



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

---



Centro de Investigaciones en Óptica, A. C.

**Análisis y Diseño de Sistemas Ópticos  
de Modulación Temporal con Haz de  
Referencia**

Tesis que para obtener el grado de  
*Doctor en Ciencias (Óptica)*

Presenta

M. C. Moisés Cywiak Garbarcewicz.

León, Gto

Marzo 1998

# **DEDICATORIA**

**Este trabajo lo dedico a mi familia. La pequeña Daniela, el tremendo David y a mi esposa Mary.**

# **AGRADECIMIENTOS**

**Expreso mi más sincero agradecimiento al CONACyT por el apoyo económico durante el desarrollo del Doctorado en Ciencias (Óptica), sin el cual no hubiera efectuado tales estudios. También a las autoridades académicas y administrativas del CIO por las facilidades brindadas.**

**Mi más sincero agradecimiento a mis profesores y muy en especial al Dr. Jorge Ojeda-Castañeda al Dr. Daniel Malacara Hernández y al Dr. Glen Wade por su ayuda incondicional y apoyo.**

**Muy especialmente, agradezco a mi profesora y directora de tesis Dra. Cristina Solano Sosa por su apoyo constante a lo largo de toda mi formación en el doctorado.**

# ÍNDICE

página

|   |           |
|---|-----------|
| <b>CAPÍTULO I INTRODUCCIÓN</b>  | <b>1</b>  |
| <b>CAPÍTULO II PORTADORA TEMPORAL</b>   | <b>4</b>  |
| <b>II.1 Necesidad de generar la portadora temporal</b>  | <b>4</b>  |
| <b>II.2 Microscopio acústico de barrido láser</b>   | <b>7</b>  |
| <b>CAPÍTULO III MÉTODO DEL HAZ DE REFERENCIA</b>  | <b>8</b>  |
| <b>III.1 Introducción</b>   | <b>8</b>  |
| <b>III.2 Descripción del uso del haz de referencia</b>  | <b>8</b>  |
| <b>CAPÍTULO IV ANÁLISIS DE LOS PROTOTIPOS DISEÑADOS PARA EL<br/>MICROSCOPIO ACÚSTICO DE BARRIDO LÁSER</b> | <b>17</b> |
| <b>IV.1 Introducción</b>  | <b>17</b> |
| <b>IV.2 Microscopio acústico de barrido láser</b>   | <b>17</b> |
| <b>IV.3 Detector de haz de referencia para MABAL</b>  | <b>29</b> |
| <b>IV.4 Detector derivativo de cuadratura</b>   | <b>33</b> |
| <b>CAPÍTULO V DIFERENTES APLICACIONES DEL MÉTODO DEL HAZ<br/>DE REFERENCIA</b>                            | <b>45</b> |
| <b>V.1 Introducción</b>   | <b>45</b> |
| <b>V.2 Medición de irregularidades superficiales</b>  | <b>45</b> |
| <b>V.2.1 Descripción analítica</b>  | <b>46</b> |
| <b>V.2.2 Procedimiento experimental y resultados</b>  | <b>49</b> |
| <b>V.2.3 Discusión de resultados</b>  | <b>53</b> |
| <b>V.3 Visualización de ondas acústicas</b>   | <b>55</b> |

|  |           |
|--|-----------|
| <b>V.3.1 Descripción del sistema</b>                                       | <b>55</b> |
| <b>V.3.2 Resultados experimentales</b>                                     | <b>58</b> |
| <b>V.3.3 Análisis de las limitaciones del detector debido<br/>al ruido</b> | <b>59</b> |
| <br>   |           |
| <b>CAPÍTULO VI CONCLUSIONES</b>  | <b>63</b> |
| <b>LISTA DE FIGURAS</b>  | <b>66</b> |
| <b>REFERENCIAS</b>   | <b>68</b> |

# **CAPÍTULO I**

## **INTRODUCCIÓN**

Uno de los problemas de mayor relevancia en la actualidad en el área de las ciencias ópticas consiste en la medición de pequeñas irregularidades superficiales menores a  $\lambda/100$  en áreas micrométricas. Se han desarrollado varias técnicas con el fin de mejorar la resolución de dichas mediciones. Entre las técnicas que mejores resultados han aportado se encuentran las técnicas interferométricas. Una excelente fuente de información bibliográfica en este tema se ofrece en el artículo del Dr. Daniel Malacara (Malacara, 1975).

En la medida en que mejorar la resolución se ha vuelto un factor muy importante, aún las técnicas interferométricas han debido ser mejoradas. Ejemplos recientes de un mayor grado de refinamiento de estas técnicas se citan en (Hariharan, 1996), (Dobosz et al., 1996) , (Lee y Cho, 1996) y (Ryu y Cho, 1996). Sin embargo, la implementación de técnicas que ofrezcan resultados confiables resulta usualmente difícil de lograr y por lo general un conocimiento previo de la superficie bajo inspección es frecuentemente necesario (Shi, 1995).

El objetivo de este trabajo consistió en el diseño de un sistema de medición de irregularidades superficiales menores a  $\lambda/100$  presentando una amplia respuesta en el espacio de frecuencias espaciales.

El detector diseñado consistió en un sistema óptico heterodino. Las rugosidades de la superficie bajo prueba modulan un haz de prueba que se superpone coherentemente con un haz de referencia en un fotodiodo. Se demostró teórica y experimentalmente que la sensibilidad del sistema se

incrementa cuando el haz de referencia tiene una diferencia de fase de  $90^\circ$  con respecto a la señal proveniente del objeto.

En este sistema, la información óptica que se desea analizar es codificada como la modulación en amplitud de una señal portadora de carácter temporal. De esta forma la información óptica puede recuperarse utilizando un sistema electrónico de detección de envolvente sintonizado a la frecuencia de la señal portadora. Para este fin se introduce un método de haz de referencia que permite incrementar la sensibilidad del sistema.

El hecho de que la técnica propuesta posea la característica de estar modulada en amplitud tiene la ventaja adicional de estar constituida de solo dos bandas laterales en el espectro de frecuencias. Por consiguiente, la energía presente en la información está concentrada en una región espectral determinada permitiendo simplificar notablemente el procesamiento electrónico asociado. Adicionalmente, el sistema diseñado presenta, en el espacio de frecuencias espaciales, una respuesta de tipo gaussiano con el máximo centrado en el origen de frecuencias y con un ancho de banda amplio. Esta característica tiene la ventaja de incrementar la resolución espectral del sistema ya que es capaz de responder tanto a bajas como a altas frecuencias.

Con el prototipo diseñado se hicieron diferentes aplicaciones:

- 1) Como detector óptico en el microscopio acústico de barrido láser (análisis teórico).
- 2) Para la detección de pequeñas irregularidades superficiales para un objeto reflector (análisis teórico y diseño del prototipo experimental).
- 3) Para la visualización de ondas acústicas (análisis teórico y diseño del prototipo experimental).

El trabajo se presenta de la siguiente manera: En el capítulo II se discute la necesidad de generar la portadora temporal. En el capítulo III se analiza la incorporación del haz de referencia para mejorar la sensibilidad del sistema de detección. En el capítulo IV se discuten los prototipos teóricos diseñados para el microscopio acústico de barrido láser. En el capítulo V se presentan los principios discutidos en los primeros dos capítulos aplicados a la medición de rugosidades

superficiales micrométricas y a la visualización de ondas acústicas. Finalmente, en el capítulo VI se presentan las conclusiones.

# CAPÍTULO II

## PORTADORA TEMPORAL

### II .1 Necesidad de generar la portadora temporal

Antes de plantear algunas técnicas que pueden ser empleadas para generar la señal portadora temporal, es conveniente considerar un sistema que no presente esta característica. Para este fin analizaremos un interferómetro de Fizeau como se muestra en la Fig. (II -1).

Para simplificar las ecuaciones, consideramos sin pérdida de generalidad, que las irregularidades de la superficie del objeto son unidimensionales representadas por la función  $h(x)$ . Supondremos además que la superficie óptica a inspeccionar se encuentra a una distancia  $\Delta$  de la superficie de referencia del interferómetro.

La distribución de amplitud en el plano de observación del haz luminoso puede escribirse como

$$\Psi ( x ) = 1 + \exp ( i 2 k [ h ( x ) + \Delta ] ) , \quad (II -1)$$

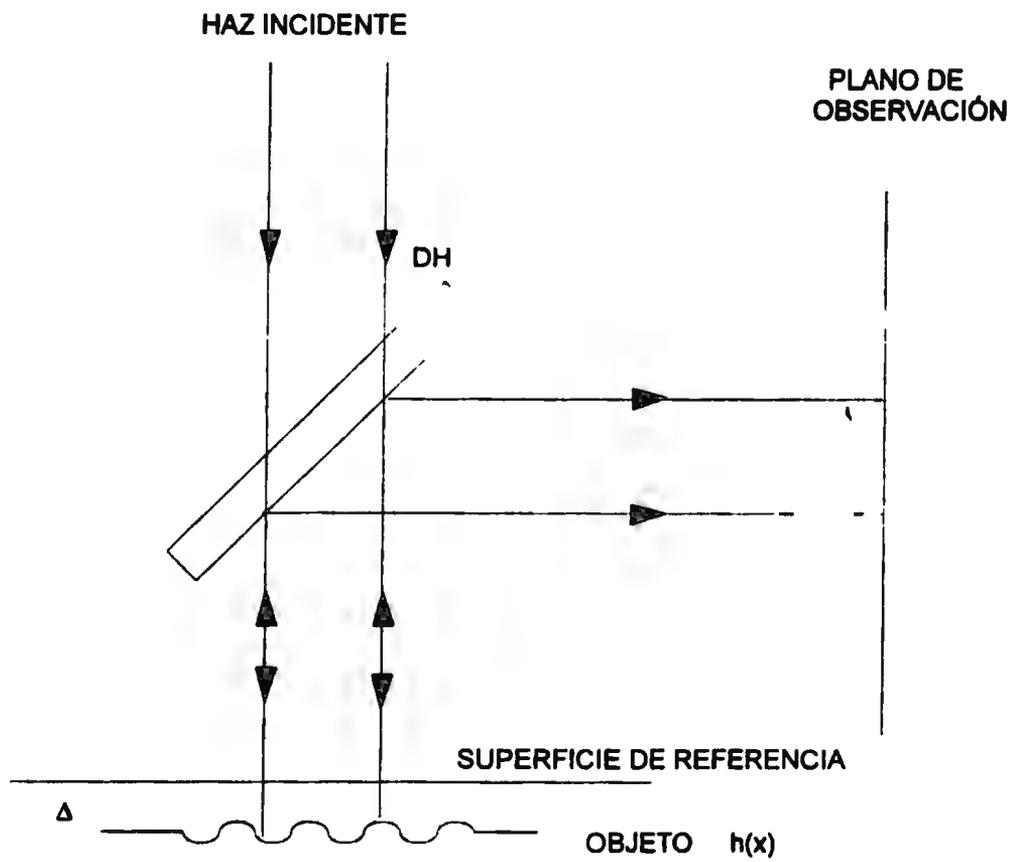
donde  $i = \sqrt{-1}$  ,  $k = 2\pi / \lambda$  es el número de onda del haz luminoso con longitud de onda  $\lambda$ . En esta ecuación se ha omitido un factor constante multiplicador.

Considerando el hecho que  $kh(x) \ll 1$ , entonces la Ec. (II-1) puede desarrollarse en una aproximación de primer orden en  $kh(x)$  como

$$\Psi ( x ) = 1 + \exp ( i 2 k \Delta ) [ 1 + i 2 k h ( x ) ] . \quad (II-2)$$

De esta forma, la irradiancia recibida por un detector de ley cuadrática en el plano de observación puede representarse utilizando el mismo orden de aproximación como

$$I(x) = 2 + 2 \cos(2k\Delta) - 4kh(x) \sin(2k\Delta) . \quad (II-3)$$



**Fig. II-1 Interferómetro de Fizeau. La distancia entre la superficie del objeto y el plano de referencia es igual a  $\Delta$ . DH es un divisor de haz.**

La Ec. (II-3) muestra la posibilidad de recuperar el valor de  $h(x)$  a partir del valor de la irradiancia. Sin embargo, el interferómetro de Fizeau presenta una limitación en su capacidad de resolución. Este hecho puede notarse al analizar valores pequeños de  $k h(x)$  en comparación a la unidad. En estas condiciones, el tercer término de la Ec. (II-3) será muy pequeño en comparación con el primer término.

Una forma de resaltar el término de interés en la ecuación anterior es generando un movimiento oscilatorio, ya sea en el objeto bajo inspección o en el plano de referencia. Para la primera opción la función  $h(x)$  se convierte en una función del tipo  $h(x,t)$ , donde la variable  $t$  representa el tiempo. Con una función con dependencia en el tiempo, el sistema electrónico puede sintonizar a una frecuencia temporal definida para ese fin permitiendo la recuperación de la información deseada. En este caso sin embargo, existe un término que afecta la sensibilidad del sistema, el término  $\sin(2k\Delta)$  en la ecuación anterior. Para obtener una máxima sensibilidad, debe elegirse  $\Delta = \lambda / 8$ . Con un error en la posición de la placa de referencia de  $\pm 10\%$ , que es difícil de lograr dadas las dimensiones de los objetos, el error en la lectura resultante es de  $\pm 1.23 \%$ .

Otro factor determinante y que no se tomó en cuenta en el tratamiento matemático previo, es que el plano de referencia debe presentar una mejor calidad que la superficie del objeto bajo inspección.

En el tratamiento anterior no se consideraron los efectos debidos a la propagación del frente de onda desde el interferómetro hasta el plano de observación. Este fenómeno puede contrarrestarse por medio del uso de lentes compensadoras (Malacara, Z. y Malacara, D., 1995). En la teoría que presentamos en este trabajo, el fenómeno de propagación si será considerado.

## **II.2 Microscopio acústico de barrido láser**

El microscopio acústico de barrido láser incorpora en su sistema una sección que transporta la información de frecuencia espacial del objeto bajo estudio en información de frecuencia temporal.

Como punto de partida analizaremos la sección portadora del microscopio acústico de barrido láser (Mueller y Rylander, 1979).

El sistema básicamente realiza la transportación espacial en temporal sumergiendo el objeto bajo estudio en un medio acuoso, el cual se hace oscilar de manera senoidal con una frecuencia previamente determinada. Las ondas sonoras son dirigidas hacia el objeto transmitiéndose a través de él para luego incidir sobre una membrana delgada denominada cubreobjetos. El cubreobjetos presenta en su cara exterior una superficie tipo espejo la cual puede ser analizada por medio de algún sistema óptico. La detección óptica de esta membrana representa la información de fase acústica del objeto. Esta información se presenta como la modulación de amplitud de una señal sintonizada a la frecuencia de la oscilación acústica. El sistema de detección óptica consiste de un borde de navaja y un fotodiodo. En la sección IV.2 se abundará más en este tipo de detector.

El sistema propuesto en esta tesis para la generación de la componente temporal consiste en someter al objeto bajo estudio a una vibración de tipo senoidal. Esto puede lograrse sujetando al objeto por medio de un cristal piezoeléctrico (PZT) el cual es sometido a un voltaje senoidal. La oscilación del PZT es entonces comunicada directamente al objeto bajo observación.

# CAPÍTULO III

## MÉTODO DEL HAZ DE REFERENCIA

### III.1 Introducción

Generar una señal temporal como portadora de la información óptica, no es condición suficiente para obtener una medición útil. La mayoría de los sistemas que incorporan una modulación temporal proporcionan señales moduladas en ángulo, (Drain, 1980) por lo que la energía se dispersa entre los diferentes armónicos que componen la señal. Esta situación hace necesario el empleo de instrumentación de muy alta precisión. Además, en condiciones de señales muy débiles que corresponden a rugosidades superficiales muy pequeñas ( $h(x) \ll \lambda / 100$ ), la información óptica puede quedar inmersa en el ruido.

A continuación mostraremos matemáticamente que la introducción de un haz referencia adelantado o atrasado  $90^\circ$  en su fase con respecto a la señal de información permite mejorar notablemente la sensibilidad y la resolución del sistema. Además, proporciona el carácter de modulación en amplitud en lugar de modulación en ángulo.

Adicionalmente, en lugar de emplear un haz que ilumine todo el objeto, se utilizará un haz de prueba puntual con lo que se mejorará la resolución y simplificará el uso de las componentes ópticas.

### III.2 Descripción del uso del haz de referencia

Consideremos que el objeto se localiza en el plano  $(x, y)$  Fig. (III-1) y que el objeto se encuentra vibrando en dicho plano en una dirección perpendicular a la normal a su superficie. La superficie del objeto puede representarse de manera general como  $h(x, y, t)$ .

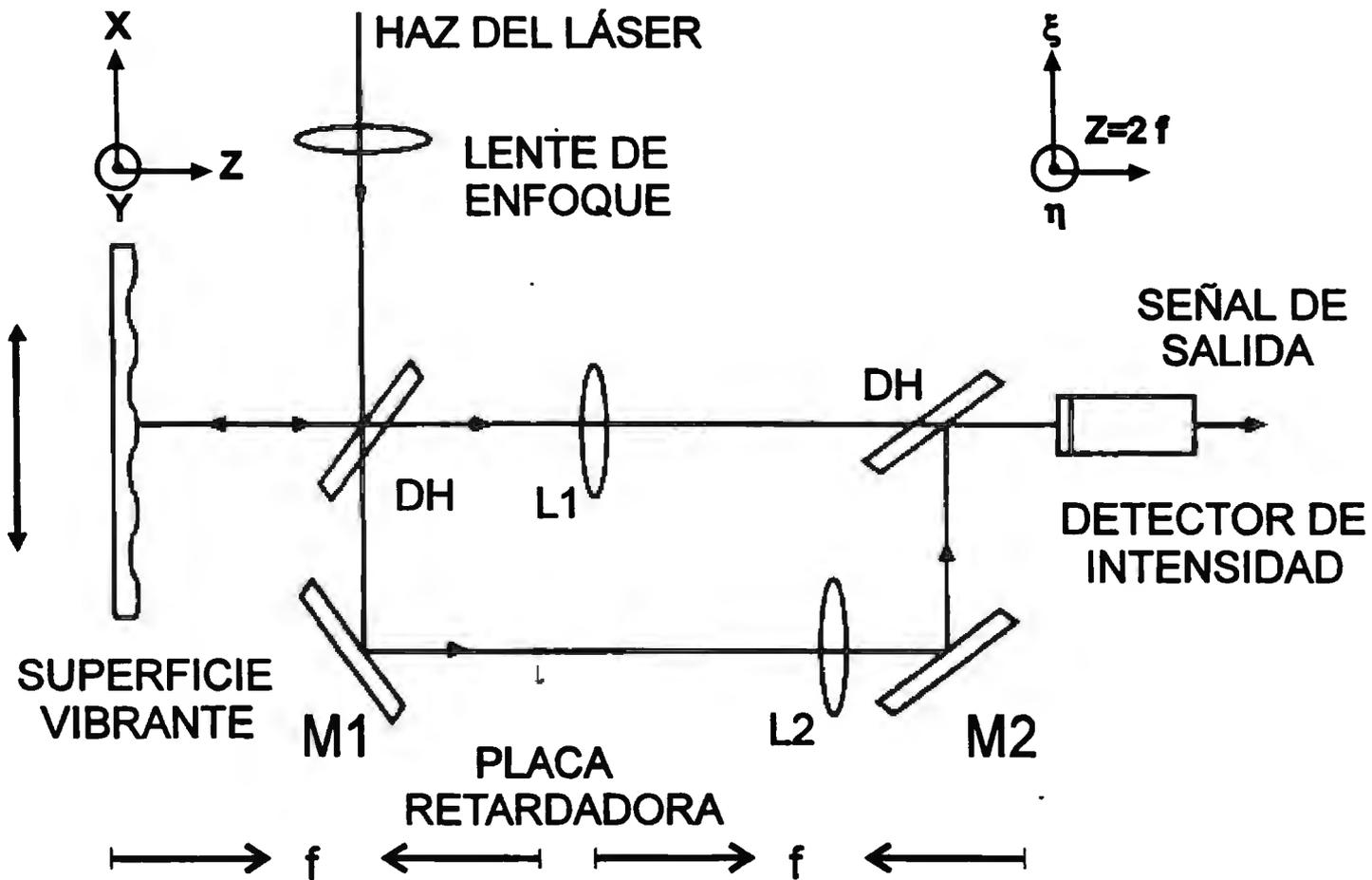


Fig. III.1 Descripción del método del haz de referencia. La superficie vibrante está representada por  $h(x, y, t)$  y se encuentra vibrando en dirección del eje  $x$ . L1 y L2 son lentes transformadoras de Fourier. DH corresponde a un divisor de haz. M1 y M2 son espejos totalmente reflectores.

