

## Medición de frecuencias de vibración de objetos utilizando el efecto de fuerza foto-electro-motriz

Carlos Manuel García-Lara\*, Rubén Ramos-García

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Coordinación de óptica, Apdo. postal 51 y 216, Tonantzintla, Puebla, México

Dos patrones de interferencia modulados en fase incidiendo sobre una muestra de BSO crean dos señales de fuerza foto-electro-motriz. Los patrones interfieren constructivamente solamente cuando la frecuencia de modulación de ambos patrones es igual. Se propone la aplicación de la técnica para determinar frecuencias de vibración de objetos y como filtro selectivo para comunicaciones.

Two phase-modulated interference patterns incident on a BSO sample create two photo-EMF signals. The patterns interfere constructively only when the modulation frequency of both patterns is equal. Potential use for determination of vibration frequency of objects and as a selective filter in communications is discussed.

*Keywords:* Efecto photo-EMF; Interferómetro adaptivo; Vibrometro fotorrefractivos; Semiconductores

### 1. Introducción

Para el análisis de vibración de diferentes máquinas se necesita una herramienta de diagnóstico poderosa que evalúe el comportamiento y el estado del objeto bajo prueba. Para este propósito es necesario medir en tiempo real las vibraciones de la superficie del objeto investigado. Existen diferentes técnicas para medir vibraciones de objetos, casi todas de contacto. Una de las más populares es la basada en ultrasonido (técnica de no contacto), la cual utiliza transductores piezoeléctricos para detectar cambios de fase y es usada para la medición de desplazamientos de superficie en rangos de vibración del orden de micras [1]. Los sensores más atractivos son aquellos que utilizan técnicas de no contacto sobre la superficie de prueba. Una de tales técnicas se basa en el efecto Doppler utilizado para medir vibraciones de alta frecuencia, pero no puede ser usado para la medición de vibraciones o desplazamientos de baja frecuencia. El cambio en la frecuencia debida al efecto Doppler, creado por la vibración de la superficie bajo prueba depende de la frecuencia de vibración [2].

Aquí se propone una nueva técnica óptica de no contacto para medir frecuencias de vibración de objetos basados en la técnica de fuerza foto-electro-motriz (fuerza-fem) en un amplio rango de frecuencias.

### 2. Teoría del efecto de fuerza foto-electro-motriz

Para la detección de frecuencias de vibración utilizamos la técnica de fuerza-fem. Sobre una muestra fotoconduktiva, incide un patrón de interferencia (el cual consiste de franjas brillantes y oscuras). En las zonas brillantes se produce un exceso de portadores de carga, los cuales tienden a emigrar a las zonas oscuras generando una redistribución espacial de carga, que a su vez provoca la generación de un campo de carga espacial,  $E_{sc}$ . Sin campo externo aplicado, el campo de carga espacial está desfasado  $\pi/2$  (ver Fig.1) con respecto al patrón de fotoconduktividad ( $\sigma_0$ ) y por lo tanto no circulará corriente a través de la muestra. Si las franjas se hacen oscilar a una frecuencia,  $\Omega$

(por cambios en fase inducidos por un modulador electro-óptico, piezo-eléctrico, bocina, etc.), es posible poner en fase la fotoconduktividad (al menos temporalmente) y al campo de carga espacial  $E_{sc}$ , dando como resultado una corriente alterna a través de la muestra, cuya frecuencia de oscilación es igual a la frecuencia  $\Omega$  de modulación.

