

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA, A.C.



**HOLOGRAFÍA DIGITAL E
INTERFEROMETRÍA DE MOTEADO PARA
EL ESTUDIO DE DEFORMACIONES EN 3D**

Tesis presentada por:

Fis. Tonatiuh Saucedo Anaya

Como requisito para obtener el grado de
Maestro en Ciencias (Ópticas)

León, Gto. México. 2003.

Resumen de la tesis de Tonatiuh Saucedo Anaya, presentada como requisito para la obtención del grado de maestro en ciencias (ópticas). León, Guanajuato, México. 2003.

**HOLOGRAFÍA DIGITAL E INTERFEROMETRÍA DE
MOTEO PARA
EL ESTUDIO DE DEFORMACIONES EN 3D**

Resumen aprobado _____

Dr. Fernando Mendoza Santoyo
Director de tesis

En este trabajo de tesis, se presentan los resultados experimentales obtenidos al aplicar dos técnicas metrológicas ópticas no destructivas complementarias a un cilindro metálico, con el fin de inspeccionar la fractura interna del cilindro. En un primer arreglo interferométrico ESPI en adición, se detectan los modos naturales de vibración del cilindro. Después, se hace uso de la técnica de holografía digital pulsada (HD), con el fin de hacer un análisis cuantitativo en 3D de las deformaciones que sufre el cilindro al estar vibrando en la frecuencia de alguno de los modos de vibración característicos del cilindro. Se observa en los resultados, una asimetría en los desplazamientos de deformación del cilindro significativamente más desplazada en la zona perteneciente a la fractura. Con esto, se presume que al complementar estas técnicas ópticas, nos ayuda a detectar defectos internos en el cilindro metálico.

Para mis padres

*Candelario
María Teresa*

Para mis hermanos

*Sonia Azucena
Malinalli
Xochiquetzal
Atahualpa
Xicotencatl*

Para Nau

Agradecimientos

Mi más sincero agradecimiento al Dr. Fernando Mendoza Santoyo, director de esta tesis, por cuanto de su experiencia y conocimiento he aprendido, por su apoyo en la realización de este trabajo.

Agradezco también al Dr. Carlos Pérez López por su generosa y apreciada ayuda en resolver una gran cantidad de dudas suscitadas en el transcurso de este trabajo.

A todos mis compañeros y amigos del CIO.

Doy las gracias al Centro de Investigaciones en Óptica, así mismo, agradezco al CONACYT por el financiamiento de mis estudios de posgrado.

Mi agradecimiento final de un tipo diferente para mis padres, Candelario Saucedo Quintero y M. Teresa Anaya Pereira, por ayudarme de mil modos en continuar esta aventura.

Índice general

1	<i>Introducción</i>	1
2	<i>ESPI y Holografía digital para medir en 3D</i>	5
2.1	<i>Moteado</i>	5
2.1.1	Moteado objetivo	7
2.1.2	Moteado subjetivo	8
2.2	<i>ESPI y Holografía digital</i>	11
2.2.1	Descripción matemática	13
2.3	<i>Sensibilidad de los patrones de moteado</i>	15
2.3.1	Vector sensibilidad	16
2.3.2	Medición de deformación en 3D	19
2.4	<i>Evaluación de la fase por medio de la transformada de Fourier</i>	20
3	<i>Experimento y resultados</i>	24
3.1	<i>Detección de los modos naturales de vibración</i>	24
3.2	<i>Análisis cuantitativo en 3D</i>	27
4	<i>Conclusiones</i>	45
	<i>Referencias</i>	47

INTRODUCCIÓN

El objetivo principal de esta tesis, es inspeccionar con técnicas ópticas no destructivas la fractura interna de un cilindro metálico de prueba, con el fin de encontrar una técnica metroológica óptica no destructiva que pueda resolver parte de un problema propuesto por el Instituto Mexicano del Petróleo (IMP) al grupo de metrología óptica del Centro de Investigaciones en Óptica A.C., en donde plantean la necesidad de detectar defectos internos de tubos petroleros producidos por desgaste, esfuerzos mecánicos, u otros factores de deterioro, que produzcan rupturas en ellos.

En este trabajo se presentan los resultados experimentales obtenidos de la aplicación de dos técnicas metroológicas ópticas no destructivas, para la detección de la fractura interna de dicho cilindro utilizado en el laboratorio.

El problema se atacó pensando en la información que nos podrían proporcionar los modos de oscilación naturales del cilindro. Por consiguiente, se inició detectando los modos de oscilación característicos del cilindro metálico, mediante la técnica de interferometría electrónica de patrones de moteado -ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry)- utilizando un arreglo interferométrico fuera de plano con una fuente de iluminación de un láser He-Ne en la longitud de onda de luz $\lambda = 0.632\mu m$ y haciendo vibrar el cilindro metálico con un agitador de martillo a varias frecuencias.