El haz de prueba se considera con un perfil de intensidad gaussiano con semi ancho  $r_0$ , potencia  $P/2$  y centrado en el punto  $(x_0, y_0)$ , dado por

$$\Psi(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right) \quad (III-1)$$

Una parte del haz será utilizado en el haz de referencia como lo muestra la Fig. (III-1).

Debido a que el interés de este trabajo es analizar irregularidades superficiales pequeñas ( $\ll \lambda/100$ ), es posible utilizar el hecho que

$$k h(x, y, t) \ll 1. \quad (III-2)$$

Al reflejarse el haz de prueba sobre la superficie del objeto, éste resulta modulado en su fase. Justamente después de la reflexión el haz puede escribirse como

$$\Psi_r(x, y, t) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right) (1 + i2kh(x, y, t)), \quad (III-3)$$

en donde solamente términos de primer orden han sido conservados en  $kh(x, y, t)$ .

La lente L1 (Fig. III-1) realiza la transformada de Fourier del haz reflejado en el plano de coordenadas  $(\xi, \eta)$ . La distribución de amplitud en este plano de observación está dada por

$$\Psi_r(\xi, \eta, t) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left( \frac{1}{i\lambda f} \right) \times \left[ \begin{aligned} & \left[ \pi r_0^2 \right] \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x_0\xi + y_0\eta)\right) \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{R_0^2}\right) \\ & + i2k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right) h(x, y, t) \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x\xi + y\eta)\right) dx dy \end{aligned} \right] \quad (III-4)$$

donde  $R_0 = \lambda f / \pi r_0$ .

A la vez, el haz de referencia también es sometido a un proceso de transformada de Fourier por medio de la lente L2, y retrasado en fase 90° por medio de la placa retardadora como lo muestra la Fig. (III-1). La distribución de amplitud para este haz en el plano del fotodiodo es entonces

$$\Psi_R = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left( \frac{1}{i\lambda f} \right) i\pi r_0^2 \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x_0\xi + y_0\eta)\right) \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{R_0^2}\right). \quad (\text{III-5})$$

Este haz es coherentemente superpuesto al haz modulado en el plano del fotodiodo. Por lo tanto, la intensidad total en el plano del detector es

$$I = [\Psi_f + \Psi_R][\Psi_f + \Psi_R]^* , \quad (\text{III-6})$$

donde el símbolo \* representa el complejo conjugado.

La potencia total acumulada por el fotodiodo está dada por

$$P_D = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I \, d\xi \, d\eta . \quad (\text{III-7})$$

Los límites de la integral son tomados desde  $-\infty$  hasta  $\infty$  debido a que el haz es muy estrecho comparado con las dimensiones del área activa presentada por el fotodiodo.

Sustituyendo las Ecs. (III-4), (III-5) y (III-6) en la Ec (III-7), la potencia colectada por el detector es

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} \left[ \pi r_0^2 + 4k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right) h(x,y;t) \, dx \, dy \right]. \quad (\text{III-8})$$

La parte temporal en la ecuación (III-8) corresponde a la convolución de dos funciones, la respuesta al impulso del sistema, con la señal de entrada, es decir, con las irregularidades superficiales del objeto.

De la Ec. (III-8), podemos observar que la señal detectada por el sistema puede ser representada en su totalidad por una respuesta al impulso dependiente del tiempo, que es representativa de los procesos involucrados en la detección como son: modulación del haz de prueba, heterodinización de las señales, detección de cuadratura y colección total de potencia. Esta respuesta al impulso del sistema puede escribirse como

$$\mathfrak{X}(x_0, y_0) = P \frac{4k}{\pi r_0^2} \exp\left(-2 \frac{x_0^2 + y_0^2}{r_0^2}\right), \quad (\text{III-9})$$

La respuesta al impulso representada por la Ec. (III-9) tiene forma gaussiana con simetría en los ejes coordenados, cuyo semi ancho es del orden de  $r_0$  con una altura  $\approx 1/r_0^2$ .

Con el fin de recuperar el valor  $h(x, y; t)$ , concluimos de la discusión anterior, que la información óptica puede considerarse como si se observara a través de una ventana simétrica, aproximadamente uniforme, que se extiende desde  $-r_0/\sqrt{2}$  hasta  $r_0/\sqrt{2}$  con centro en  $(x_0, y_0)$ . Este hecho nos permite escribir la parte temporal de la Ec. (III-8) como

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} 4k \int_{x_0 - r_0/\sqrt{2}}^{x_0 + r_0/\sqrt{2}} \int_{y_0 - r_0/\sqrt{2}}^{y_0 + r_0/\sqrt{2}} h(x, y; t) dx dy. \quad (\text{III-10})$$

Con el fin de evaluar la ecuación anterior emplearemos el siguiente tratamiento (Cywiak y Solano, 1998). Sea  $h(x, y; t) = f(x)g(y)T(t)$  tal que

$$\int f(x) dx = F(x) + A, \quad \int g(y) dy = G(y) + B; \quad (\text{III-11})$$

con los términos  $A$  y  $B$  constantes.

La Ec. (III-10) puede evaluarse como

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} 4kT(t) \left[ F(x_0 + r_0/\sqrt{2}) - F(x_0 - r_0/\sqrt{2}) \right] \left[ G(y_0 + r_0/\sqrt{2}) - G(y_0 - r_0/\sqrt{2}) \right] \quad (\text{III-12}).$$

Expandiendo en primer orden las funciones  $F$  y  $G$  alrededor del punto  $(x_0, y_0)$ , obtenemos

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} 4kT(t) \left[ 2f(x_0)r_0/\sqrt{2} \right] \left[ 2g(y_0)r_0/\sqrt{2} \right], \quad (\text{III-13})$$

que puede escribirse finalmente como

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} 16kh(x_0, y_0; y) \left( r_0/\sqrt{2} \right)^2 T(t). \quad (\text{III-14})$$

La Ec. (III-14) muestra de manera explícita que la parte temporal de la señal detectada por el fotodiodo es directamente proporcional a las variaciones superficiales del objeto bajo estudio.

Con el fin de encontrar el límite de respuesta del sistema en el espacio de frecuencias, calculamos la transformada de Fourier de la Ec. (III-9); de esta forma la función de transferencia del sistema puede expresarse como

$$T(f_x, f_y) = P4k \exp\left(-\pi^2 r_0^2 \frac{f_x^2 + f_y^2}{2}\right). \quad (\text{III-15})$$

De la Ec. (III-15) puede observarse que la función de transferencia del sistema es una función gaussiana, isotrópica centrada en el origen del sistema coordinado de frecuencias espaciales, esta función normalizada se muestra en la Fig. (III-2).

El hecho de que el sistema presente máxima respuesta en el origen de las frecuencias espaciales tiene la ventaja de no imponer ninguna restricción sobre el valor de  $r_0$  lo cual permite el empleo de semi anchos del haz de prueba muy estrechos. Esto a su vez permite extender la respuesta del sistema a frecuencias mayores. En resumen, el sistema óptico puede responder a señales ópticas de muy baja frecuencia espacial así como a detalles muy finos de la superficie caracterizados por componentes de altas frecuencias.

En la Fig. (III-3) se presentan proyecciones unidimensionales de la función de transferencia normalizadas para algunos valores de  $r_0$ . En esta figura puede notarse como al disminuir el valor del semi ancho del haz de prueba la respuesta del sistema a altas frecuencias se mejora notablemente.

Finalmente, se puede notar una ventaja adicional de este sistema. Como la función de transferencia es simétrica con respecto a los ejes coordinados, no se tiene una dirección preferente de detección por lo que el detector de irradiancia puede ser colocado en el plano de detección libremente y el objeto puede hacerse vibrar en cualquier dirección dentro del plano coordinado del objeto. Este hecho se observará de manera más clara al compararlo con la respuesta no simétrica

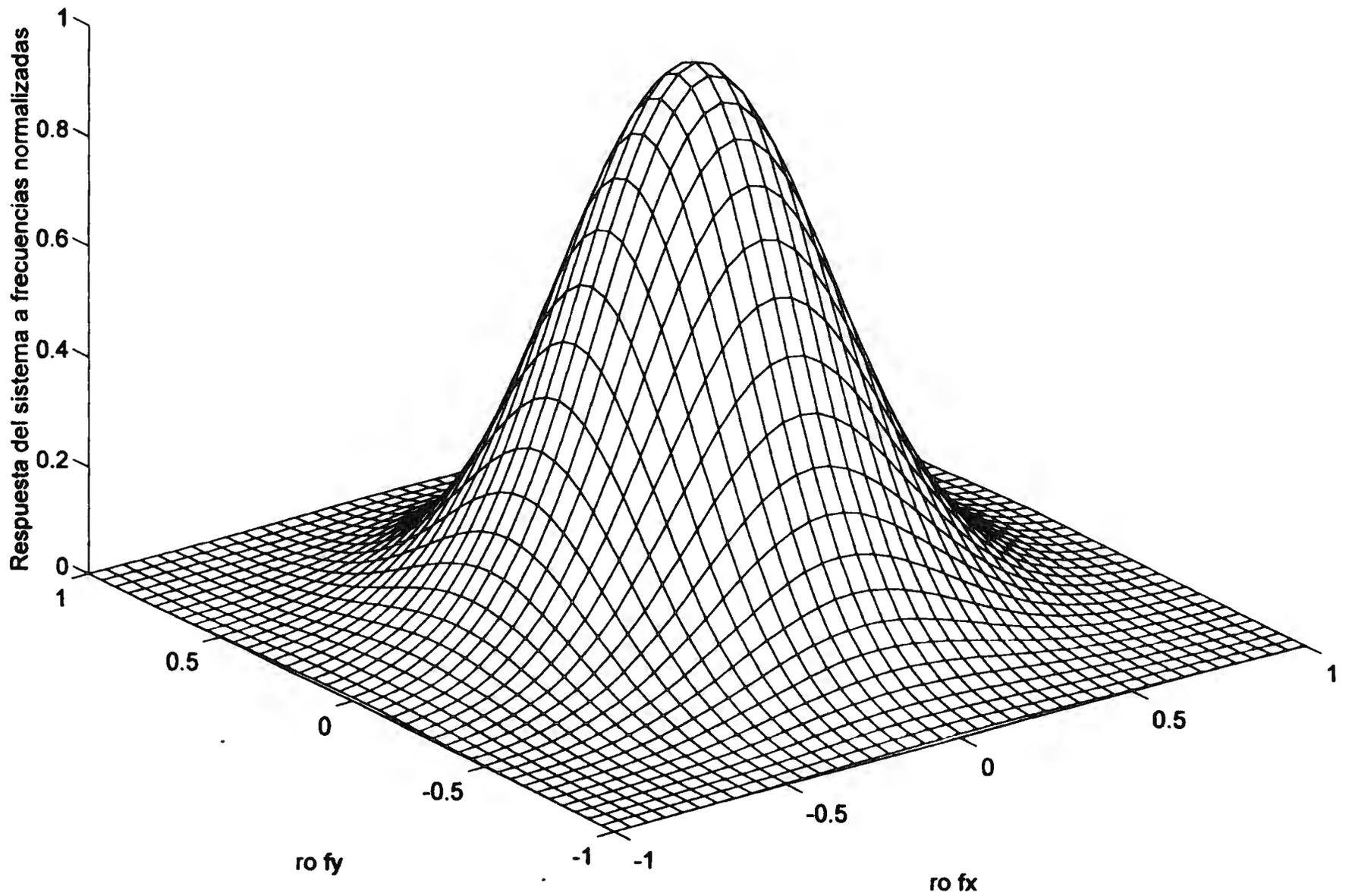


Fig. III.2 Función de transferencia normalizada correspondiente al método del haz de referencia cuando el haz de prueba tiene perfil gaussiano.

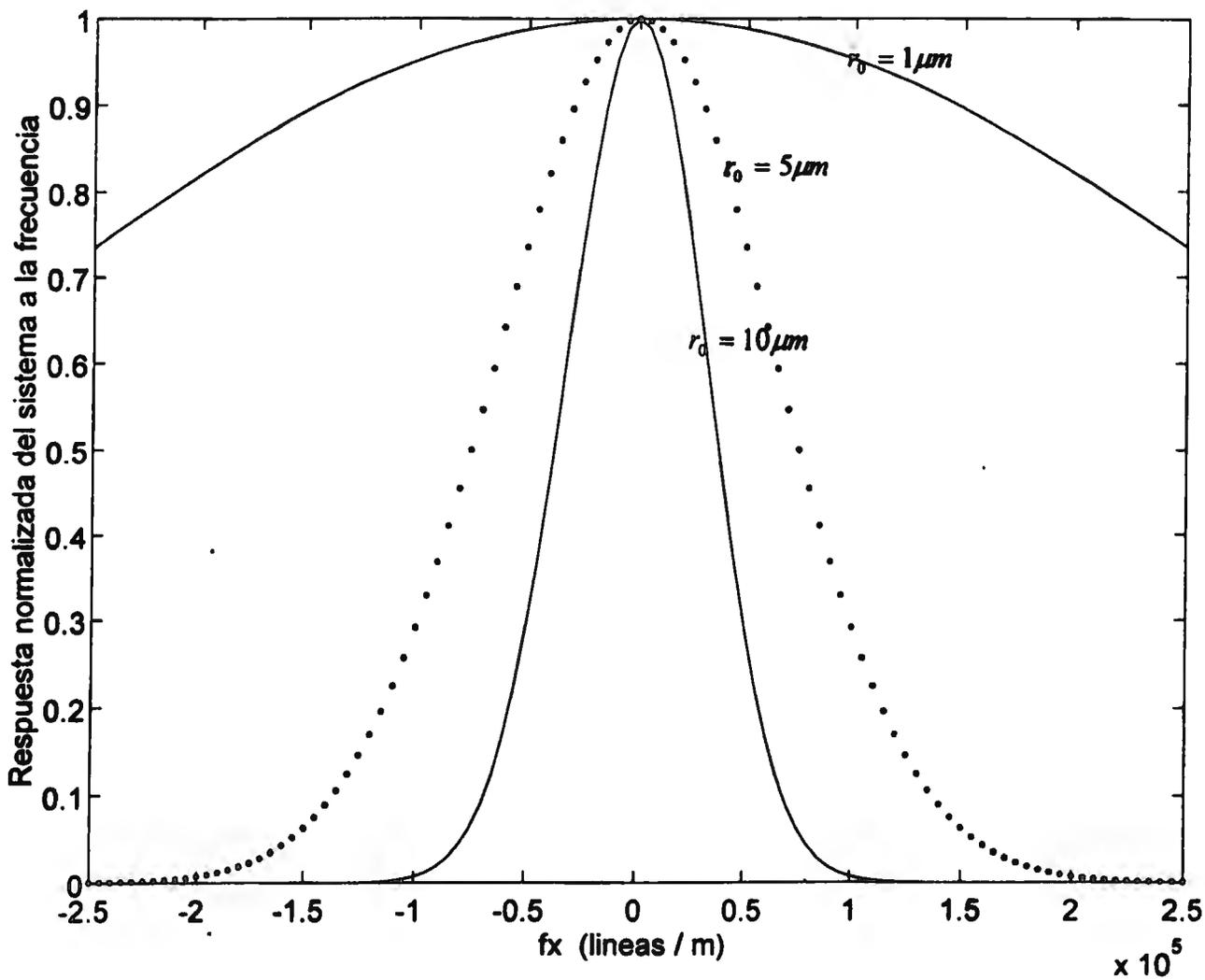


Fig.III.3 Proyecciones unidimensionales de la función de transferencia normalizada para diferentes valores del semi ancho del haz de prueba ( $r_0$ ).

del sistema de detección del microscopio acústico de barrido láser que se discute en el capítulo IV.

# **CAPÍTULO IV**

## **ANÁLISIS DE LOS PROTOTIPOS DISEÑADOS PARA EL MICROSCOPIO ACÚSTICO DE BARRIDO LÁSER**

### **IV.1 Introducción**

En este capítulo se hace la presentación de los dispositivos propuestos para aplicarse en el microscopio acústico de barrido láser utilizando los principios de portadora temporal y del haz de referencia discutidos en los capítulos anteriores.

### **IV.2 Microscopio acústico de barrido láser**

El microscopio acústico de barrido láser (MABAL), es un instrumento muy importante para el análisis de materiales, en donde la información espacial del objeto bajo observación se codifica como una modulación de una señal de carácter temporal. A continuación se presenta un análisis de este instrumento.

El MABAL utiliza como parte central de su sistema de detección la codificación de la información de frecuencias espaciales de un espécimen óptico en una señal modulada por una onda acústica que es transmitida a través del objeto bajo consideración.

El espécimen es introducido en un medio acuoso por el cual se hace viajar una onda plana de frecuencia predeterminada. Esta onda sonora se transmite a través del objeto bajo observación. La onda transmitida a través del objeto incide

sobre una membrana muy delgada que se deforma de acuerdo a la información que porta la onda sonora. La superficie exterior de la membrana presenta un acabado tipo espejo con el fin de ser analizada por un sistema óptico externo. La detección óptica involucra el análisis de la deformación de la superficie de la membrana.

En este punto, es importante resaltar que la capacidad de resolución del MABAL depende de las características de la interfase entre la muestra y el cubreobjetos. Un estudio detallado en este sentido (Green, 1974), muestra que los detalles mínimos que pueden resolverse son del orden de 1.3 veces la longitud de onda de la excitación acústica. Por ejemplo, para frecuencias de 96, 220 y 465 MHZ, las resoluciones correspondientes son de 20, 9 y 4 micras respectivamente. También se han realizado estudios que establecen las propiedades de las ondas acústicas al interaccionar con la interfase entre el sólido y el líquido (Lee y Wade, 1986)

En la Fig. (IV-1), se muestra el diagrama esquemático básico del MABAL. El detector óptico utiliza un haz de prueba de luz láser que incide sobre una membrana cuya cara exterior presenta un acabado tipo espejo. La membrana del dispositivo se denomina cubreobjetos. El haz de prueba recorre toda la superficie de la membrana con el fin de realizar una exploración punto por punto. El haz reflejado es en todo momento registrado por un detector óptico que consiste en un borde de navaja colocado en el plano frontal de un fotodiodo. La misión del borde de navaja es la de realizar un filtraje espacial del haz reflejado evitando que la totalidad del haz llegue al fotodiodo. A continuación se discutirá el funcionamiento del MABAL con detector de borde de navaja de manera cualitativa.