La densidad de corriente generada  $J_z^a$  [3] para un fotoconductor monopolar en ausencia de saturación de trampas y con tiempo de vida de portadores muy pequeño, esta dada por

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

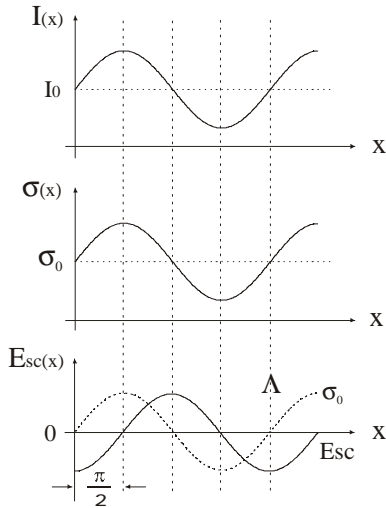
donde  $m$  es el contraste del patrón de interferencia,  $\Delta$  es la amplitud de modulación de fase,  $\sigma_0$  es la fotoconduktividad del material,  $E_D = Kk_B T/e$ , es el campo de difusión,  $K$  es la frecuencia espacial de las franjas formadas,  $L_D = (\mu\tau k_B T/e)^{1/2}$  es la longitud de difusión,  $\Omega$  es la frecuencia de modulación,  $\Omega_0$  es la frecuencia de corte característica del material,  $T$  es la temperatura,  $e$  es la carga electrónica,  $\mu$  es la movilidad de portadores,  $\tau$  es el tiempo de vida de los mismos y  $k_B$  es la constante de Boltzmann.

De la ec. (1), tenemos que la máxima densidad de corriente se obtiene, cuando las intensidades de los haces incidiendo sobre la muestra son iguales ( $m=1$ ), para una frecuencia  $\Omega \gg \Omega_0$  y para  $K=L_D^{-1}$ , así

$$J_{máx}^\Omega = \frac{\Delta}{4} \sigma_0 E_D \quad (2)$$

Para determinar la frecuencia de vibración de objetos, utilizamos dos arreglos interferométricos modulados en fase a las frecuencias  $\Omega_1$  y  $\Omega_2$  y con amplitudes  $\Delta_1$  y  $\Delta_2$  cuyas irradiancias están dadas por

$$I_1 = I_0 \{1 + m \cdot \text{sen}[K_1 x + \Delta_1 \text{sen}(\Omega_1 t)]\} \quad (3)$$



**Figura 1.** Diagrama de distribuciones espaciales de (a) intensidad  $I_0$ , (b) fotoconductividad,  $\sigma(x)$  y (c) campo de carga espacial,  $E_{sc}(x)$ . En (c) se puede ver que  $E_{sc}$  está  $\pi/2$  fuera de fase respecto a  $\sigma_0$  y, por lo tanto, no habrá corriente. Si están en fase sí hay corriente.

$$I_2 = I_0 \{1 + m \cdot \text{sen}[K_2 x + \Delta_2 \text{sen}(\Omega_2 t)]\}$$

Para simplificar supondremos que  $m = 1$  y  $K = K_1 = K_2$ . Considerando frecuencias diferentes ( $W_1 \neq W_2$ ), pero de igual amplitud ( $D_1 = D_2$ ), tenemos que la densidad de corriente es

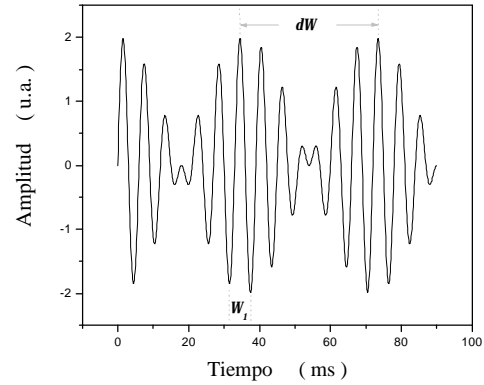
$$J^\Omega = A \cdot \Delta \text{sen}[(\Omega_1 + d\Omega)t] + \Delta \text{sen}[(\Omega_1 - d\Omega)t] \\ = A \cdot 2\Delta \text{sen}(\Omega_1 \cdot t) \cos(d\Omega \cdot t) \quad (4)$$

donde  $dW = W_1 - W_2$ , es la diferencia entre las dos frecuencias de modulación y  $A$  es una constante, resultado de los demás términos involucrados en la Ec. (1). La señal resultante de la Ec.(4), se muestra en la figura 2.

