia de los moduladores New Focus y Conoptics. **44**
- Figura 5.10 (a)** Señal producida por el modulador New Focus. Frecuencia 31kHz. **(b)** Espectro de frecuencias de la señal producida por el modulador New Focus. **45**

**Figura 5.11 (a)** Señal producida por el modulador Conoptics. Frecuencia 31kHz. **(b)** Espectro de frecuencias de la señal producida por el modulador Conoptics. **45**

**Figura 5.12** Montaje experimental que se empleó para la caracterización del cristal de GaAs. SG generador de funciones, BS divisor de haz, PM es el modulador electro-óptico New Focus,  $R_L = 10k\Omega$  resistencia de carga.  $I_R$  e  $I_S$  son los haces de referencia y de señal respectivamente.  $M_1$ ,  $M_2$  y  $M_3$  son espejos. **47**

**Figura 5.13** Cambio de la fotocorriente debido a la variación de la frecuencia espacial. La resistencia de carga  $R = 10k\Omega$ ,  $\Delta \approx 140mrad$  (amplitud de modulación), el contraste  $m = 0.99$ . **47**

**Figura 5.14** Gráfica que muestra la variación de la señal de photo-EMF respecto a la frecuencia de modulación al emplear el modulador electro-óptico New Focus para diferentes potencias incidentes. El ángulo de intersección entre los haces es de 0.04rad, amplitud aplicada al modulador  $\sim 300mrad$  y el contraste es  $m \approx 1$ . **48**

**Figura 5.15** Gráfica que muestra la variación de la señal de photo-EMF respecto a la potencia incidente sobre el detector al emplear el modulador electro-óptico New Focus. Las frecuencias que se usaron son mayores que la frecuencia de corte del cristal. **49**

**Figura 5.16** Gráfica que muestra la variación de la señal de photo-EMF respecto a la amplitud de modulación, para el modulador New Focus. **50**

## Capítulo 6

**Figura 6.1** Montaje experimental para observar el efecto de fuerza foto-electromotriz en presencia de dos tonos. SG generador de funciones, modulador electro-óptico New Focus, modulador electro-óptico Conoptics,  $R_L$  resistencia de carga, BS divisor de haz.  $M_1$ ,  $M_2$  y  $M_3$  son espejos. **52**

**Figura 6.2** Espectro de frecuencias de la señal de photo-EMF con dos tonos para frecuencias cercanas a la frecuencia de corte ( $\omega = f_0/2\pi$ ),  $f_1 = 9\text{kHz}$ ,  $f_2 = 12\text{kHz}$ . **54**

**Figura 6.3** Espectro de frecuencias de la señal de photo-EMF con dos tonos para frecuencias mayores a la frecuencia de corte ( $\omega = f_0/2\pi$ ),  $f_1 = 38\text{kHz}$ ,  $f_2 = 31\text{kHz}$ . **56**

**Figura 6.4** Espectro de frecuencias de la señal de photo-EMF con dos frecuencias.  $f_1 = 9\text{kHz}$ ,  $f_2 = 10\text{kHz}$ . Para las figuras (a), (b), (c) y d la amplitud de modulación es  $\Delta_2 = 63\text{ mrad}$ . **58**

**Figura 6.5** Sistema utilizado para observar dos tonos en el interferómetro de Mach-Zehnder. BS divisor de haz, SG generador de funciones. Se utilizaron los moduladores New Focus y Conoptics. **60**

**Figura 6.6 (a)** Señal de salida del interferómetro de Mach-Zehnder donde se observa el batido. La amplitud de modulación es de  $180\text{ mrad}$  para el modulador New Focus y el Conoptics. **(b)** Espectro de frecuencias de la señal. **61**



## Capítulo 7

- Figura 7.1** Función de transferencia del modulador New Focus y Conoptics. Las amplitudes de modulación son  $\Delta_1 = \Delta_2 = 270$  mrad. **65**
- Figura 7.2** Gráfica que muestra la variación de la señal de photo-EMF respecto a la amplitud de modulación, para el modulador New Focus y Conoptics. Potencia 4.4mW. Frecuencia 10kHz. **66**
- Figura 7.3** Espectro de frecuencias de la señal de photo-EMF con dos frecuencias para diferentes potencias ópticas. Las frecuencias de los moduladores Conoptics y New Focus son 10kHz y 9.5kHz respectivamente. **68**
- Figura 7.4** Gráfica que muestra la dependencia entre el cociente y la potencia óptica. El cociente se determina al dividir el voltaje de salida del modulador New Focus y el voltaje de salida del modulador Conoptics. **69**
- Figura 7.5** Montaje experimental para la detección de ultrasonido (generado por medio de un láser pulsado) por medio de un detector de photo-EMF [7.1]. **70**
- Figura 7.6 (a)** Señal observada en el osciloscopio cuando un láser pulsado genera ultrasonido. **(b)** Señal observada en el osciloscopio cuando un láser pulsado genera ultrasonido con una señal de referencia de fondo. **72**

## Lista de Tablas

### Capítulo 4

<b>Tabla 4.1</b>	Características del modulador New Focus Modelo 4002	<b>31</b>
<b>Tabla 4.2</b>	Características del modulador ConOptics Modelo 350	<b>31</b>
<b>Tabla 4.3</b>	Características del medidor de potencia OPHIR	<b>32</b>
<b>Tabla 4.4</b>	Características del Amplificador Lock-in modelo SR510 marca STANFORD RESEARCH SYSTEM	<b>32</b>
<b>Tabla 4.5</b>	Especificaciones del analizador de espectros marca Stanford Research Systems modelo SR770 FFT Network Analyser	<b>33</b>
<b>Tabla 4.6</b>	Especificaciones del osciloscopio marca Tektronix TDS3014B	<b>33</b>
<b>Tabla 4.7</b>	Especificaciones del generador de funciones DS335	<b>34</b>
<b>Tabla 4.8</b>	Especificaciones del generador de funciones LFG-1310	<b>34</b>
<b>Tabla 4.9</b>	Especificaciones del foto-detector DET210	<b>34</b>