El haz del láser, al reflejarse sobre la superficie del cubreobjetos estará modulado por las excursiones que presente la superficie del cubreobjetos debido al desplazamiento de la onda sonora. Este movimiento causa que el haz reflejado sea periódicamente desviado angularmente de su trayectoria. El desplazamiento angular del haz puede ser considerado como una modulación en el tiempo cuya información angular está relacionada con la pendiente puntual que presenta la cara del cubreobjetos en un instante determinado. De esta manera, la corriente en

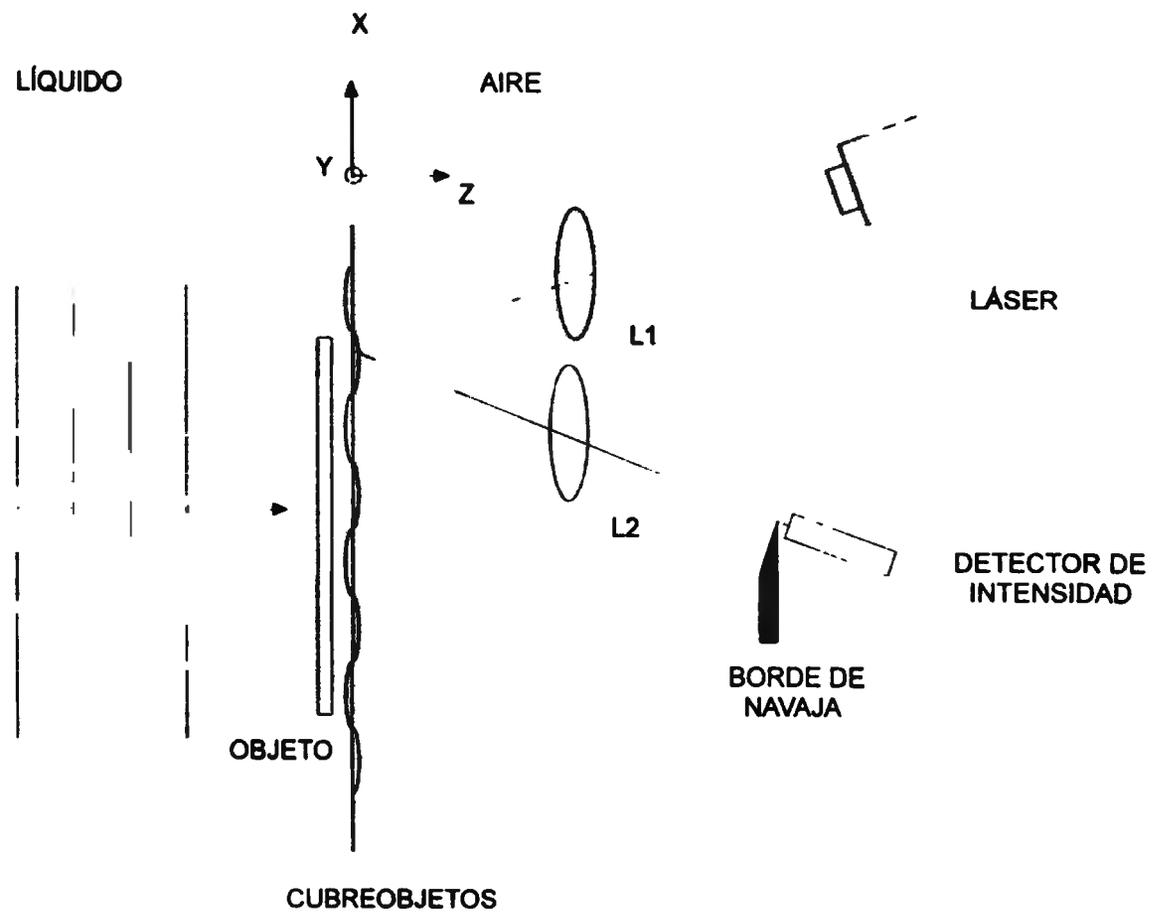


Fig. IV.1 Diagrama esquemático del microscopio acústico de barrido láser (MABAL).

el fotodiodo se verá interrumpida y reactivada periódicamente por la pendiente presentada por la superficie del cubreobjetos.

En realidad el haz del láser al incidir en la superficie del fotodiodo se verá perturbado por dos efectos:

1) Un movimiento en forma de pistón hacia adelante y hacia atrás dando lugar a una modulación en fase.

2) Una inclinación periódica de la superficie del cubreobjetos resultando en una modulación angular del haz.

El primer movimiento citado es generalmente de un valor tan pequeño que puede ser ignorado por lo que la señal detectada por el fotodiodo puede considerarse proporcional a la pendiente de la superficie puntual del cubreobjetos. Esta pendiente, a su vez, es proporcional a la fuerza de la onda sonora transmitida a través del objeto.

En la operación del MABAL el haz láser explora punto por punto la superficie del cubreobjetos. Este haz es modulado por la información espacial captada por el cubreobjetos y es convertido en una señal temporal mediante el proceso de rastreo y del borde de navaja.

Para obtener la información cuantitativa del funcionamiento de un MABAL con detector de borde de navaja, consideremos como se genera la imagen en el caso de un objeto plano simple bidimensional, colocado en un plano coordenado  $(x,y)$  como se ilustra en la Fig. (IV-1). Denotaremos por  $t(x,y)$  a la función de transmitancia que presenta el objeto para el paso de la onda acústica plana. Y la consideraremos de forma senoidal de la forma

$$t(x,y) = \frac{1 + m \cos(k_1 x + k_2 y)}{2} . \quad (IV-1)$$

donde  $m$  es el factor de atenuación en el proceso de modulación de la onda sonora y será considerado muy pequeño ( $m \ll 1$ ),  $k_1, k_2$  son las componentes espaciales asociadas con la variación senoidal de la transmitancia.

Por el momento consideraremos que la onda sonora tiene dirección normal al objeto y mostraremos que esta consideración no permitirá al MABAL su operación óptima.

La onda sonora con incidencia normal puede expresarse de la siguiente forma

$$u_i(t) = A \cos(\omega_s t) , \quad (\text{IV-2})$$

donde  $\omega_s$  es igual a  $2\pi f_s$  (la frecuencia de la onda sonora), y  $A$  su amplitud.

A continuación colocamos el objeto paralelo y cercano al cubreobjetos para obtener de él una imagen. La onda sonora, al atravesar el objeto es espacialmente modulada y el desplazamiento del cubreobjetos estará dado por

$$u_0(x, y, t) = (A/2) \left[ \cos(\omega_s t) + (m/2) \cos(k_1 x + k_2 y + \omega_s t) + (m/2) \cos(k_1 x + k_2 y - \omega_s t) \right]. \quad (\text{IV-3})$$

En general el objeto se encuentra muy próximo al cubreobjetos por lo que el patrón acústico sobre el cubreobjetos estará representado por dos componentes – los dos últimos términos en la Ec. (IV-3) – que tendrán la información del objeto.

Estos términos pueden ser descritos por

$$mA \cos(k_1 x + k_2 y \pm \omega_s t) = \delta_0 \text{Re} \left\{ \exp \left( i2\pi \left[ \frac{x}{\Lambda_1} + \frac{y}{\Lambda_2} \right] \pm i\omega_s t \right) \right\} , \quad (\text{IV-4})$$

donde Re indica “la parte real de” y  $\Lambda_1, \Lambda_2$  son las longitudes de onda equivalentes de las componentes del objeto en cuestión. Las cantidades mencionadas arriba representan ondas viajando en direcciones opuestas sobre la superficie del cubreobjetos.

De la discusión anterior observamos que en la presencia de un objeto arbitrario cada una de las componentes senoidales producirán términos sobre la superficie del cubreobjetos dadas por (Mueller y Rylander, 1979)

$$\text{Re} \left\{ h(x, y) \exp(-i\omega, t) \right\}, \quad (\text{IV-5})$$

donde identificamos

$$h(x, y) = \delta_0 \exp \left( i2\pi \left[ \frac{x}{\Lambda_1} + \frac{y}{\Lambda_2} \right] \right). \quad (\text{IV-6})$$

Como el sistema se supone lineal, una suma sobre todas las componentes generarán la reconstrucción de la imagen. Sin pérdida de generalidad sólo estas componentes pueden ser consideradas.

A continuación se realizará el tratamiento matemático para obtener la función de transferencia de un MABAL.

Sea P la potencia en el haz de prueba de la Fig. (IV-1). Suponemos que el haz presenta un perfil gaussiano y que la lente L1 enfoca el haz sobre la superficie del cubreobjetos. La amplitud de distribución de este haz está dada por una ecuación similar a la Ec. (III-1)

$$\Psi(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{2P}{\pi r_0^2}} \exp \left( -\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{r_0^2} \right), \quad (\text{IV-7})$$

El movimiento de la superficie del cubreobjetos dado por la expresión (IV-5) produce una modulación de fase en el haz reflejado. Para simplificar el tratamiento matemático los valores  $x_0, y_0$  no serán considerados por el momento y se introducirán en el resultado final del análisis. Con el mismo fin es conveniente definir el siguiente parámetro

$$g(x, y) \equiv h(x, y) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right). \quad (\text{IV-8})$$

Utilizando la aproximación

$$\exp(ikh(x, y)) \approx 1 + ikh(x, y), \quad (\text{IV-9})$$

la distribución de amplitud del haz inmediatamente después de reflejarse en el cubreobjetos está dada por

$$\Psi_r(x, y, t) = \sqrt{\frac{2P}{\pi r_0^2}} \exp\left[\frac{-x^2 + y^2}{r_0^2}\right] \left\{ 1 + ikh(x, y) \exp(-i\omega, t) + ikh^*(x, y) \exp(i\omega, t) \right\}. \quad (\text{IV-10})$$

La lente L2 (Fig. IV-1) proporciona la transformada de Fourier de  $\Psi_r$  en el plano del borde de navaja. La distribución de amplitud en este plano está dada por

$$\Psi_r(\xi, \eta; t) = \frac{1}{i\lambda f} \sqrt{\frac{2P}{\pi r_0^2}} \left[ \begin{aligned} & \pi r_0^2 \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{R_0^2}\right) \\ & + ik \exp(-i\omega, t) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} (x\xi + y\eta)\right) dx dy \\ & + ik \exp(i\omega, t) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g^*(x, y) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} (x\xi + y\eta)\right) dx dy \end{aligned} \right]. \quad (\text{IV-11})$$

El valor de  $R_0$  está definido inmediatamente después de la Ec. (III-4). En la Ec. (IV-11),  $(\xi, \eta)$  son las coordenadas del plano donde se encuentran el borde de navaja y la cara sensible del fotodiodo.

La potencia acumulada por el fotodiodo se obtiene integrando la intensidad dada por  $|\Psi_p|^2$  sobre el área del detector cuyas dimensiones son mayores a los haces detectados. Por este motivo, la integral en la variable  $\xi$  se extiende de

cero a infinito (debido a la presencia del borde de navaja) y a la variable  $\eta$  de  $-\infty$  hasta  $\infty$ . Por lo tanto, la potencia acumulada por el detector está dada por

$$P_D = \frac{2P}{\lambda^2 f^2} \left\{ \begin{aligned} & \pi r_0^2 \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2\frac{\xi^2 + \eta^2}{R_0^2}\right) d\xi d\eta \\ & + ik \exp(-i\omega, t) \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{R_0^2}\right) \\ & X \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \left[ \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x\xi + y\eta)\right) - \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda f}(x\xi + y\eta)\right) \right] dx dy d\xi d\eta \\ & + ik \exp(j\omega, t) \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{R_0^2}\right) \\ & X \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g^*(x, y) \left[ \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x\xi + y\eta)\right) - \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda f}(x\xi + y\eta)\right) \right] dx dy d\xi d\eta \end{aligned} \right\}. \quad (IV-12)$$

En el cálculo de la Eq. (IV-12) hemos despreciado términos de segundo orden en  $kh(x, y)$ .

Considerando que la función  $h(x, y)$  es una función bien comportada en el sentido de que permita intercambiar los órdenes de integración obtenemos

$$P_D = \frac{2P}{\lambda^2 f^2} \left\{ \begin{aligned} & \left[ \frac{\lambda^2 f^2}{4} + ik\pi \frac{R_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) \left[ \operatorname{erfc}\left(\frac{ix}{r_0}\right) - \operatorname{erfc}\left(-\frac{ix}{r_0}\right) \right] dx dy \right] \\ & + ik\pi \frac{R_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h^*(x, y) \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) \left[ \operatorname{erfc}\left(\frac{ix}{r_0}\right) - \operatorname{erfc}\left(-\frac{ix}{r_0}\right) \right] dx dy \end{aligned} \right\}, \quad (IV-13)$$

donde  $\operatorname{erfc}$  es la función de error complementaria definida como

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt. \quad (IV-14)$$

Utilizando la relación

$$\operatorname{erfc}(x) - \operatorname{erfc}(-x) = -2\operatorname{erf}(x), \quad (IV-15)$$

con  $erf(x) = 1 - erfc(x)$ ; La Ec. (IV-13) puede escribirse como

$$P_D = P \left\{ \frac{1}{2} - i \frac{2k}{\pi r_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re}\{h(x,y) \exp(-i\omega, t)\} \right. \\ \left. \times \exp\left(-2 \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right) \operatorname{erf}\left(i \frac{x-x_0}{r_0}\right) dx dy \right\}, \quad (\text{IV-16})$$

donde los términos  $x_0, y_0$  han sido introducidos apropiadamente.

La parte temporal de la Ec. (IV-16) representa la convolución de dos funciones. Estas funciones pueden considerarse de la siguiente forma. Una de ellas representa la función de entrada al sistema (en este caso portando la información del objeto bajo observación). La segunda función caracteriza al sistema óptico bajo estudio y por lo tanto representa la respuesta al impulso del sistema dependiente del tiempo. Por consiguiente, esta respuesta para el sistema detector con borde de navaja está dada por

$$\mathfrak{A}(x,y) = -i \frac{2kP}{\pi r_0^2} \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{ix}{r_0}\right) \quad (\text{IV-17})$$

Para obtener la función de transferencia del sistema se debe calcular la transformada de Fourier de la Ec. (IV-17), para este fin consideraremos primeramente la siguiente función. Sea la función  $f(x)$  definida de la siguiente forma

$$f(x) = \exp\left(-2 \frac{x^2}{r_0^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{ix}{r_0}\right) \quad (\text{IV-18})$$

y denotemos por  $F(u)$  la transformada de Fourier de  $f(x)$ .

Tenemos entonces utilizando la Ec. IV-14, que

$$F(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \frac{x^2}{r_0^2}\right) \int_{ix/r_0}^{\infty} \exp(-t^2) dt \exp(-i2\pi u x) dx. \quad (\text{IV-19})$$

Haciendo el cambio de variable  $v = t - ix/r_0$  la Ec. (IV-19) puede escribirse

como

$$F(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \frac{x^2}{r_0^2}\right) \int_0^{\infty} \exp\left(-\left(v + \frac{ix}{r_0}\right)^2\right) dv \exp(-i2\pi u x) dx. \quad (\text{IV-20})$$

Reagrupando términos e intercambiando los órdenes de integración obtenemos

$$F(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \exp(-v^2) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{r_0^2}\right) \exp\left(-i2\pi\left(u + \frac{v}{\pi r_0}\right)x\right) dx dv. \quad (\text{IV-21})$$

La segunda integral en la Ec. (IV-21) puede evaluarse considerándola como la transformada de Fourier de una función gaussiana calculada en la frecuencia  $u + \frac{v}{\pi r_0}$ . De esta forma la Ec. (IV-21), después de completar el binomio cuadrado,

puede escribirse como

$$F(u) = 2r_0 \exp\left(-\frac{\pi r_0^2 u^2}{2}\right) \int_0^{\infty} \exp\left(-2\left(v + \frac{\pi r_0 u}{2}\right)^2\right) dv. \quad (\text{IV-22})$$

Si realizamos en esta última ecuación el cambio de variable  $s = \sqrt{2}v + \frac{\pi r_0 u}{\sqrt{2}}$ , nos

lleva finalmente a

$$F(u) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} r_0 \exp\left(-\frac{\pi r_0^2 u^2}{2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\pi r_0 u}{\sqrt{2}}\right). \quad (\text{IV-23})$$

En base a la Ec. (IV-23) podemos obtener la función de transferencia del sistema de borde de navaja. La función de transferencia se define como

$$T(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{A}(x, y) \exp(-i2\pi(xf_x + yf_y)) dx dy \quad (IV-24)$$

donde  $f_x, f_y$  representan las frecuencias espectrales correspondientes a los ejes espaciales  $x, y$  respectivamente. Sustituyendo el valor de la Ec. (IV-17) en la Ec. (IV-24) y utilizando la propiedad que relaciona la función de error complementaria con la función de error obtenemos

$$T(f_x, f_y) = -i \frac{2kP}{\pi r_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) \left(1 - \operatorname{erfc}\left(\frac{ix}{r_0}\right)\right) \exp(-i2\pi(xf_x + yf_y)) dx dy. \quad (IV-25)$$

La Ec (IV-25) representa la transformada de Fourier de la resta de dos funciones. Utilizando la Ec. (IV-23) obtenemos

$$T(f_x, f_y) = -ikP \exp\left(-\pi^2 r_0^2 \frac{f_x^2 + f_y^2}{2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{\pi r_0 f_x}{\sqrt{2}}\right), \quad (IV-26)$$

por lo que la respuesta a las frecuencias del sistema está dada entonces por la Ec. (IV-26). Hacemos notar que aunque este resultado es conocido (Mueller y Rylander, 1979) no se tiene reportado el tratamiento matemático completo que lleva a este resultado.

En la Fig. (IV-2) se presenta una gráfica normalizada en perspectiva tridimensional de la función de transferencia, donde los ejes ordenados están dados por  $r_0 f_x$  y  $r_0 f_y$ .