El batimiento observado entre las señales se da a una frecuencia  $dW$ . Si ahora consideramos dos frecuencias de modulación iguales ( $W_1 = W_2$ ), entonces el término cosenoidal de la Ec. (4), alcanza la máxima amplitud y solo queda la parte senoidal, por lo tanto, tenemos

$$J^\Omega = A \cdot 2\Delta \text{sen}\Omega t \quad (5)$$

La curva mostrada en la figura 3, describe la Ec. (5). En estas condiciones el batimiento a la frecuencia  $dW$ , desaparece y solamente la frecuencia  $W_1$  existe. La señal es detectada con un amplificador lock-in (equipo utilizado para hacer medidas precisas de señales pequeñas de corriente alterna aún en presencia de ruido) con ancho del filtro de banda muy angosto y sintonizado a la frecuencia  $W_1$  de la señal. Por lo que la técnica lock-in detectará únicamente la señal a la frecuencia  $W_1$ . Para el caso de frecuencias diferentes, la modulación  $dW$ , provocará variaciones en la amplitud detectada, dando una señal



**Figura 2.** Amplitud de la señal de fuerza-fem con frecuencias de modulación diferentes  $W_1 \neq W_2$  y  $D_1 = D_2$ . Se observa la aparición de batimiento entre las señales.

menor que para el caso de frecuencias iguales. Esta diferencia en la señal, es la base del sistema de medición propuesto.

Ahora, si consideramos frecuencias de modulación y amplitudes diferentes ( $W_1 \neq W_2$  y  $D_1 \neq D_2$ ), tenemos que

$$J^\Omega = A\{\Delta_1 \text{sen}[(\Omega_1 + d\Omega)t] + \Delta_2 \text{sen}[(\Omega_2 + d\Omega)t]\} \quad (6)$$

Desarrollando la Ec. (6), y reduciendo términos, tenemos

$$J^\Omega = A \cdot (\Delta_1 + \Delta_2) \text{sen}(\Omega_1 \cdot t) \cos(d\Omega \cdot t) + \\ + (\Delta_1 - \Delta_2) \cos(\Omega_1 \cdot t) \text{sen}(d\Omega \cdot t) \quad (7)$$

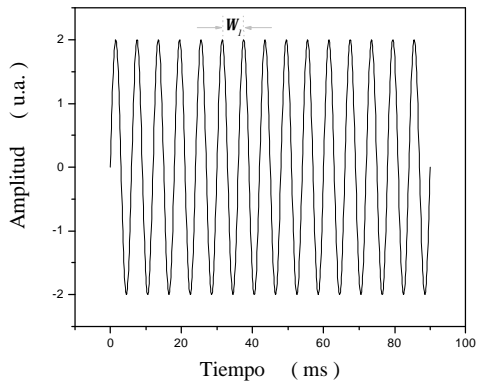
de la Ec. (7), se observa que para el caso de frecuencias iguales, tenemos

$$J^\Omega = A \cdot (\Delta_1 + \Delta_2) \text{sen}(\Omega_1 \cdot t) \quad (8)$$

la cual es una expresión similar a la Ec. (5).

### 3. Arreglo Experimental

En la figura 5, se observa el arreglo experimental utilizado en la determinación de frecuencias de modulación. El primer arreglo interferométrico está formado por el divisor de haz  $DH_1$ , que divide el haz del láser en dos. Uno de los haces pasa por el modulador electro-óptico y es reflejado en el espejo  $E_1$ , hasta incidir en el fotodetector. El otro haz dividido se refleja en el prisma  $P$  (utilizado para compensar caminos ópticos), después se refleja en los espejos  $E_3$  y  $E_3'$  y finalmente incide en el fotodetector.



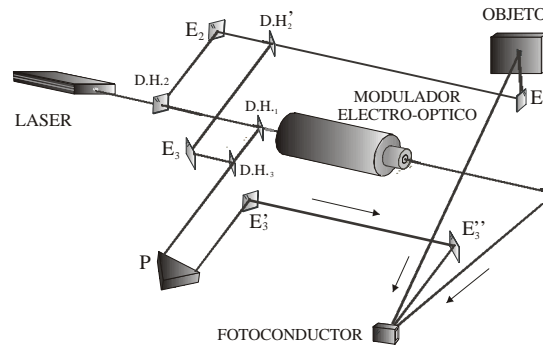
**Figura 3.** Amplitud de la señal de fuerza-fem con frecuencias de modulación iguales  $W_1=W_2$  y  $D_1=D_2$ .

El segundo arreglo interferométrico se toma a partir del divisor de haz  $DH'_2$ . Uno de los haces divididos se refleja en el espejo  $E'_2$ , después sobre el objeto de prueba y de ahí al fotodetector. El otro haz dividido se refleja en el espejo  $E_3$ , viajando hacia el divisor de haz  $DH_3$ , y reflejándose en el prisma, P, siguiendo el mismo camino que el haz no modulado del primer arreglo.

El láser utilizado es un Nd-YAG doblado en frecuencia con longitud de onda  $\lambda=532$  nm y el fotodetector es un cristal fotorrefractivo de BSO (Oxido Silicio Bismuto). Otro sistema óptico utilizado, pero ahora con un láser de Argón, se muestra en la figura 5.

Este láser emite luz a diferentes longitudes de onda, las cuales pueden ser separadas utilizando un prisma,  $P_1$ . Las longitudes de onda utilizadas son  $\lambda_1=488$  nm (Azul) y  $\lambda_2=514.5$  nm (Verde). Empleando los espejos  $E_1$  y  $E_2$  se formaron dos patrones de interferencia con dos longitudes de onda diferentes  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$ , como se ve en la Fig.5. Esta variación se utilizó para mostrar que a pesar de que los patrones de interferencia son incoherentes, el sistema propuesto puede determinar la frecuencia de oscilación del objeto bajo prueba.

Usamos un cristal de BSO de  $3 \times 3 \times 3$  mm<sup>3</sup> cortado en la dirección [110]. Electrodo de plata fueron depositados y la muestra fue corto-circuitada con una resistencia de carga de  $R_L=10$  k $\Omega$ . La resistencia de carga convierte la corriente a voltaje y es amplificado usando un amplificador lock-in. Debido a la presencia de impurezas intrínsecas (principalmente impurezas sustitucionales, por ejemplo bismuto en silicio), el espectro de absorción del cristal se extiende desde el UV hasta el rojo. La absorción es muy fuerte en el UV y decrece rápidamente hacia el rojo. Así que podemos usar cualquier longitud de onda en este rango para la generación de la fotocorriente. Por tal razón utilizamos las líneas verde del Nd:YAG y verde y azul del láser de argón. Cabe señalar que el BSO es un material ampliamente usado en estudios del efecto de fuerza-fem [3].



**Figura 4.** Arreglo experimental utilizado.

#### 4. Resultados experimentales

Realizando un barrido en frecuencia utilizando solo el arreglo interferométrico que usa el modulator electro-óptico (Fig.4 o Fig.5) obtenemos la gráfica mostrada en la figura 6.