De la gráfica anterior podemos observar que cuando la portadora sonora transmitida al cubreobjetos se encuentra en frecuencia espacial cero, la respuesta del sistema se anula. Este caso corresponde a la utilización de una onda sonora en dirección normal al cubreobjetos. Por lo anterior, las ondas sonoras deben

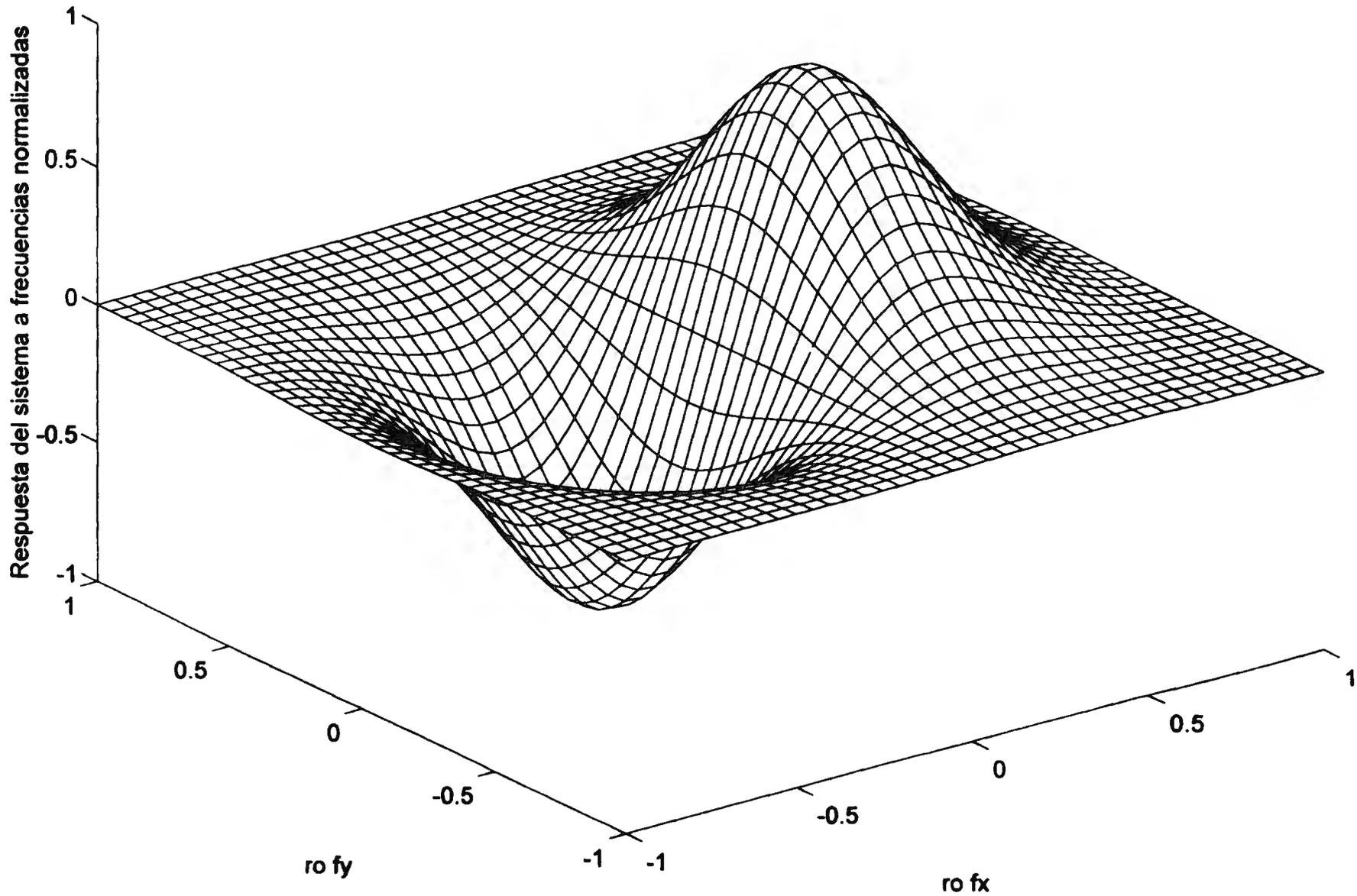


Fig. IV.2 Función de transferencia normalizada del MABAL.  $r_0$  es el semiancho del haz de prueba

enviarse en dirección oblicua hacia el objeto para evitar trabajar en esta región. Sin embargo esta situación genera un desplazamiento de frecuencia en el haz láser al efectuar el rastreo sobre el cubreobjetos, situación que no ocurriría si se utilizara una onda sonora con dirección normal al objeto.

Con el fin de mantener el sistema alejado lo más posible de la respuesta nula, se emplea el mecanismo de detección de banda lateral superior.

Debido a las características mencionadas en los párrafos precedentes (incidencia sonora oblicua y detección de banda lateral), la resolución obtenida no es muy buena dado a que el espectro útil para la reconstrucción efectiva de una imagen debe limitarse a la parte positiva de la función de transferencia evitando el paso por el punto nulo y correspondientemente limitando la resolución.

A continuación se describe el primer prototipo propuesto denominado detector de haz de referencia.

### **IV.3. Detector de haz de referencia para MABAL**

El sistema de detección de haz de referencia para el MABAL se muestra en el diagrama esquemático de la Fig. (IV-3) (Cywiak et al., 1998a). El haz de prueba se hace incidir sobre la superficie tipo espejo del cubreobjetos. Como se ha indicado previamente, el cubreobjetos contiene en su deformación microscópica periódica la información de transmisión del objeto bajo observación sometido al paso de una onda acústica de frecuencia conocida. De esta manera, el haz de prueba al reflejarse sobre la superficie del cubreobjetos se modula con la información de amplitud y fase provenientes del objeto. Este haz, después de ser reflejado y modulado es sometido a un proceso de transformada de Fourier para posteriormente ser dirigido sobre la superficie sensible de un fotodiodo.

El haz de referencia, es también sometido a un proceso de transformada de Fourier y posteriormente se superpone sobre el haz de prueba en el plano de la superficie del fotodiodo. De esta manera, en el plano del fotodiodo se tiene la superposición coherente de los dos haces. Finalmente, el fotodiodo proporciona una señal proporcional a la potencia total acumulada sobre su superficie sensible.

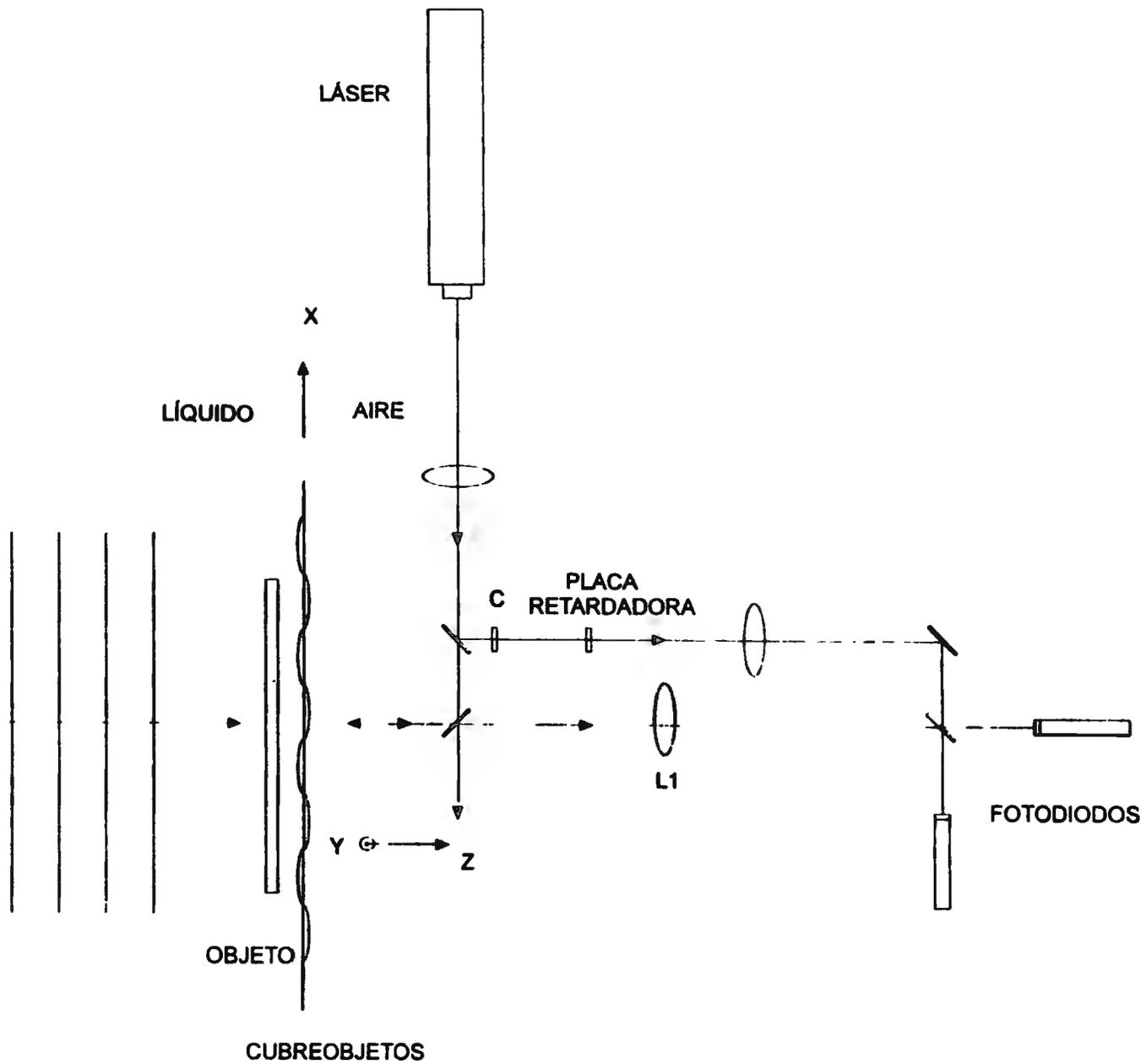


Fig. IV.3 Detector de haz de referencia para MABAL. C es una placa compensadora de camino óptico.

A continuación se presenta el análisis matemático del sistema descrito.

La forma analítica de las deformaciones periódicas a que está sujeto el cubreobjetos puede escribirse como se muestra en la Ec. (IV-5).

Sobre la superficie del cubreobjetos localizado en un plano de coordenadas  $(x, y)$  incide el haz de prueba. Este haz será considerado con potencia  $P/2$ , la otra mitad de la potencia se emplea en la generación del haz de referencia. El perfil de intensidad del haz luminoso es considerado como gaussiano centrado en el punto  $(x_0, y_0)$ . La función de distribución de amplitud compleja en este plano está representada por la Ec (III-1)

Como en el caso anterior, los parámetros  $(x_0, y_0)$  serán suprimidos y reconsiderados apropiadamente al final de la discusión.

El haz de prueba, después de reflejarse sobre la superficie del cubreobjetos, se modula en fase. La distribución de amplitud compleja después de la reflexión queda dada por una expresión similar a la Ec. (IV-10)

$$\Psi_r = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) \left[ 1 + ikh(x, y) \exp(-i\omega, t) + ikh^*(x, y) \exp(i\omega, t) \right], \quad (IV-27)$$

En la Ec. (IV-27) se han retenido solamente los términos de primer orden en  $kh(x, y)$  usando el hecho que  $kh(x, y) \ll 1$ .

La lente L1 realiza la transformada de Fourier de  $\Psi_r$ , por lo que en el plano del detector se tiene

$$\Psi_p = \left( \frac{1}{i\lambda f} \right) \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left[ \begin{array}{l} \pi r_0^2 \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{\rho^2}\right) \\ + ik \exp(-i\omega, t) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) h(x, y) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} (x\xi + y\eta)\right) dx dy \\ + ik \exp(i\omega, t) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) h^*(x, y) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} (x\xi + y\eta)\right) dx dy \end{array} \right], \quad (IV-28)$$

donde  $(\xi, \eta)$  son los ejes coordenados para este plano.

El haz de referencia retrasado  $90^\circ$  puede escribirse de la forma

$$\Psi_R = \left( \frac{1}{i\lambda f} \right) \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left[ i\pi r_0^2 \exp\left( -\frac{\xi^2 + \eta^2}{R_0^2} \right) \right] \quad (\text{IV-29})$$

Como puede observarse en la Fig. (IV-3), la función de amplitud compleja es superpuesta coherentemente a la correspondiente del haz de referencia por lo que el fotodiodo registra una potencia dada por

$$P_s = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_F \Psi_F^* d\xi d\eta, \quad (\text{IV-30})$$

los límites de integración en la Eq. (IV-30) son tomados de  $-\infty$  a  $\infty$  debido a que el área del fotodiodo es mucho mayor que los anchos de los haces. Además

$$\Psi_F = \Psi_P + \left( \frac{1}{i\lambda f} \right) \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left[ i\pi r_0^2 \exp\left( -\frac{\xi^2 + \eta^2}{R_0^2} \right) \right]. \quad (\text{IV-31})$$

Evaluando la integral dada en la Ec. (IV-30) obtenemos

$$P_s = P \left[ 1 + \frac{4k}{r_0^2} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x,y) \exp\left( -2 \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2} \right) \exp(-i\omega_s t) dx dy \right\} \right], \quad (\text{IV-32})$$

donde, como se indicó previamente, los parámetros  $(x_0, y_0)$  han sido introducidos.

La parte temporal dada por la integral de la Ec. (IV-32) puede interpretarse como se hizo en el caso descrito en la sección anterior, Ec. (IV-16). Es decir, formada por la convolución de la respuesta al impulso del sistema con la función que representa la información del objeto bajo observación  $\operatorname{Re}\{h(x,y)\exp(-i\omega_s t)\}$ . Por lo anterior, la respuesta al impulso del sistema para la parte temporal puede escribirse matemáticamente como

$$\mathfrak{I}_s(x,y) = \frac{4k}{r_0^2} \exp\left( -2 \frac{x^2 + y^2}{r_0^2} \right), \quad (\text{IV-33})$$

La función de transferencia para el sistema de haz de referencia se obtiene encontrando la transformada de Fourier de la Ec. (IV-33). Entonces, la función de transferencia está dada por

$$T_s(f_x, f_y) = 2\pi k \exp\left(-\frac{\pi^2 r_0^2}{2}(f_x^2 + f_y^2)\right). \quad (\text{IV-34})$$

La Ec. (IV-34) se muestra de manera esquemática en la gráfica tridimensional de la Fig. (III-2). En esta figura se muestra que la función de transferencia para el sistema de haz de referencia consiste de una función isotrópica de tipo gaussiano con respuesta máxima en el origen del eje de las frecuencias espaciales. Esta última característica permite utilizar una onda sonora dirigida de manera normal al cubreobjetos evitando el problema del corrimiento en la frecuencia del haz de prueba al realizar la exploración del haz sobre el cubreobjetos. Esto a su vez permite al sistema resaltar los detalles de baja frecuencia del objeto de manera intrínseca. Además, se puede extender el ancho de frecuencias de detección a todo el intervalo de doble banda permitiendo mejorar notablemente la resolución del sistema.

Finalmente, es importante mencionar que la frecuencia de corte espectral de detección del sistema de haz de referencia es del orden de  $1/r_0^2$ , este valor puede incrementarse considerablemente con solo reducir el ancho del diámetro del haz de prueba. Esta característica permite al sistema detectar ondas evanescentes acústicas que con el sistema de borde de navaja es imposible. En la Fig. (III-3), se muestra una proyección unidimensional de la dependencia del semi ancho del haz con la respuesta en frecuencia del sistema descrito.

#### IV.4. Detector derivativo de cuadratura (DQD)

El detector derivativo de cuadratura es un sistema que, al igual que el detector de haz de referencia, se propone para sustituir al detector de borde de navaja que utiliza actualmente el MABAL.

Este sistema utiliza un *escalón de fase  $\pi$*  en lugar del borde de navaja. Sin embargo, este escalón se encuentra localizado en el plano transformado de Fourier del cubreobjetos, es decir en el plano espectral. Además, con el fin de mejorar la sensibilidad y la resolución del sistema, utiliza también un haz de

referencia que es superpuesto en el plano de detección del fotodiodo. Como se muestra a continuación, el *escalón de fase  $\pi$*  permite al sistema detectar la derivada del objeto de transmisión.

La señal registrada por el fotodiodo alimenta a un circuito electrónico detector de cuadratura el cual a su vez proporciona información a dos memorias de tipo dinámico. La finalidad de estas memorias es la de almacenar la amplitud y el signo de la derivada para cada punto explorado, dotando al sistema con la posibilidad de recobrar la información del objeto mediante la integración de la derivada almacenada en las memorias de acceso aleatorio.

Como este detector es capaz de detectar la derivada del objeto de transmisión es, en principio, inherentemente capaz de ofrecer una resolución mayor que el sistema de borde de navaja convencional. Además, como se mostrará a continuación, también es posible evitar el uso de ondas sonoras oblicuas lo cual presenta las ventajas mencionadas en la sección anterior. A continuación se presenta el análisis del detector derivativo de cuadratura, para lo cual utilizaremos el diagrama de la Fig. (IV-4).

En el área del procesamiento óptico es posible obtener la derivada de un objeto de fase por medio de la técnica de Schlieren usando un borde de navaja. (Lowenthal y Belvaux, 1967) ha mostrado que al reemplazar el borde de navaja con un *escalón de fase  $\pi$*  la reconstrucción de la derivada obtenida puede resaltarse aún más ya que se eliminan algunos términos indeseados que introduce el borde de navaja.

El *escalón de fase  $\pi$*  localizado en un plano coordenado  $(x,y)$  y orientado paralelo al eje  $x$  puede describirse por la función signo definida como

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1 & x > 0, \\ -1 & x < 0. \end{cases} \quad (\text{IV-35})$$

Como se ha mencionado tomaremos en consideración que las deformaciones superficiales periódicas presentes en la superficie del cubreobjetos pueden representarse por medio de la Ec. (IV-5) y que el haz de prueba, con

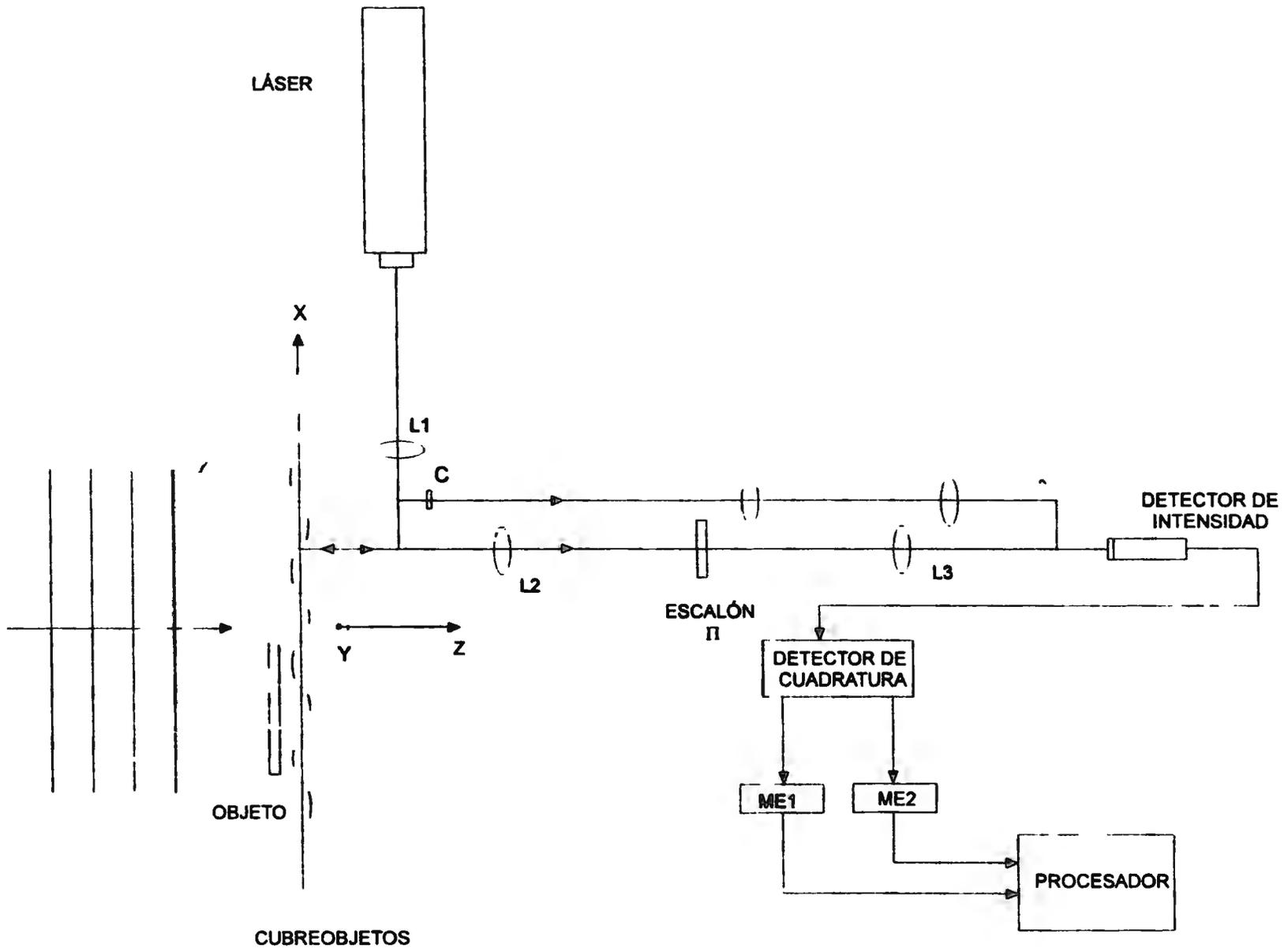


Fig. IV.4 Diagrama esquemático del detector derivativo de cuadratura (DQD) para MABAL. Las lentes realizan la transformada de Fourier ME1 y Me2 representan memorias de acceso dinámico.

potencia  $P/2$ , incidente sobre la superficie del cubreobjetos puede expresarse mediante la Ec. (III-1). La otra mitad de la potencia se utiliza, como en el caso anterior, para la generación del haz de referencia.

Como lo hemos hecho en las secciones previas, los parámetros  $(x_0, y_0)$  se considerarán hasta el final del tratamiento matemático.

El haz de prueba, después de haberse reflejado sobre la superficie del cubreobjetos queda modulado en fase: La Ec. (IV-27) representa esta modulación hasta la aproximación de primer orden en términos del factor  $kh(x, y)$ .

La lente L2 en la Fig. (IV-4), realiza la transformada de Fourier del haz reflejado. Este haz, precisamente en la cara posterior del *escalón de fase*  $\pi$  localizado en un plano coordenado  $(\xi, \eta)$  puede escribirse como

$$\Psi_p(\xi, \eta; t) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left( \frac{\pi r_0^2}{i\lambda f} \right) \left\{ \begin{array}{l} \exp\left( -\pi r_0^2 \frac{\xi^2 + \eta^2}{(\lambda f)^2} \right) \otimes \\ \left[ \begin{array}{l} \delta\left( \frac{\xi}{\lambda f}, \frac{\eta}{\lambda f} \right) + ikH\left( \frac{\xi}{\lambda f}, \frac{\eta}{\lambda f} \right) \exp(-i\omega, t) \\ + ikH^*\left( -\frac{\xi}{\lambda f}, -\frac{\eta}{\lambda f} \right) \exp(i\omega, t) \end{array} \right] \end{array} \right\} \text{sgn}(\xi), \quad (\text{IV-36})$$

donde  $H(\xi, \eta) = F\{h(x, y)\}$  representa la transformada de Fourier de la función objeto  $h(x, y)$  y el símbolo  $\otimes$  se emplea para denotar la operación de convolución.

La lente L3 realiza la transformada de Fourier de la función  $\Psi_p$ , por lo que en el plano del fotodiodo con ejes coordenadas  $(u, v)$  se obtiene una distribución de amplitud dada por

$$\psi_f(u, v; t) = -\sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \frac{1}{\lambda^2 f^2} \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{r_0^2}\right) \left[ \begin{array}{l} 1 + ik\lambda^2 f^2 h(-u, -v) \exp(-i\omega, t) \\ + ik\lambda^2 f^2 h^*(-u, v) \exp(i\omega, t) \end{array} \right] \otimes \left(\frac{\lambda f}{i\pi u}\right). \quad (\text{IV-37})$$

Escribiendo la convolución como una integral se obtiene

$$\Psi_f(u, v; t) = -\sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left(\frac{1}{\lambda f}\right) \exp\left(-\frac{v^2}{r_0^2}\right) \left[ \begin{array}{l} \frac{1}{i\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{s^2}{r_0^2}\right)}{u-s} ds \\ + k\lambda^2 f^2 \exp(-i\omega, t) \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{s^2}{r_0^2}\right) h(-s, -v)}{u-s} ds \\ + k\lambda^2 f^2 \exp(i\omega, t) \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{s^2}{r_0^2}\right) h^*(-s, -v)}{u-s} ds \end{array} \right], \quad (\text{IV-38})$$

siendo  $s$  una variable auxiliar. Entonces,

$$\Psi_f(u, v; t) = -\sqrt{\frac{2P}{\pi r_0^2}} \frac{1}{\lambda f} \exp\left(-\frac{v^2}{r_0^2}\right) \left[ \begin{array}{l} \frac{1}{i} H_f \left\{ \exp\left(-\frac{s^2}{r_0^2}\right) \right\} \\ + k\lambda^2 f^2 \exp(-i\omega, t) H_f \left\{ \exp\left(-\frac{s^2}{r_0^2}\right) h(-s, -v) \right\} \\ + k\lambda^2 f^2 \exp(i\omega, t) H_f \left\{ \exp\left(-\frac{s^2}{r_0^2}\right) h^*(-s, -v) \right\} \end{array} \right], \quad (\text{IV-39})$$

donde  $H_f\{X(s)\}$  denota la transformada de Hilbert de la función  $X(s)$ . Esta transformada se define por el par de ecuaciones (Papoulis, 1977) y (Born y Wolf, 1975)

$$H_f\{X(s)\} = R(u) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X(s)}{u-s} ds, \quad (\text{IV-40})$$

$$X(u) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(s)}{u-s} ds. \quad (\text{IV-41})$$

La Ec. (IV-41) se conoce como la fórmula de inversión de la Ec. (IV-40).

Utilizando la aproximación de (DeVelis y Reynolds, 1967),  $\frac{1}{s^2} \approx \delta(s)$  para pequeños valores de  $s$ , la Ec. (IV-39) puede escribirse como

$$\Psi_f(u, v; t) = -\sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \frac{1}{\lambda f} \exp\left(-\frac{v^2}{r_0^2}\right) \left[ \begin{array}{l} \frac{1}{i} \frac{d}{du} \left( \exp\left(-\frac{u^2}{r_0^2}\right) \right) \\ + k\lambda^2 f^2 \frac{d}{du} \left( \text{Re} \left\{ h(-u, -v) \exp\left(-\frac{u^2}{r_0^2}\right) \exp(i\omega, t) \right\} \right) \end{array} \right], \quad (\text{IV-42})$$

donde son considerados solamente valores cercanos al eje óptico, es decir, solo valores tales que  $|u| \ll 1$ . La ecuación anterior puede escribirse como

$$\Psi_f(u, v; t) = - \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} 2\pi^2 f \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{r_0^2}\right) \frac{d}{du} \left( \text{Re} \{ h(-u, -v) \exp(-i\omega t) \} \right). \quad (\text{IV-43})$$

Como lo muestra la Fig. (IV-4), el haz de referencia se superpone coherentemente con la distribución de amplitud modulada representada por  $\Psi_f$ .

Como se vio en la sección anterior este haz de referencia debe estar fuera de fase por un valor de  $90^\circ$  con respecto al haz modulado proveniente del cubreobjetos. Sin embargo, en este caso este retraso de fase se obtiene de manera automática debido a que es proporcionado por el *escalón de fase*  $\pi$ . El haz de referencia debe someterse a un doble proceso de transformada de Fourier para que presente la misma forma funcional que el haz proveniente de la señal.

El haz de referencia en el plano del detector está dado por una ecuación similar a la Ec. (III.1)

$$\Psi_R(u, v) = - \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{r_0^2}\right). \quad (\text{IV-44})$$

La amplitud total  $\Psi_T$ , en el plano del detector es

$$\Psi_T = \Psi_f + \Psi_R .$$

La potencia total acumulada en el detector de intensidad es

$$P_i = \frac{4Pf}{r_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \frac{(u-u_0)^2 + (v-v_0)^2}{r_0^2}\right) \frac{d}{du} \left(\text{Re}\{h(-u) \exp(-i \omega, t)\}\right) du dv, \quad (\text{IV-45})$$

donde han sido introducidos los valores  $(u_0, v_0)$ . Esta ecuación tiene la forma matemática de la convolución de la derivada de la función representativa del objeto con la respuesta del sistema. Definimos  $\mathfrak{I}_s(u, v)$  como la respuesta al impulso del sistema

$$\mathfrak{I}_s(u, v) = \frac{4Pf}{r_0^2} \exp\left(-2 \frac{u^2 + v^2}{r_0^2}\right). \quad (\text{IV-46})$$

La Ec. (IV-46) muestra que  $\mathfrak{I}_s(u, v)$  es gaussiana e isotrópica con su máximo en el origen. Este hecho indica que para su mejor operación debe utilizarse ondas sonoras con ángulo de incidencia normal al objeto.

Con el fin de poder comparar la respuesta en el plano de frecuencias espaciales con el sistema de borde de navaja convencional, obtenemos la transformada de Fourier de la respuesta al impulso derivativa para el DQD, por lo que obtenemos

$$T_{DQD}(f_x, f_y) = P(i2\pi f_x)2\pi f \exp\left(-\frac{\pi^2 r_0^2}{2}(f_x^2 + f_y^2)\right), \quad (\text{IV-47})$$

donde  $f_x, f_y$  son las frecuencias espaciales en ambos ejes coordenados.

En la Fig. (IV-5), mostramos vistas unidimensionales normalizadas de la función de transferencia  $T_{DQD}(f_x, f_y)$  con  $f_y = 0$  y  $r_0 = 1 \mu m$  para los dos detectores. En esta figura podemos notar que la respuesta en el plano de

frecuencias espaciales es mayor para el DQD por aproximadamente  $10^5$  ciclos/m en comparación con la del borde de navaja convencional.

Para evaluar el funcionamiento del DQD, tomamos la Ec. (IV-45) y a continuación escribimos la función compleja  $h'(-u)$  como un producto de su magnitud y de su fase  $\alpha$  de la siguiente forma

$$h'(-u) = |h'(-u)| \exp(-i\alpha(-u)) \quad , \quad (IV-48)$$

donde  $h'(-u) = \frac{d}{du} h(-u)$ . Posteriormente expresamos la Ec. (IV-45) como

$$P_t = \frac{4P f}{r_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \frac{(u-u_0)^2 + (v-v_0)^2}{r_0^2}\right) |h'(-u)| \cos(\omega_c t + \alpha) du dv \quad . \quad (IV-49)$$

La Ec. (IV-49) nos permite obtener una descripción funcional del DQD.

De acuerdo a la Ec. (IV-49), la señal de ac dada por el detector de intensidad varía con la amplitud y la fase de la derivada de la función objeto. Con el fin de determinar la amplitud y la fase separadamente, es posible utilizar un detector de cuadratura (Lee, 1986). A medida que el haz de prueba explora cada punto de la superficie del cubreobjetos, el detector de cuadratura determina dos cantidades. Ambas son almacenadas en las dos memorias de acceso aleatorio ME1 y ME2 indicadas en la Fig. (IV-4). El valor  $|h'(-u)|$  es almacenado en ME1 mientras que el valor  $\alpha$  en ME2. Estas dos cantidades son manipuladas para formar el producto  $|h'(-u)| \cos(\alpha)$ , es decir, la parte real de la derivada del objeto. Si el valor de  $\alpha$  resulta muy grande (es decir, de múltiplos de  $\pi$ ), se requerirá algún método de desenvolvimiento de fase (Por ejemplo Servin, 1995).

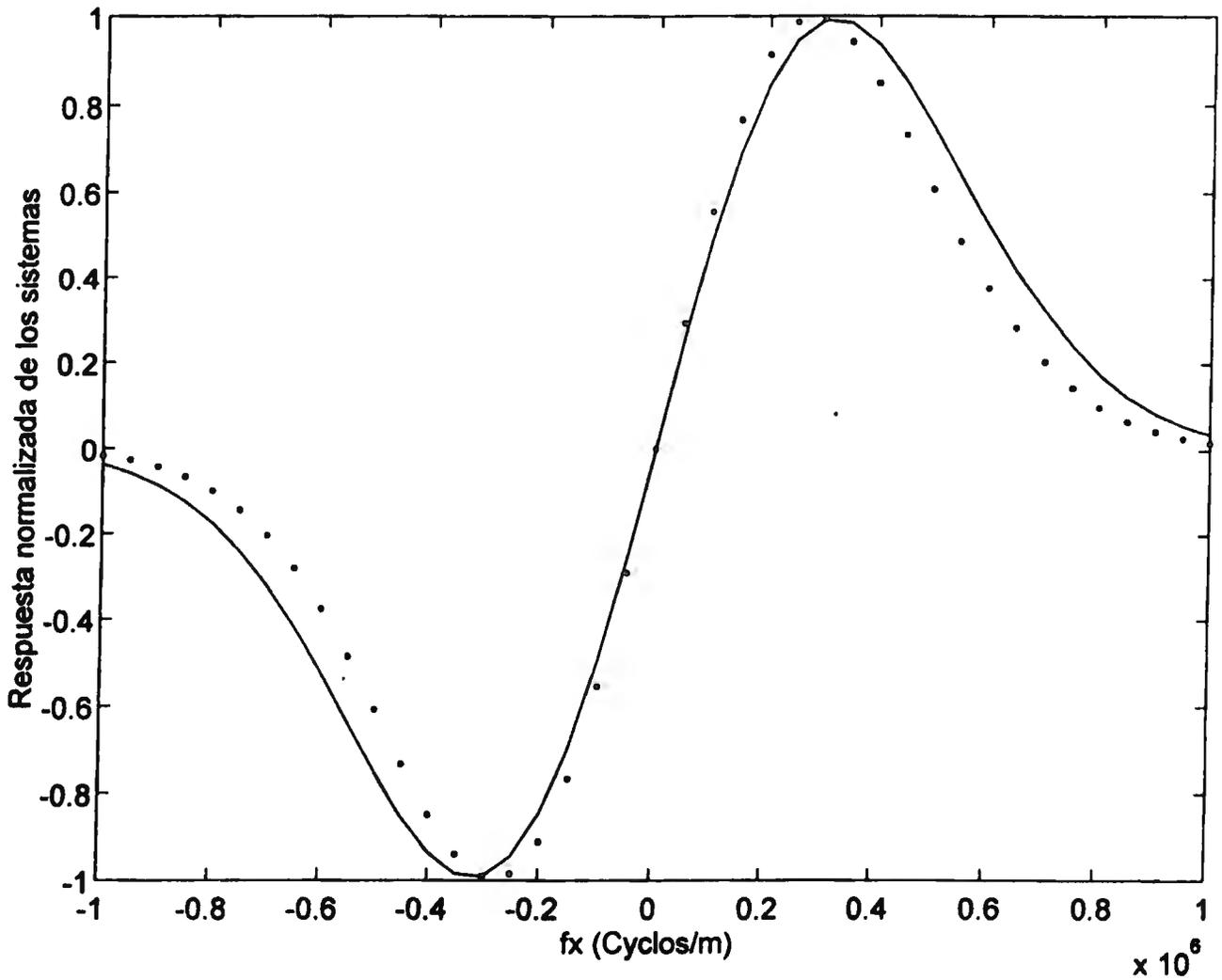
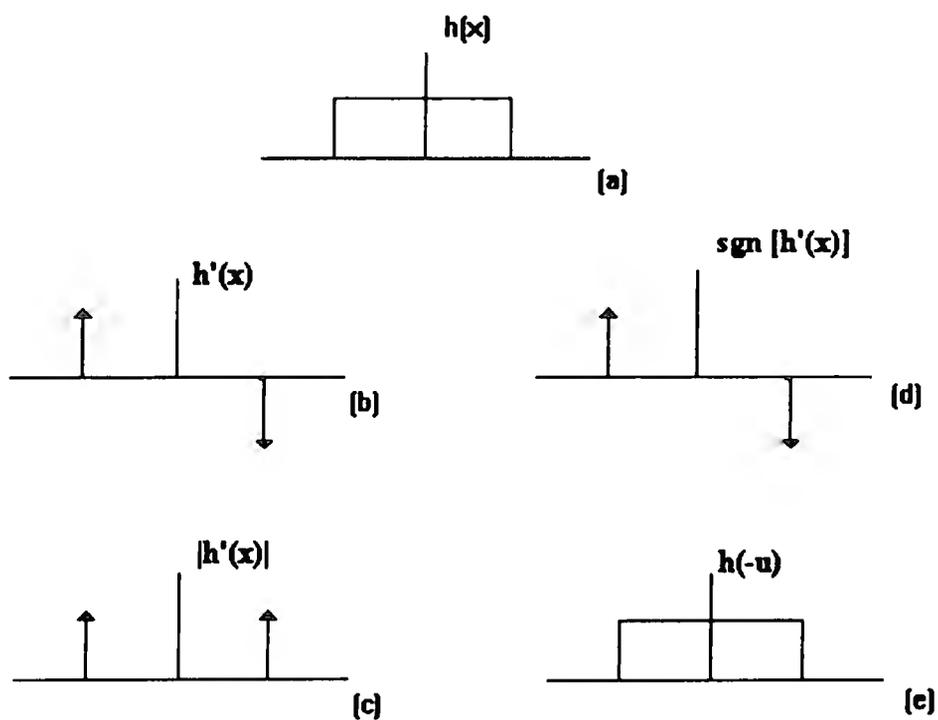


Fig. IV.5 Vistas unidimensionales de la función de transferencia normalizada para el MABAL (trazo punteado) y para el DQD (trazo continuo). Se utilizó  $f_y = 0$  y  $r_0 = 1\mu m$ .

Finalmente, se mostrará la forma de reconstruir una imagen de un objeto invertido,  $h(-u)$ .

Supongamos que el objeto es el rectángulo mostrado en la Fig. (IV-6-a). Su derivada está constituida idealmente por dos funciones delta de Dirac. Debido a que el DQD responde a la derivada, éste detectará en forma aproximada estas dos funciones. La Fig. (IV-6-b) ilustra el caso ideal. La magnitud de la derivada correspondiente a  $h(-u)$  se almacena en ME1 como se muestra en la Fig. (IV-6-c). La fase de esta derivada se almacena en ME2 como lo muestra la Fig. (IV-6-d). Finalmente, en la Fig. (IV-6-e) mostramos la función  $h(-u)$  reconstruida por la computadora. Esta reconstrucción se realiza integrando los datos almacenados en ME1, haciendo uso correcto del signo dado los datos almacenados en ME2.



**Fig. IV.6** Reconstrucción de un objeto unidimensional  $h(x)$  por el sistema DQD.

a) objeto original

b) representa la derivada (ideal) del objeto

c) representa la magnitud de la derivada almacenada en ME1

d) representa la fase de la derivada almacenada en ME2

e) función  $h(-u)$  reconstruida por la computadora

# **CAPÍTULO V**

## **DIFERENTES APLICACIONES DEL MÉTODO DEL HAZ DE REFERENCIA**

### **V.1 Introducción**

En este capítulo presentamos dos aplicaciones del método del haz de referencia. La primera se utiliza para medir pequeñas irregularidades superficiales ( $\approx \lambda/100$ ). La segunda aplicación permite la visualización de ondas acústicas.