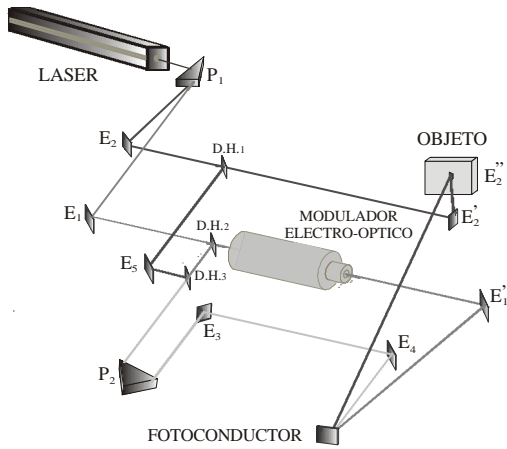
De la curva típica mostrada, se observa un crecimiento casi lineal en frecuencia de la señal hasta aproximadamente 8 kHz. Arriba de esta frecuencia la señal se satura (lo cual coincide con la Ec. 1). A frecuencias mas altas, una segunda frecuencia de corte de aproximadamente 30 kHz es observada. Esto se debe al tiempo de vida finito de los portadores, el cual no se tomo en cuenta al derivar la Ec.1 pero puede encontrarse en la Ref. [3]. La primer frecuencia de corte nos indica el tiempo de respuesta del campo de carga espacial ( $\tau_{sc} \sim 20$   $\mu$ s) y la segunda frecuencia de corte el tiempo de vida de los electrones ( $\tau \sim 5$   $\mu$ s) (portadores dominantes en BSO). Frecuencias de modulación mayores a 100 kHz no se pudieron obtener debido al ancho de banda limitado del amplificador lock-in empleado.

El comportamiento mostrado en la Fig.6 indica que el material funciona como un filtro pasa banda y en este rango de frecuencias se podrá trabajar el sistema.

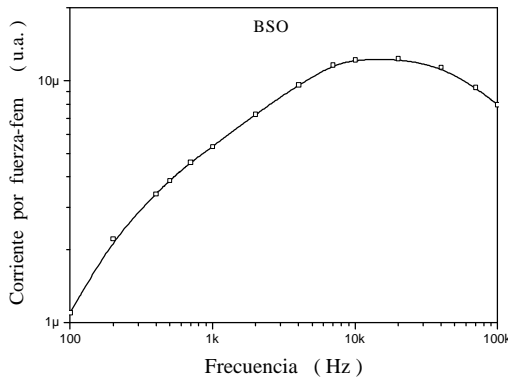
La figura 7, muestra la señal de fuerza-fem obtenida para el segundo patrón de interferencia, modulado por el objeto bajo prueba (piezo-eléctrico) bajo las mismas condiciones que en la Fig.6. La curva se obtuvo variando la frecuencia de modulación del piezo-eléctrico desde 100 Hz hasta 10 kHz.

La respuesta del piezo-eléctrico a frecuencias mayores es mínima o nula, debido a la inercia del sistema espejo/piezo-eléctrico. La figura 8 representa la curva obtenida cuando utilizamos los dos arreglos interferométricos al mismo tiempo.

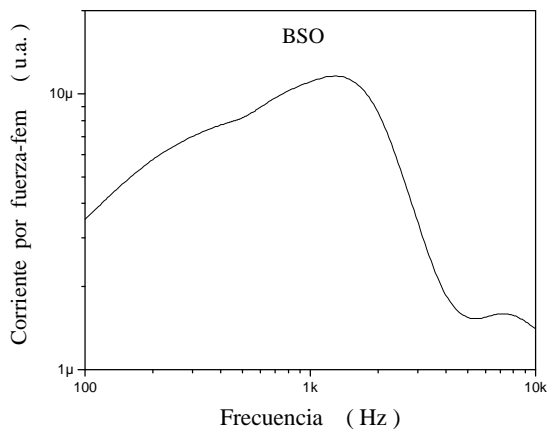
De la figura 8, se puede observar claramente un pico en la señal, esto se obtuvo fijando la frecuencia de modulación del piezo-eléctrico a 500 Hz y a continuación se realizó un barrido en frecuencia con el modulator electro-óptico desde 100 Hz hasta 100k Hz. Cuando la frecuencia de oscilación del modulator electro-óptico se va acercando al valor de la frecuencia de modulación del piezo-eléctrico, se



**Figura 5.** Variación del arreglo experimental utilizado empleando dos longitudes de onda diferentes.



**Figura 6.** Respuesta en frecuencia de la señal de fuerza-fem obtenida con el patrón de interferencia modulado en fase por el modulador electro-óptico.  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $P = 5.5 \text{ mW}$ ,  $R_L = 10 \text{ k}\Omega$  y  $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ .



**Figura 7.** Curva generada con el patrón de interferencia modulado en fase con un piezo-eléctrico.  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $P = 5.5 \text{ mW}$ ,  $R_L = 10 \text{ k}\Omega$  y  $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ .

tiene un crecimiento en la señal y cuando ambas frecuencias son iguales se obtiene un máximo en la señal (Ec. 5), después esta va decreciendo conforme nos vamos alejando de la frecuencia del piezo-eléctrico. El análisis anterior también se realizó empleando una bocina como superficie de prueba, siendo la señal de fuerza-fem mostrada en la figura 9.

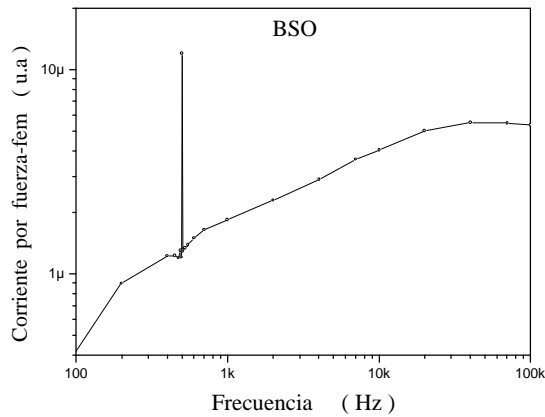
En la figura 9, se observa la curva obtenida utilizando el modulador electro-óptico a una longitud de onda del láser de  $\lambda_1 = 514.5 \text{ nm}$ , mientras que para la bocina fue a una longitud de onda de  $\lambda_2 = 488 \text{ nm}$ . La variedad de picos, se obtuvo, fijando la frecuencia de modulación de la bocina en varias ocasiones, desde 200 Hz hasta 4k Hz, en pasos de 200 Hz, observándose que en todos los casos se tienen picos, por lo que se considera al sistema, de una precisión aceptable en la obtención de la frecuencia de vibración de un objeto cualquiera.

Una última gráfica se obtuvo para determinar la frecuencia de vibración de un motor de corriente directa, como los utilizados en los carritos de juguete, al cual se le aplicó un voltaje de CD, para que girara. Así el motor permanecía vibrando, con lo cual se obtuvo la curva mostrada en la figura 10.

De la figura anterior, se observa un pico a una frecuencia de aproximadamente 69 Hz. Debido al ancho de banda tan pequeño de detección del amplificador lock-in ( $\sim 0.5 \text{ Hz}$  para un tiempo de integración de 1 seg) se descarta la posibilidad de que esta señal se deba al ruido de la línea (60 Hz).