### **V.2 Medición de irregularidades superficiales**

La medición de rugosidades superficiales es de importancia en las áreas científica y tecnológica como puede mostrarse por ejemplo en la industria de la microelectrónica. Existen actualmente varias técnicas para este tipo de medición como son los dispositivos interferométricos (Bennet, 1976), técnicas de detección de error de enfoque (Mignot y Gorecki, 1993), dispersión de la luz (Stover y Serati, 1984) y técnicas de tipo heterodino (Sommargren, 1981). En general estas técnicas son de difícil implementación y en la mayoría de los casos se requiere un conocimiento previo de la superficie bajo prueba.

Una método especialmente importante por su simplicidad y por la calidad de los resultados que de él se obtienen es el de contraste de fase (Lyot, 1946). Con este método es posible detectar irregularidades superficiales de valores tan pequeños de hasta aproximadamente  $1 \text{ \AA}$ . Sin embargo, este método presenta una respuesta preferencial debido a que utiliza una rendija de fase en el plano de frecuencias espaciales y debido a que la longitud de la rendija debe limitarse, este

método también presenta limitaciones en su respuesta tanto a altas como a bajas frecuencias.

El método que aquí proponemos permite codificar el perfil de rugosidades superficiales del objeto en variaciones de amplitud de una onda portadora temporal. Para lograr esto, se hace vibrar la superficie del objeto perpendicularmente a la normal a su superficie. El haz de prueba después de reflejarse sobre la superficie del objeto interfiere con el haz de referencia el cual se ha retrasado en fase  $90^\circ$ .

### V.2.1 Descripción analítica

Para la descripción que presentamos a continuación utilizaremos algunos de los resultados presentados en el capítulo III.

Como se muestra en la Fig. (III-1), consideramos que la superficie del objeto está en el plano  $(x, y, z = 0)$  y la rugosidad está representada por la función  $h(x, y, t)$ . La vibración está en el plano  $x - y$ . Por el momento consideraremos que la vibración se efectúa a lo largo del eje  $x$ , aunque, como se verá posteriormente no existe una dirección preferente de vibración.

Considerando que el haz de prueba está dado por la Ec. (III-1) y que el haz de referencia y el haz de prueba se superponen en la superficie del fotodiodo como se muestra en la Fig. (III-1), concluimos que la potencia resultante acumulada por el fotodiodo está dada por la Ec. (III-8) que por comodidad aquí repetimos

$$P_D(x_0, y_0; t) = \frac{P}{\pi r_0^2} \left[ \frac{\pi r_0^2}{2} + 4k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right) h(x, y, t) dx dy \right]. \quad (\text{III-8})$$

La Ec. (III-8) puede entonces escribirse como

$$P_D((x_0, y_0; t) = \frac{P}{2} + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{I}(x-x_0, y-y_0) h(x, y, t) dx dy, \quad (\text{V-1})$$

donde hemos utilizado la definición dada por la Ec. (III-9).

Para ilustrar el resultado obtenido en la Ec. (V-1) procedemos a discutir un modelo matemático que considera una vibración senoidal en la dirección  $x$  de la siguiente manera

$$h(x, y; t) = h(x + \delta_0 \cos(2\pi f, t), y). \quad (V-2)$$

En la Ec. (V-2)  $\delta_0$  es la amplitud de la vibración senoidal. El valor  $\delta_0$  es considerado muy pequeño en comparación con la longitud de onda del haz de prueba ( $\delta_0 = \lambda / 50$ ). Las variaciones temporales pueden representarse como una serie de Taylor hasta el primer orden como se indica a continuación

$$h(x, y; t) = h(x, y) + \frac{\partial h(x, y)}{\partial x} \delta_0 \cos(2\pi f, t). \quad (V-3)$$

Al sustituir (V.3) en (V.1) obtenemos

$$P_D(x_0, y_0; t) = \frac{P}{2} + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{I}(x - x_0, y - y_0) h(x, y) dx dy \\ + \delta_0 \cos(2\pi f, t) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{I}(x - x_0, y - y_0) \frac{\partial h(x, y)}{\partial x} dx dy. \quad (V-4)$$

En la ecuación anterior podemos observar que el término correspondiente a las variaciones temporales puede escribirse como

$$P_{D,t}(x_0, y_0; t) = \frac{8P}{\lambda r_0^2} \delta_0 \cos(2\pi f, t) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{r_0^2}\right) \frac{\partial h(x, y)}{\partial x} dx dy. \quad (V-5)$$

De la Ec. (V-5), podemos observar que la parte de la potencia dependiente del tiempo acumulada por el detector puede expresarse como una señal temporal modulada en amplitud. Esta amplitud corresponde a la pendiente de la superficie del objeto que, como se indicó en el capítulo III, puede observarse a través de una ventana gaussiana. Supondremos como aproximación que esta ventana gaussiana es prácticamente uniforme dentro de un círculo de radio  $r_0 / \sqrt{2}$  con centro en  $(x_0, y_0)$ . Con esta suposición la Ec (V-5) puede escribirse como

$$P_{D,t}(x_0, y_0; t) = \frac{8P}{\lambda r_0^2} \delta_0 \cos(2\pi f_s t) \int_{x_0 - \frac{r_0}{\sqrt{2}}}^{x_0 + \frac{r_0}{\sqrt{2}}} \int_{y_0 - \frac{r_0}{\sqrt{2}}}^{y_0 + \frac{r_0}{\sqrt{2}}} \frac{\partial h(x, y)}{\partial x} dx dy. \quad (V-6)$$

Para resolver la Ec (V-6) utilizamos nuevamente la suposición  $h(x, y) = f(x)g(y)$  y  $G = \int g(y) dy$ .

Sustituyendo estos valores, la Ec. (V-6) puede escribirse como

$$P_{D,t}(x_0, y_0; t) = \frac{8P}{\lambda r_0^2} \delta_0 \cos(2\pi f_s t) \int_{x_0 - \frac{r_0}{\sqrt{2}}}^{x_0 + \frac{r_0}{\sqrt{2}}} \int_{y_0 - \frac{r_0}{\sqrt{2}}}^{y_0 + \frac{r_0}{\sqrt{2}}} \frac{df(x)}{dx} g(y) dx dy. \quad (V-7)$$

Por lo tanto,

$$P_{D,t}(x_0, y_0; t) = \frac{8P}{\lambda r_0^2} \delta_0 \cos(2\pi f_s t) \left[ f\left(x_0 - \frac{r_0}{\sqrt{2}}\right) - f\left(x_0 + \frac{r_0}{\sqrt{2}}\right) \right] \left[ G\left(x_0 - \frac{r_0}{\sqrt{2}}\right) - G\left(x_0 + \frac{r_0}{\sqrt{2}}\right) \right]. \quad (V-8)$$

Utilizando una expansión de series de Taylor hasta el primer orden en términos de  $r_0$ , obtenemos

$$P_{D,t}(x_0, y_0; t) = \frac{16P}{\lambda} \delta_0 \cos(2\pi f_s t) \frac{\partial h(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=x_0, y=y_0}. \quad (V-9)$$

De acuerdo a la Ec. (V-9),  $h(x, y)$  puede recuperarse mediante un detector electrónico de envolvente y un simple integrador.

En el caso de un movimiento tipo pistón (en la dirección  $z$ ) la función temporal para la superficie del objeto toma la forma

$$h(x, y, t) = h(x) + \delta_0 \cos(2\pi f_s t). \quad (V-10)$$

Entonces, la parte temporal del sistema se convierte en una señal senoidal con amplitud constante de valor  $\delta_0$ . Sin embargo, en este caso la superficie se mueve en la dirección del eje óptico una cantidad  $\Delta z$  medida desde su posición inicial en  $z = 0$ . Consecuentemente, si el término de fase  $\exp(j2k\Delta z)$ , se introduce apropiadamente en la Ec. (III-3), la parte temporal de la Ec. (V-1) se verá

multiplicada por el término  $\cos(2k \Delta z)$ . La sensibilidad del sistema se modificará debido a este término. Por ejemplo, si existe un error al colocar el objeto equivalente a una inclinación de  $0.25^\circ$  y se emplea una longitud de exploración de  $4 \text{ m}\mu$ , el error máximo será de un 6%.

## V.2.2 Procedimiento experimental y resultados

Para obtener el haz de prueba se utilizó un haz de láser de He-Ne. El semi ancho del haz de prueba se redujo para incrementar la sensibilidad y precisión de las mediciones. Con el fin de simplificar el arreglo experimental se utilizó una lente simple para el enfoque. Con este sistema se logró reducir el semi ancho hasta un valor de  $r_0 = 30 \mu m$ . La potencia del haz de prueba fue seleccionada de acuerdo a las siguientes consideraciones. Una alta cantidad de potencia puede dañar al objeto y/o saturar el detector. Una muy baja cantidad de potencia reduce la señal hasta valores que pueden ser afectados por el ruido. Es recomendable entonces utilizar una cantidad moderada de potencia del haz. En nuestro caso empleamos 0.2 mW.

Como etapa experimental inicial y con el fin de obtener datos reales con el sistema diseñado se utilizaron dos superficies de prueba:

En el primer caso, la superficie bajo prueba consistió de un prisma con una superficie tipo espejo y con una calidad total de  $\lambda/10$  en un área de  $3.0 \times 2.0 \text{ cm}^2$ .

En el segundo caso con el fin de tener un parámetro de rugosidad conocido se utilizó una superficie tipo espejo de calidad total  $\lambda/10$  en un área circular de  $2.0 \text{ cm}$  de radio. En esta superficie se depositó por evaporación un escalón de aluminio con una altura aproximada de  $\lambda/200$ . De esta forma fue posible someter al sistema óptico diseñado a la prueba de la detección del escalón depositado.

En ambos casos, las superficies fueron verificadas en varias secciones de área de  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  utilizando un interferómetro Wyko®. El máximo valor rms así obtenido fue de  $\lambda/200$ .

La superficie bajo prueba se hizo vibrar de manera senoidal en la dirección  $x$  de acuerdo al arreglo esquemático de la Fig. (III-1). Para generar la vibración, se utilizó un cristal PZT sometido a una frecuencia de vibración  $f_v=93$  Hz. Experimentalmente se encontró que a esta frecuencia el sistema mostró la mejor señal de salida. La amplitud de la vibración fue de aproximadamente  $\lambda / 50$ . Como se explica más adelante, la amplitud fue seleccionada de tal manera que permitiera obtener la máxima señal de salida de forma senoidal. El fotodiodo se seleccionó de tal manera que sus dimensiones fueran mucho mayores a las de los haces detectados. El área del detector seleccionado fue de  $0.8 \times 0.5 \text{ cm}^2$ .

La señal de salida fue amplificada por un factor de  $10^6$ . La señal alterna fue observada en un tubo de rayos catódicos y al mismo tiempo enviada al detector de envolvente e integrador para la medición del voltaje de dc.

La superficie bajo prueba fue explorada por medio del mismo PZT. Para este propósito se añadió una componente de dc a la señal senoidal aplicada al PZT. El voltaje de dc fue calibrado contando las franjas generadas en el patrón de interferencia sobre el plano del fotodetector. La exploración se realizó con la ayuda de un potenciómetro de precisión de 10 vueltas. La longitud de exploración para cada punto fue de aproximadamente  $4 \mu m$ . A medida que se realizó la exploración de la superficie bajo prueba se tomaron 22 muestras igualmente espaciadas. Esto significa que la distancia entre dos mediciones consecutivas fue igual a  $0.1818 \pm 0.02 \mu m$ .

Empleando el término constante  $(\frac{16P}{\lambda})$  involucrado en la Ec.(V-9), el valor de  $h(x,y)$  puede ser estimado (considerando que la integración fue hecha por el circuito electrónico). La máxima señal de salida se tomó como  $1.0 \pm 0.1 \text{ V}$  y la respuesta del fotodiodo de  $0.4 \text{ A/W}$ . El máximo valor de rugosidad fue de aproximadamente  $\lambda / 600 \pm 10\%$ .

En la Fig. (V-1-a) se muestran tres puntos diferentes de la rugosidad obtenida de la primera superficie bajo prueba. De la observación de esta figura es

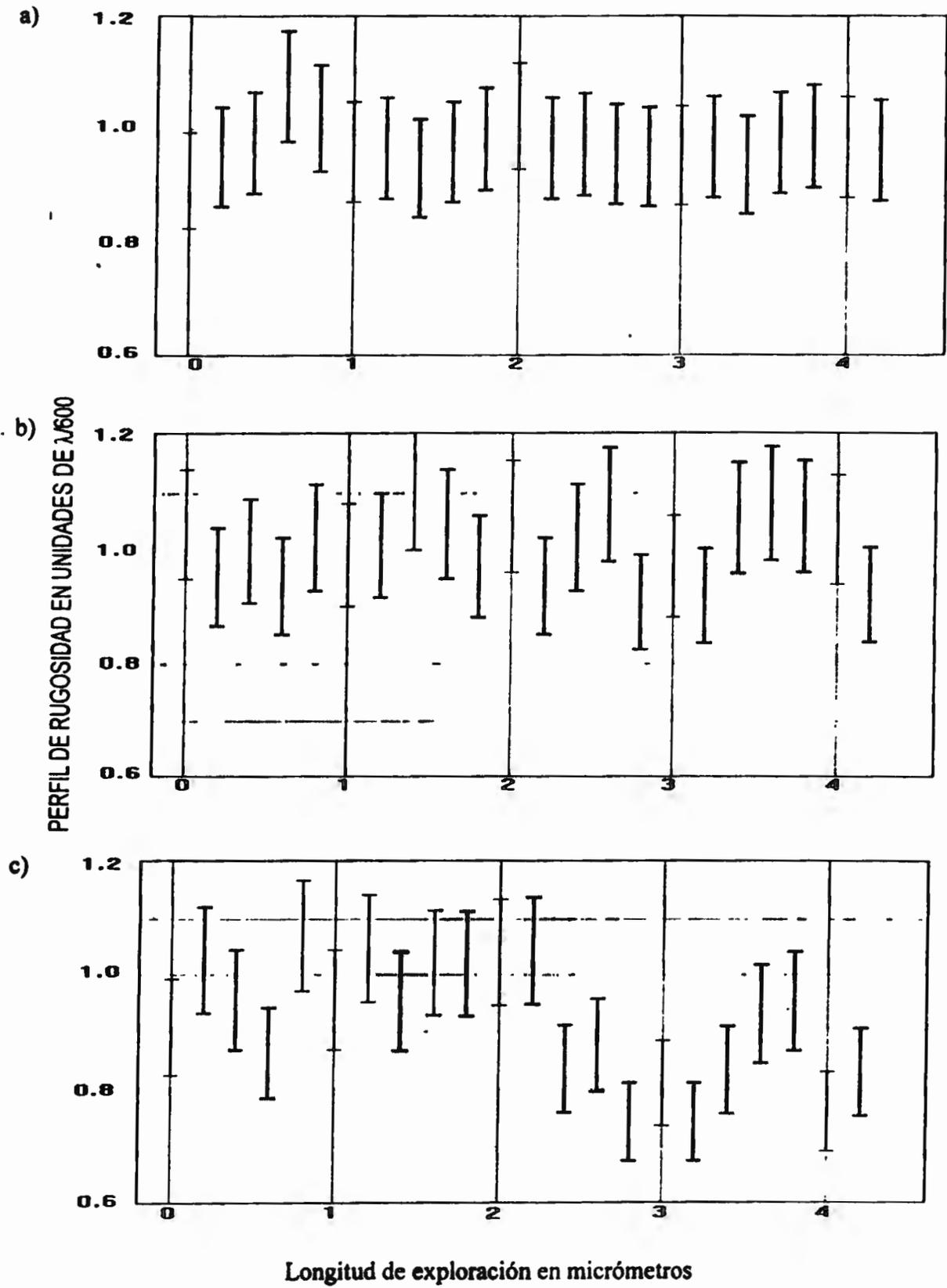
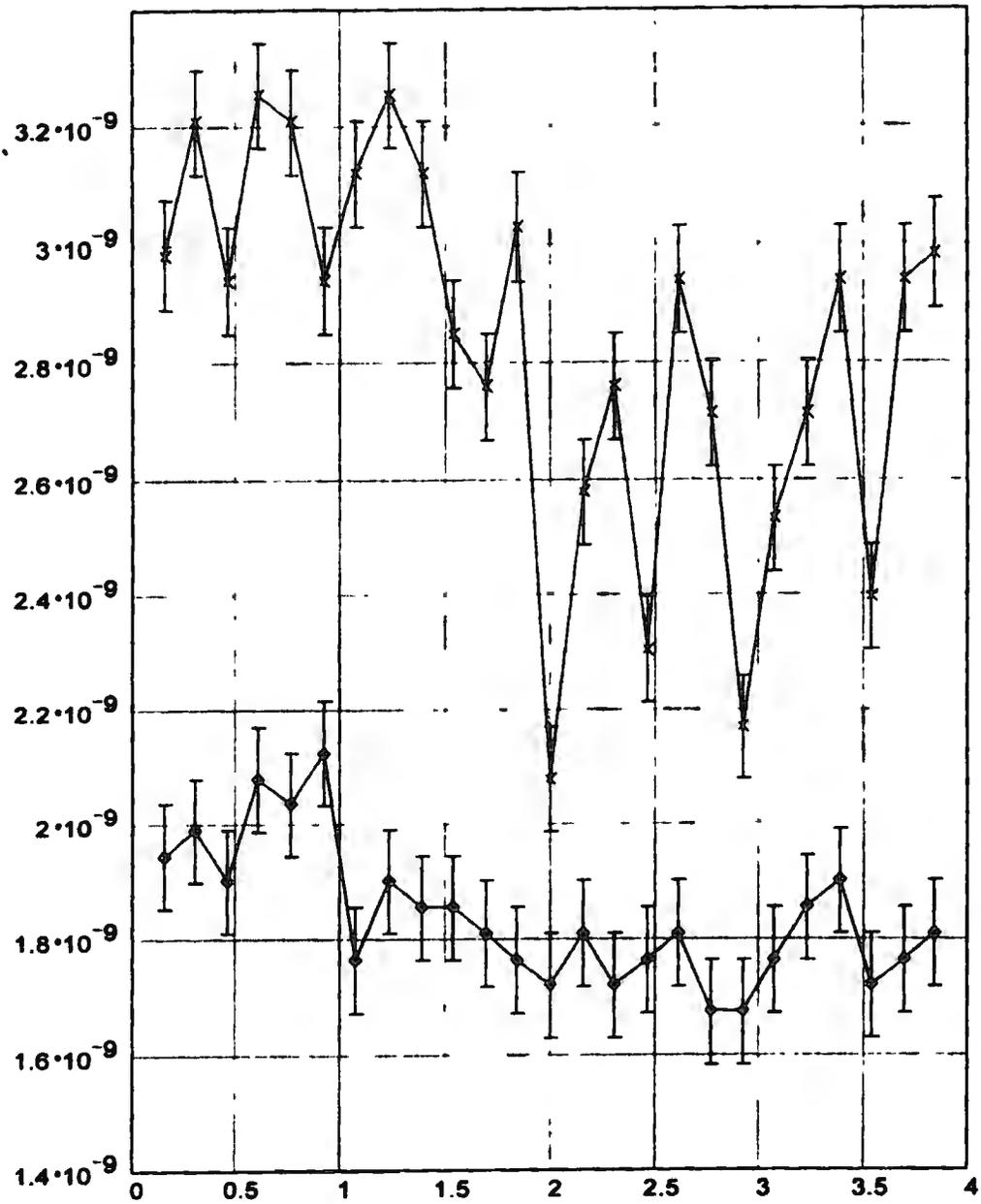


Fig. V.1.a Resultados experimentales obtenidos por el método del haz de referencia para tres puntos diferentes del primer objeto. El intervalo de medición son  $4 \mu m$ . El 1 en el eje de las ordenadas representa  $\lambda / 600$ .



**Fig. V.1.b** Resultados experimentales obtenidos por el método del haz de referencia para dos puntos diferentes del segundo objeto. El intervalo de medición son  $4 \mu m$ . La gráfica superior corresponde al escalón depositado. La gráfica inferior corresponde a un punto de la parte plana.

aparente que el sistema permite comparar la rugosidad local entre diferentes zonas de la superficie.

En la Fig. (V-1-b) se muestran los resultados obtenidos en la medición de rugosidad de dos puntos de la segunda superficie de prueba. La curva superior de la Fig. (V-1-b) corresponde a un punto en la vecindad del escalón de aluminio depositado sobre la superficie de prueba. La curva inferior fue registrada para un punto en una zona plana de la misma superficie de prueba. La variación más pronunciada del primer punto permite concluir que el sistema fue capaz de detectar un cambio de  $\lambda / 200$ .

Las gráficas muestran las irregularidades locales para cada punto dentro de un intervalo de exploración de  $4 \mu m$ . La repetitividad de las mediciones fue confirmada con un error máximo de un 2%.

### V.2.3 Discusión de resultados

Para entender nuestros resultados, realizamos algunas simulaciones en computadora de una superficie senoidal unidimensional con período  $d$ , que puede ser representada como

$$h(x, y) = A \cos(2\pi x / d). \quad (V-11)$$

A pesar de la simplicidad del modelo, los resultados pueden ser generalizados a otros perfiles ya que pueden ser expresados como series de Fourier.

Para este ejemplo, la Ec. (V-2) puede escribirse como

$$h(x, y, t) = A \cos[2\pi(x + \delta_0 \cos(2\pi f_s t)) / d]. \quad (V-12)$$

En la Fig. (V-2) mostramos las gráficas obtenidas de la Ec. (V-12) para diversos valores de  $\delta_0$ . Puede observarse que a medida que el valor de  $\delta_0$  se incrementa, la señal de salida crece y posteriormente pierde su forma senoidal. Este resultado concuerda con las observaciones experimentales. Con el fin de mantener una respuesta lineal en el detector de envolvente requerimos que la

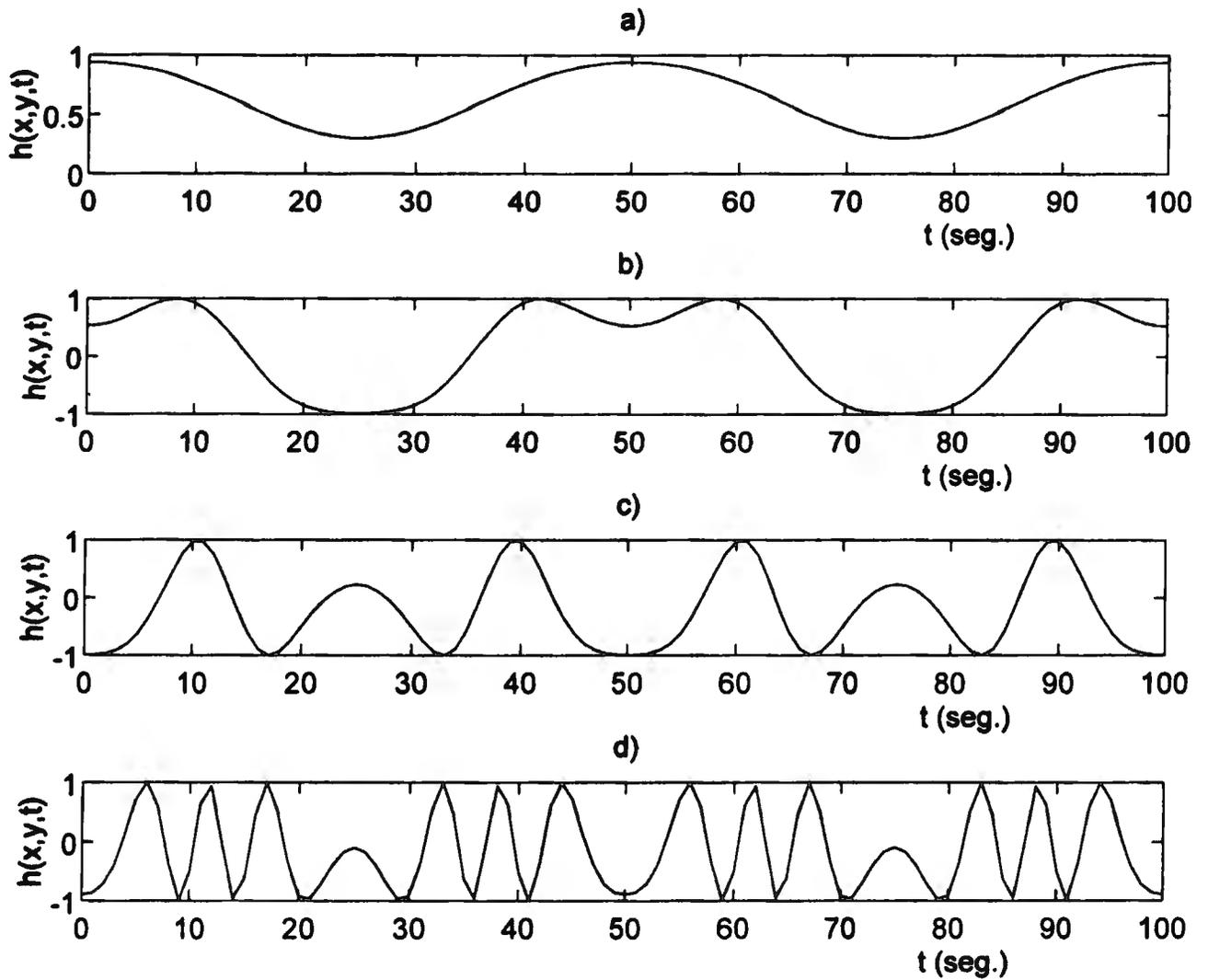


Fig V.2 Gráficas obtenidas para diferentes valores de la amplitud de vibración  $\delta_0$ .  
 a)  $\delta_0 = \lambda / 50$ , b)  $\delta_0 = \lambda / 10$ , c)  $\delta_0 = \lambda / 5$  y d)  $\delta_0 = \lambda / 2$ .  
 En todos los casos  $x = 7.0$   $f_0 = 5 \times 10^4$  y  $f_s = 0.05$ .

señal de salida se conserve senoidal. Entonces, el valor de  $\delta_0$  debe mantenerse bajo cierto límite.

También comprobamos que las gráficas de la Ec. (V-12) son similares a las variaciones temporales de la Ec. (V-9). Esto confirma que la amplitud de la señal senoidal es proporcional a las irregularidades de la superficie bajo prueba.

### V.3 Visualización de ondas acústicas

A continuación se presenta una técnica que utiliza los principios de la portadora temporal con el método del haz de referencia para la visualización de ondas acústicas (Cywiak et al., 1998b).

Además del MABAL, la visualización de ondas acústicas se utiliza en diversos campos como por ejemplo en la generación de imágenes tridimensionales en el microscopio acústico tomo-holográfico (Meyyappan et al., 1996), en el monitoreo de propiedades térmicas de silicio poroso (Delgadillo et al., 1997) y en la medición de cambios térmicos en biopolímeros (Alvarado-Gil et al., 1997).

El sistema que a continuación se describe se modificó utilizando una sola lente para formar una imagen en el plano del detector. De este modo el sistema es un interferómetro Mach-Zehnder modificado.

#### V.3.1 Descripción del sistema

En la Fig. (V-3) se muestra el diagrama esquemático. El haz de prueba tiene una distribución de amplitud de la forma  $\Psi(x - x_0, y - y_0)$ , donde el punto de incidencia  $(x_0, y_0)$  se localiza en la superficie del transductor acústico colocada en el plano  $(x, y, z = 0)$ . El transductor acústico se describe más adelante.

Se emplea un divisor de haz para generar el haz de referencia, el cual es retrasado en su fase por una cantidad igual a  $\pi/2$  con respecto al haz de prueba. Los dos haces se superponen en el plano del detector.

Sea la amplitud de la onda acústica dada por

$$A(x, y; t) = h(x, y) \cos(\omega, t - \phi(x, y)), \quad (V-13)$$

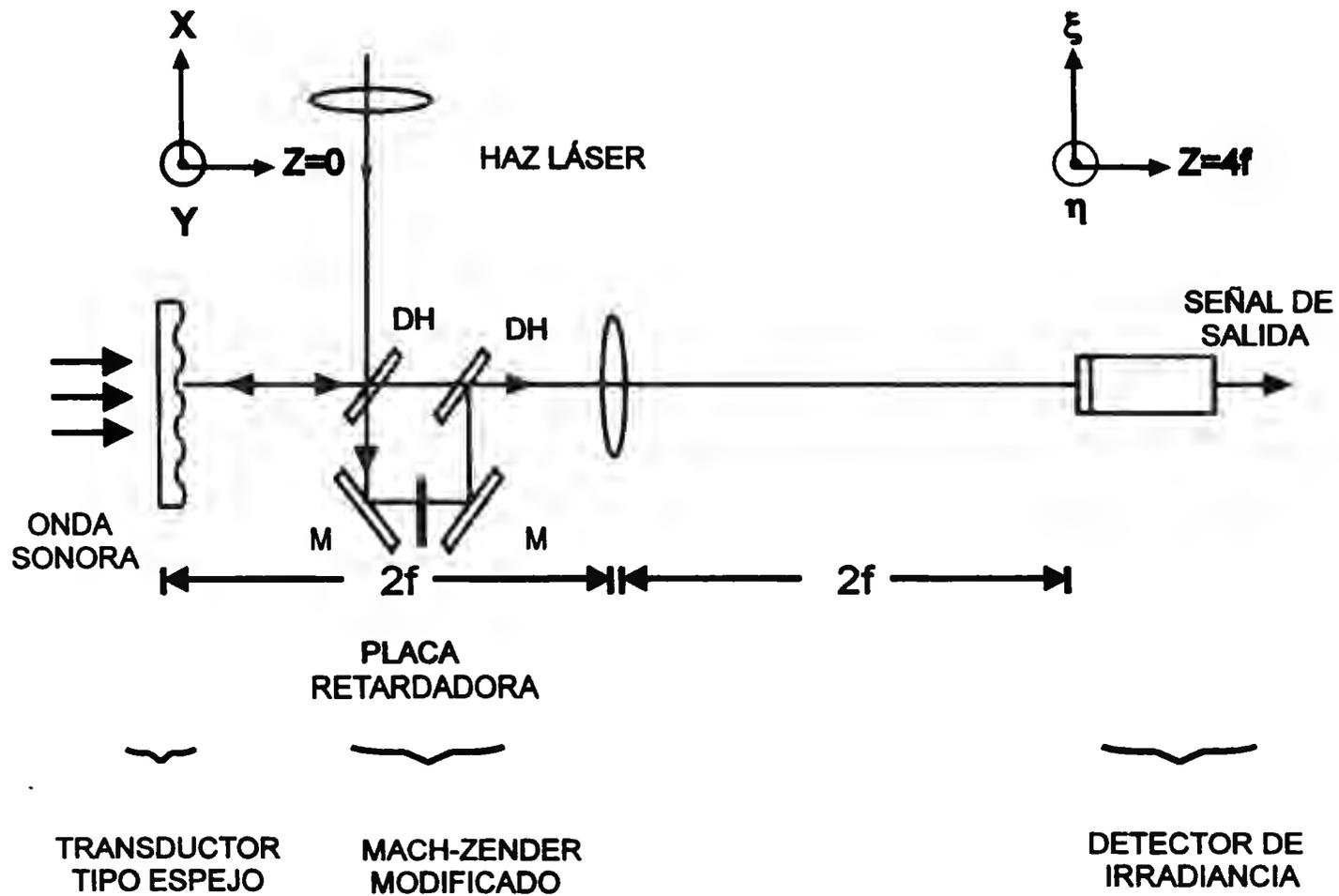


Fig. V.3 Diagrama esquemático para el sistema de visualización de ondas acústicas. La lente forma la imagen del transductor en el plano de detección del fotodiodo. DH representa un divisor de haz, M un espejo.

donde  $\omega$ , denota la frecuencia temporal acústica. Las variaciones de amplitud se representan por  $h(x, y)$  a la vez que las variaciones en la fase de la onda acústica se representan por  $\phi(x, y)$ . El haz reflejado puede escribirse de la siguiente manera

$$\Psi_A(x, y; x_0, y_0; t) = \frac{1}{2} \Psi(x - x_0, y - y_0) \exp(i2k A(x, y; t)), \quad (\text{V-14})$$

Si suponemos que las variaciones de amplitud de la onda acústica son pequeñas en comparación con la longitud de onda del haz de prueba, es decir,  $kh(x, y) \ll 1$ , entonces la Ec. (V-14) puede aproximarse como

$$\Psi_A(x, y; x_0, y_0; t) = \frac{1}{2} \Psi(x - x_0, y - y_0) (1 + i2kh(x, y) \cos(\omega, t - \phi(x, y))). \quad (\text{V-15})$$

Como se indica en el diagrama esquemático, a la imagen de la distribución dada por la Ec. (V-15), se le superpone la del haz de referencia representado por

$$\Psi_R(x, y; x_0, y_0; t) = \frac{1}{2} \Psi(x - x_0, y - y_0) \exp(i\pi/2). \quad (\text{V-16})$$

La irradiancia en el plano de detección se puede escribir como

$$\begin{aligned} I(x, y; x_0, y_0; t) &= |\Psi_A(x, y; x_0, y_0; t) + \Psi_R(x, y; x_0, y_0; t)|^2 \\ &= \frac{1}{2} |\Psi(x - x_0, y - y_0)|^2 + k |\Psi(x - x_0, y - y_0)|^2 h(x, y) \cos(\omega, t - \phi(x, y)); \end{aligned} \quad (\text{V-17})$$

donde hemos retenido solamente los términos de primer orden en  $kh(x, y)$ .

La potencia acumulada por el detector es

$$P(x_0, y_0; t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y; x_0, y_0; t) dx dy. \quad (\text{V-18})$$

Utilizando la Ec. (V-17), la Ec. (V-18) puede escribirse como

$$\begin{aligned} P(x_0, y_0; t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} |\Psi(x - x_0, y - y_0)|^2 dx dy \\ &+ k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x - x_0, y - y_0)|^2 h(x, y) \cos(\omega, t - \phi(x, y)) dx dy. \end{aligned} \quad (\text{V-19})$$

Puede observarse de la Ec. (V-19) que la potencia total acumulada por el detector consiste de dos términos. Uno de dc y otro con dependencia temporal que puede escribirse como

$$P_i(x_0, y_0; t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Omega(x - x_0, y - y_0) h(x, y) \cos(\omega_s t - \phi(x, y)) dx dy; \quad (V-20)$$

donde hemos empleado la notación

$$\Omega(x, y) = k \Psi(x, y) \Psi^*(x, y), \quad (V-21)$$

para la respuesta al impulso del sistema.

En el caso particular de la utilización de un haz de prueba gaussiano, la Ec. (V-20) puede escribirse como

$$P_i(x_0, y_0; t) = \frac{k P_0}{\pi r_0^2} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{r_0^2}\right) h(x, y) \cos(\omega_s t - \phi(x, y)) dx dy \right\}. \quad (V-22)$$

Se puede observar que, en el caso particular de utilizar un haz de prueba con simetría radial, la respuesta al impulso también presentará simetría radial.

Utilizando la Ec. (V-22) notamos (como se ha indicado en las secciones anteriores) que la onda acústica puede observarse a través de una ventana de ancho  $r_0 / \sqrt{2}$ , centrada en  $(x_0, y_0)$ . Utilizando el tratamiento descrito previamente, encontramos que la señal obtenida a la salida del sistema es

$$V_{sig}(t) = \frac{4}{\lambda} P_0 \alpha R_f h(x, y) \cos(\omega_s t - \phi(x, y)); \quad (V-23)$$

donde  $\alpha$  es la responsividad del fotodiodo y  $R_f$  la resistencia de retroalimentación del sistema de amplificación.

### V.3.2 Resultados experimentales

El transductor acústico consistió de una película de nitrocelulosa de  $5 \mu m$  de grosor y  $54 mm$  de diámetro. La película se sujetó alrededor de su borde por medio de un anillo metálico. La cara frontal de la película se sometió a varios procesos de aluminización hasta obtener un acabado tipo espejo. En la Fig. (V-4)

se muestra como incidían las ondas acústicas en el transductor. El generador acústico consistió de una bocina sintonizada a la frecuencia de 500 Hz colocada a 50 cm del transductor.

El haz de prueba se obtuvo a partir de un haz de láser de He-Ne utilizando una potencia de 0.1 mw y su semi ancho se redujo a 30 μm. Se utilizó el mismo sistema de fotodiodo y amplificador que en el experimento anterior. El detector de envolvente se entonó a la frecuencia de excitación. La señal de salida presentó una amplitud máxima de 1.3V lo que corresponde a una amplitud de la película de  $\lambda/500$ .

La exploración de la superficie del transductor se obtuvo trasladándola y tomando datos cada 2 mm. Los resultados experimentales obtenidos se muestran en la Fig. (V-5).

De la Fig. (V-5) se puede observar que la excursión máxima de la película resultó cercana a su centro donde la película es más flexible y en las proximidades de las orillas la amplitud decrece. En general estos resultados dependerán del grosor y características del transductor en particular.

### V. 3.3 Análisis de la limitación del detector debido a ruido

Para analizar las limitaciones del sistema debido al ruido es conveniente considerar un ejemplo sencillo. Supongamos que la onda acústica superficial puede escribirse como  $\delta_0 \cos(\omega_s t)$ . De la Ec. (V-23) la señal de ac obtenida es de la forma

$$V_{sg}(t) = \frac{4}{\lambda} P_0 \alpha R_f \delta_0 \cos(\omega_s t). \quad (V-24)$$

La corriente resultante en el fotodiodo es  $I_{sg}(t) = V_{sg}(t) / R_f$ .