### 5. Conclusiones

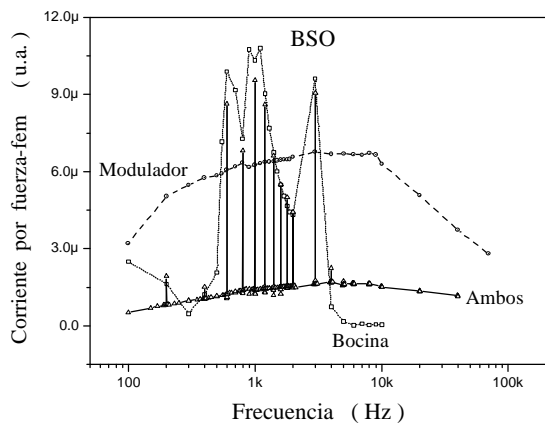
Demostramos una nueva técnica óptica de no contacto basada en el efecto de fuerza foto-electro-motriz para la medición de frecuencias de oscilación de objetos. La suma de las dos señales de fuerza-fem producen un batimiento entre ellas. Cuando la frecuencia del modulador electro-óptico se amarra a la frecuencia del objeto, el batimiento desaparece y un pico en la señal de fuerza-fem medida por el amplificador lock-in es detectado, y por lo tanto la frecuencia de oscilación del objeto es determinada. Se demostró además que no es necesario utilizar una misma fuente de luz láser en ambos patrones de interferencia, para determinar la frecuencia de modulación, esto es, el sistema puede trabajar en modo coherente o incoherente. El ancho de banda de detección está determinado por el tiempo de integración del amplificador, el cual puede ser tan pequeño como 0.01 Hz, por lo que el sistema permite medir con gran exactitud la frecuencia de oscilación de objetos, por lo que se considera una herramienta a tomar en cuenta en la determinación de dicho parámetro. El sistema puede usarse para la medición de frecuencias menores o mayores dependiendo del tipo de fotodetector usado. Así por ejemplo para bajas frecuencias se podrían usar polímeros fotoconductores cuyo tiempo de respuesta corresponde a unos cuantos mHz mientras que para frecuencias altas podría usarse GaAs, cuya respuesta se extiende en el rango de MHz



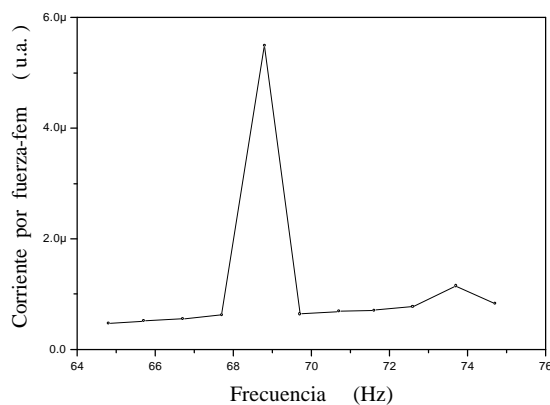
**Figura 8.** Señal de fuerza-fem generada con los dos patrones de interferencia utilizados al mismo tiempo. Cuando la frecuencia de los patrones de interferencia son iguales un pico en la señal total aparece.  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $P=5.5 \text{ mW}$ ,  $R_L=10 \text{ k}\Omega$  y  $\Lambda = 15 \text{ }\mu\text{m}$ .

**Referencias**

- [1] R. Kazys, Ultrasonic technique for vibration Measurements.
- [2] S-R. Huang, J. Acous. Soc. Am., 91 (2), 965-974 (1992).
- [3] S. Stepanov, Photo-electromotive-force effect in semiconductors, Vol. 2, (Academic press, 2001).
- [4] N. Korneev, Opt. Commun, 160, 98-102(1999).
- [5] N. Korneev, Opt. Commun, 146, 215-219(1998).
- [6] S. Mansurova, Non-steady-state photo-EMF in photorefractive semiconductors with photoconductivity relaxation, (INAOE, 1998).



**Figura 9.** Curva generada con un barrido en frecuencia de la señal obtenida con el modulador. Se uso una bocina como superficie de prueba para varias frecuencias. Se usaron dos longitudes de onda  $\lambda_1 = 514.5 \text{ nm}$  y  $\lambda_2 = 488 \text{ nm}$ ,  $P=5.5 \text{ mW}$ ,  $R_L=10 \text{ k}\Omega$  y  $\Lambda = 15 \text{ }\mu\text{m}$ .



**Figura 10.** Señal de fuerza-fem generada cuando un motor se usa como superficie de prueba. El barrido en frecuencia se hace con el modulador electro-óptico.