El valor rms para el ruido de disparo está dado por (Whitman y Korpel, 1969),  $I_n = (eBP_0\alpha)^{1/2}$  donde  $e$  es la carga del electrón y  $B$  es el ancho de banda del sistema electrónico. Escribiendo como  $R_L$  la resistencia de carga equivalente, la razón señal a ruido en el caso limitado por ruido de disparo es

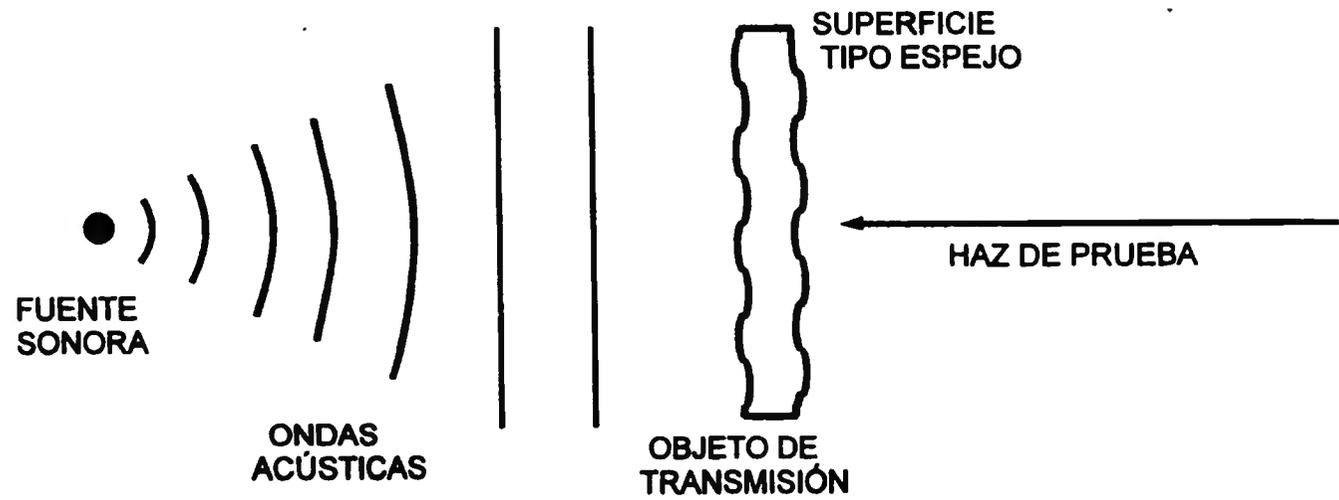


Fig. V.4 Detalle del método de iluminación de las ondas acústicas sobre el transductor sonoro.

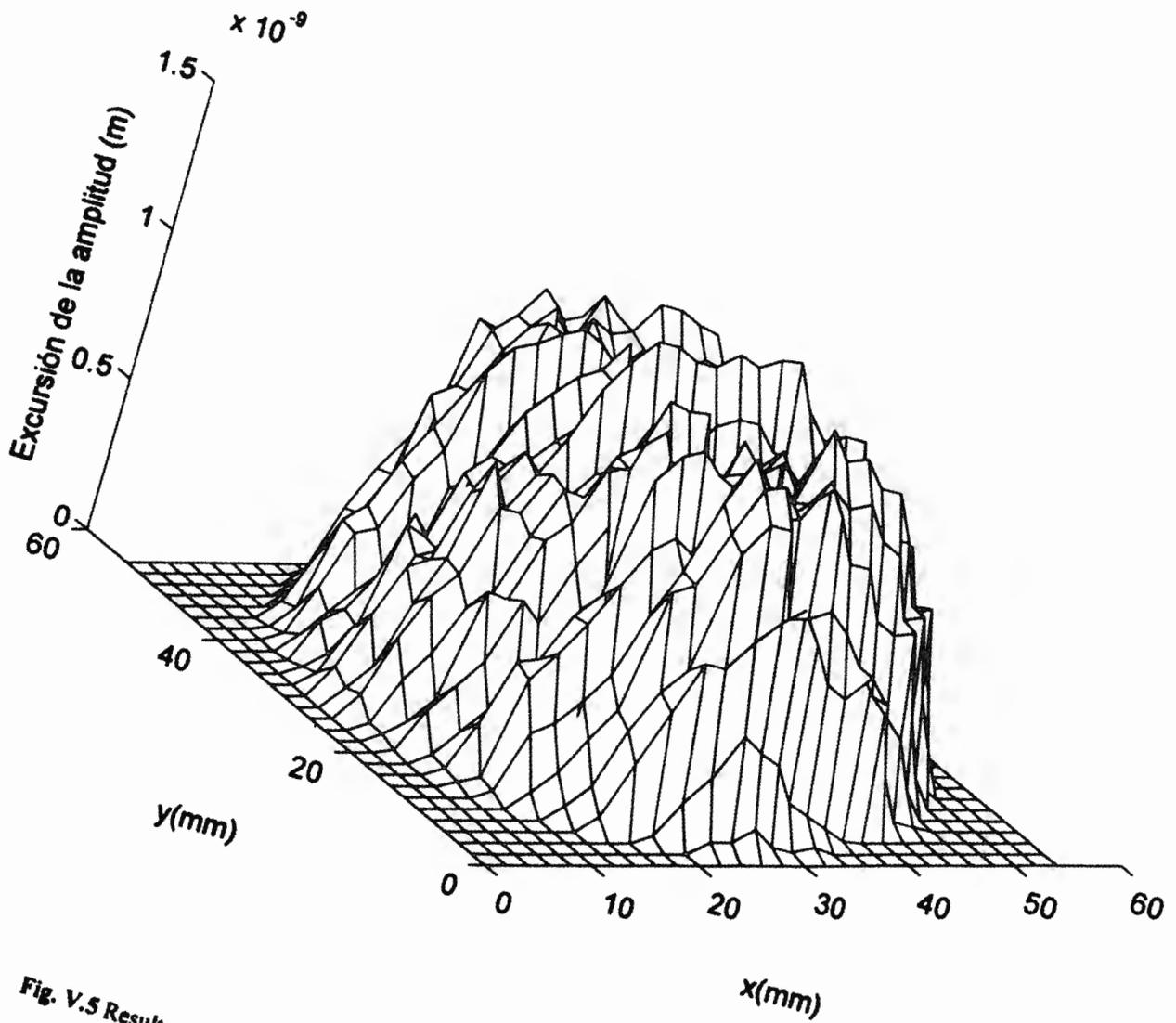


Fig. V.5 Resultados experimentales obtenidos con el método de visualización de ondas acústicas.

$$\frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{2} \overline{I_{sig}^2} R_L}{I_n^2 R_L} = \frac{\frac{1}{2} \left[ \frac{4}{\lambda} P_0 \delta_0 \alpha \right]^2}{e B P_0 \alpha} = \frac{8 P_0 \alpha \delta_0^2}{e B \lambda^2}. \quad (V-25)$$

En el caso límite al imponer la condición  $\frac{S}{N} = 1$  y utilizando  $\alpha = 0.4 \frac{1}{W}$ ,  $P_0 = 0.1 \text{ mW}$  y  $B = 1 \text{ MHz}$ , obtenemos que la mínima señal detectable es

$$\delta_{min} = \left[ \frac{e B}{8 P_0 \alpha} \right]^{1/2} \lambda \approx 3 \times 10^{-11} \text{ m}. \quad (V-26)$$

Este resultado es similar al obtenido por (Whitman y Korpel, 1969).

# **CAPÍTULO VI**

## **CONCLUSIONES**

En este trabajo se presenta el diseño y la implementación de un sistema de medición óptico de tipo heterodino que utiliza un haz de prueba para analizar la rugosidad de una superficie tipo espejo. La señal detectada modula en amplitud una señal portadora temporal. En particular se demostró que la portadora temporal puede generarse por medio de la vibración del objeto. El prototipo propuesto incorpora un haz de referencia retrasado o adelantado en fase  $90^\circ$  con respecto al haz de prueba con el fin de mejorar la sensibilidad del sistema.

Se discutieron algunas aplicaciones del método en diferentes áreas de las ciencias ópticas. Dos de las aplicaciones se sugirieron para mejorar la resolución de detección óptica del microscopio acústico de barrido láser con los detectores de haz de referencia y detector derivativo de cuadratura. Otra aplicación se aplicó a la medición de pequeñas rugosidades superficiales ( $\approx \lambda / 100$ ). Finalmente se describió la utilización del sistema para la visualización de ondas acústicas.

El método descrito funciona adecuadamente bajo la restricción de que la información que se desea analizar sea pequeña en comparación a la longitud de onda del haz de prueba, ya sea la amplitud de la onda acústica o las irregularidades superficiales bajo inspección en cada caso.

Una de las ventajas del sistema es que utiliza un área muy pequeña, ( $\approx 200 \mu m$ ) de las componentes ópticas lo que permite reducir la calidad de las componentes ópticas utilizadas, ofreciendo una técnica alternativa de bajo costo para este tipo de mediciones.

Dependiendo de la simetría del haz de prueba, la función de transferencia del sistema también puede tener una respuesta isotrópica, de esta forma la técnica propuesta no presenta una dirección preferente de detección. En

particular, si el haz de prueba es gaussiano, las frecuencias espaciales de corte son dependientes del valor del semi ancho del haz de prueba. De esta manera, es posible obtener una respuesta amplia de ancho de banda.

Los resultados experimentales realizados se aplicaron a la medición de pequeñas irregularidades locales y a la visualización de ondas acústicas.

En el caso de la medición de pequeñas irregularidades locales mostramos que el objeto debe vibrar con una amplitud  $\approx \lambda / 50$  lo cual permite obtener el perfil de rugosidad en una longitud de exploración micrométrica ( $4 \mu m$ ). Este último valor está limitado por las características del PZT utilizado.

En el caso de la visualización de ondas acústicas logramos medir amplitudes con un orden de magnitud de  $\lambda / 500$ .

Los dos prototipos propuestos para el microscopio acústico de barrido láser se realizaron teóricamente debido a que no se cuenta con el instrumento. En este caso mostramos matemáticamente, que estos prototipos presentan mejor resolución que el detector de borde de navaja que se utiliza actualmente. Estos detectores presentan funciones de transferencia isotrópicas (considerando que el haz de prueba es gaussiano) lo que permite dirigir la onda de excitación acústica de manera normal al espécimen eliminando el corrimiento de frecuencias característico del MABAL. Además, el hecho de que el máximo de la respuesta frecuencial del sistema se localice en el origen de coordenadas, permite extender el ancho de banda útil de detección. Esto a su vez permite reducir el tiempo de procesamiento de la señal electrónica.

El detector de haz de referencia para el MABAL abre la posibilidad de detectar ondas acústicas evanescentes, es decir, longitudes de onda espaciales más pequeñas que la longitud de la onda de excitación acústica. Por ejemplo, si una onda acústica de 100 Mhz es empleada en agua, la longitud de onda acústica es de aproximadamente  $15 \mu m$ . De esta manera, si el objeto se coloca en el campo muy cercano, el sistema de haz de referencia podrá responder a ondas acústicas evanescentes 15 veces más pequeñas que esta longitud de onda con

tan solo reducir el semi ancho del haz de prueba a un valor de  $1\ \mu m$ . Con estas características es posible resolver estructuras muy finas.

Este trabajo representa una primera etapa en la investigación de mecanismos de análisis automatizados de microestructuras empleando técnicas del tipo heterodino. Adicionalmente, abre una nueva posibilidad en el campo de microscopía. Se considera también que es un inicio en la investigación de sistemas que utilizan una portadora temporal permitiendo medir las deformaciones de la superficie bajo prueba con mayor precisión.

# LISTA DE FIGURAS

## CAPÍTULO II

Fig. II-1 Interferómetro de Fizeau. La distancia entre la superficie del objeto y el plano de referencia es igual a  $\Delta$ . DH es un divisor de haz.

## CAPÍTULO III

Fig. III.1 Descripción del método del haz de referencia. La superficie vibrante está representada por  $h(x, y; t)$  y se encuentra vibrando en dirección del eje  $x$ . L1 y L2 son lentes transformadoras de Fourier. DH corresponde a un divisor de haz. M1 y M2 son espejos totalmente reflectores.

Fig. III.2 Función de transferencia normalizada correspondiente al método del haz de referencia cuando el haz de prueba tiene perfil gaussiano.

Fig. III.3 Proyecciones unidimensionales de la función de transferencia normalizada para diferentes valores del semi ancho del haz de prueba ( $r_0$ ).

## CAPÍTULO IV

Fig. IV.1 Diagrama esquemático del microscopio acústico de barrido láser (MABAL).

Fig. IV.2 Función de transferencia normalizada del MABAL.  $r_0$  es el semiancho del haz de prueba

Fig. IV.3 Detector de haz de referencia para MABAL. C es una placa compensadora de camino óptico.

Fig. IV.4 Diagrama esquemático del detector derivativo de cuadratura (DQD) para MABAL. Las lentes realizan la transformada de Fourier ME1 y Me2 representan memorias de acceso dinámico.

Fig. IV.5 Vistas unidimensionales de la función de transferencia normalizada para el MABAL (trazo punteado) y para el DQD (trazo continuo). Se utilizó  $f_y = 0$  y  $r_0 = 1\mu m$ .

Fig. IV.6 Reconstrucción de un objeto unidimensional  $h(x)$  por el sistema DQD.

a) objeto original

b) representa la derivada (ideal) del objeto

c) representa la magnitud de la derivada almacenada en ME1

- d) representa la fase de la derivada almacenada en ME2
- e) función  $h(-u)$  reconstruida por la computadora

**Fig. V.1.a** Resultados experimentales obtenidos por el método del haz de referencia para tres puntos diferentes del primer objeto. El intervalo de medición son  $4 \mu m$ . El 1 en el eje de las ordenadas representa  $\lambda / 600$ .

**Fig. V.1.b** Resultados experimentales obtenidos por el método del haz de referencia para dos puntos diferentes del segundo objeto. El intervalo de medición son  $4 \mu m$ . La gráfica superior corresponde al escalón depositado. La gráfica inferior corresponde a un punto de la parte plana.

**Fig V.2** Gráficas obtenidas para diferentes valores de la amplitud de vibración  $\delta_0$ .  
a)  $\delta_0 = \lambda / 50$ , b)  $\delta_0 = \lambda / 10$ , c)  $\delta_0 = \lambda / 5$  y d)  $\delta_0 = \lambda / 2$ .  
En todos los casos  $x = 7.0$   $f_0 = 5 \times 10^4$  y  $f_s = 0.05$ .

**Fig. V.3** Diagrama esquemático para el sistema de visualización de ondas acústicas. La lente forma la imagen del transductor en el plano de detección del fotodiodo. DH representa un divisor de haz, M un espejo.

**Fig. V.4** Detalle del método de iluminación de las ondas acústicas sobre el transductor sonoro.

**Fig. V.5** Resultados experimentales obtenidos con el método de visualización de ondas acústicas.

## **REFERENCIAS**

- Alvarado-Gil, Juan-Jose, Vargas, H., Sánchez-Sinencio, F., González-Hernández, J., y Miranda, L. C. M., "Effect of Lime Content on the Processing Conditions of Cooked Maize Tortillas: Changes of Thermal, Structural, and Rheological Properties", *Opt. Eng.*, **36**, 348-357 (1997).
- Bennett, J. M. "Measurement of the rms Roughness, Autocovariance Function and Other Statistical Properties of Optical Surfaces Using a FECO Scanning Interferometer," *Appl. Opt.* **15**(11), 2705-2721 (1976).
- Born M. y Wolf E., Principles of Optics, Pergamon Press, 425 (1975).
- Cywiak, M. y Solano, C., "Reference-Beam System for Measuring Relative Small - Surface Local Irregularities of a Reflective Object ", *Appl. Opt.*, **37** (7), 1-5 (1998).
- Cywiak M., Solano C., Wade G., e Isakson S. , "Reference-Beam Detection for Scanning Laser Acoustic Microscopy". Aceptada para su publicación en: *The Journal of the Acoustical Society of America (JASA)* (1998a).
- Cywiak M., Solano C. y Ojeda-Castañeda J., "Optical Visualization of Acoustic Waves". Enviada a *Applied Optics* (1998b).
- Delgadillo, Y., Cruz-Orea, A., Helion Vargas, Calderón, A., Alvarado-Gil, Juan-Jose y Miranda, L. C. M., "Photoacoustic Technique for Monitoring the Thermal Properties of Porous Silicon", *Op. Eng.*, **36**, 343-347 (1997).
- DeVelis, J. y Reynolds, G., Theory and Applications of Holography, Addison - Wesley, 151 (1967).
- Dobosz, M., Matsumoto, H., y Iwasaky, S. "Touchless Interferometric Dimension Comparator", *Opt. Eng.* **35**, 486 (1996).
- Drain, L. E., The Laser Doppler Technique, Wiley, Chichester, UK., 222-225 (1980)
- Green P. S., Acoustical Holography, Plenum Press, New York, **5**, 15-23 (1974).

- Hariharan, P. "Optical Flat Surfaces: Direct Measurements of the Spatial Frequency Spectrum of Surface Errors", *Opt. Eng.* **35**, 484 (1996).
- Lee H. y Wade G., Modern Acoustical Imaging, IEEE Press, New York, 180-202, (1986).
- Lee H. y Ricci Carlos., "Modification of the Scanning Laser Acoustic Microscope for Holographic and Tomographic Imaging," *Appl.Phys.Lett.* **49**, 1336 (1986).
- Lee, Y. W. y Cho, H. M. "Measurement of a Long Radius of Curvature Using a Half-Aperture Bi-directional Shearing Interferometer". *Opt.Eng.* **35**, 480 (1996).
- Lowenthal, S. y Belvaux, Y., "Observation of Phase Objects by Optically Processed Hilbert Transform," *Appl. Phys. Lett.* **11**, 49 (1967).
- Lyot, B., "Procedes Perme Hand d'Etudier les Irregularities d'une Surface Optique Bien Polie," *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, **222**, 765 (1946).
- Malacara, D. " Bibliography of Various Optical Testing Methods", *Appl. Opt.* **14**, 1065 (1975).
- Malacara, Z. y Malacara, D., "Design of Lenses to Project the Image of a Pupil in Optical Testing Interferometers, " *Appl. Opt.*, **34** (4), 739 (1995).
- Meyyappan, A., Isakson, S., Mendoza-Santoyo, F., . Duarte, R. A., Sahagun, L. R. Y Wade, G., "Detection Systems for Scanning Laser Tomoholographic Acoustic Microscopy", *International Journal of Imaging Systems and Technology*, **7**, 131-135 (1996).
- Mignot, J. y Gorecki, C. "Measurement of Surface Roughness Comparison Between a Defect of Focus Optical Technique and the Classical Stylus Technique, " *Wear* **87**, 39-49 (1993).
- Mueller, R. y Rylander, R. " New Demodulation Scheme for Laser-Scanned Acoustical-Imaging Systems," *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 407 (1979).
- Papoulis A., Signal Analysis, McGraw-Hill, inc., 251 (1977).
- Ryu, Y. K. y Cho, H. S. "New Optical Sensing System for Obtaining the Three-Dimensional Shape of Specular Objects", *Opt. Eng.* **35**, 1483 (1996).

- Servin, M. y Cuevas, F. "A Novel Technique for Spatial Phase-Shifting Interferometry," *Journal of Modern Optics*, **42**, 1853, (1995).
- Shi, W. M., Lim, S-P. y Lee, K. S. "Surface Roughness Classification Using Pattern Recognition Theory," *Opt. Eng.*, **34**, 1756-1760 (1995).
- Sommargren, G. E., "Optical Heterodyne Profilometry," *Appl. Opt.* **20**, 610-618 (1981).
- Stover, J. C. and Serati, S. A., "Calculation of Surface Statistics from Light Scatter," *Opt. Eng.* **23**(4), 406-412 (1984).
- Whitman, L. y Korpel, A. " Probing of Acoustic Surface Perturbations by Coherent Light," *Appl.Opt.* **8**, 1567 (1969).