Se observaron en tiempo real, patrones de franjas estacionarias de tipo Bessel producidas por los desplazamientos de los modos naturales de vibración del cilindro. De esta manera, se encontraron varias frecuencias características del cilindro metálico. Se escogió una de las frecuencias, con el fin de generar un patrón de franjas senosoidales característico del modo de vibración, sobre el cual se inspeccionara la fractura.

Después de esto, se hizo uso de la holografía digital pulsada (HD), con el fin de hacer un análisis cuantitativo en 3D de las deformaciones que sufre el cilindro metálico al estar vibrando en la frecuencia ya mencionada. Se utilizó un interferómetro fuera de plano con una fuente de iluminación de un láser Nd: YAG pulsado en la longitud de onda $\lambda = 0.532 \mu m$. Se utilizaron en el interferómetro tres direcciones de iluminación con las cuales se obtuvieron tres mapas de fase envueltos correspondientes a estas direcciones de iluminación. Con esto, se obtuvieron las tres componentes del vector desplazamiento del cilindro deformado.

Un pulso del láser con una duración de $15 ns$ nos permitió congelar el movimiento del cilindro en el que se adquiere una primera imagen interferométrica, como resultado de la interferencia entre el haz objeto en una primera dirección de iluminación y el haz de referencia, que se compara con otra producida por un segundo pulso de iguales características a un tiempo controlado en el orden de microsegundos. El resultado que se tiene de esta comparación es un mapa de fase envuelto que nos proporciona información de cambios en el cilindro entre el estado inicial y final en el modo de oscilación del cilindro.

Así, repitiendo el experimento con el mismo modo de oscilación y para tres direcciones de iluminación diferentes, se obtienen resultados en tres

dimensiones de la deformación del tubo, mediante la suma vectorial de los tres vectores de sensibilidad de desplazamiento, en los que se observa una asimetría en los desplazamientos de la deformación del cilindro. De esta forma se inspecciona cuantitativamente la fractura y la deformación que experimentó el cilindro.

Esta tesis a la que titulo ***“Holografía digital e interferometría de moteado para el estudio de deformaciones en 3D”*** está organizada en cuatro capítulos.

En el capítulo dos, se presenta en una forma general, la teoría de algunos principios de la Interferometría holográfica para patrones de moteado que se utilizan en este trabajo, comenzando con un primer apartado que incluye temas de: *moteado, moteado objetivo, moteado subjetivo* incluyendo las ecuaciones que relacionan al *tamaño de la mota*. Se muestra un ejemplo del uso de estas ecuaciones en los datos experimentales del presente trabajo. Después se incluye un segundo apartado referente a las técnicas de metrología óptica *ESPI y Holografía digital*, donde se describe la forma en la cual podemos hacer mediciones en 3D de las deformaciones del objeto, utilizando estas técnicas. Un tercer apartado aborda temas sobre la *sensibilidad de los patrones de moteado* haciendo una descripción de las características de sensibilidad del moteado, incluyendo al *vector de sensibilidad* como el tema en *mediciones en 3D*, donde se exhibe la expresión matricial que determina los desplazamientos de deformación del cilindro en 3D. Al final de este capítulo 2, se incluye un apartado sobre la *evaluación de la fase por medio del método de la transformada de Fourier*.

El tercer capítulo es referente al desarrollo experimental y a los resultados obtenidos. En el primer apartado se describe, las características del cilindro metálico, el arreglo interferométrico óptico ESPI implementado para la detección de los modos de vibración característicos del cilindro y los resultados obtenidos. En el siguiente apartado, se describe el arreglo interferométrico DH, implementado para la medición en 3D de los desplazamientos del cilindro, incluye el desarrollo en el grabado de los interferogramas. Y por ultimo se muestran los resultados del estudio del cilindro en seis gráficas tridimensionales en donde se reconoce la inspección en forma cuantitativa, de la fractura del cilindro.

En el cuarto y último capítulo referente a las conclusiones, se hace un resumen general del trabajo realizado, se escribe sobre el valor tecnológico e industrial de los resultados obtenidos, y finalmente se plantea un trabajo a futuro como una continuación del presente trabajo.

ESPI Y HOLOGRAFÍA DIGITAL PARA MEDIR EN 3D

En este capítulo se presentan en forma general, la teoría de algunos principios de la Interferometría con patrones de moteado que se utilizan en las técnicas metrológicas para medir en 3D, utilizadas en este trabajo. Se describen algunas de las características del *moteado*. Se muestran las ecuaciones fundamentales de la *interferometría con patrones de moteado*. Se presentan las propiedades de sensibilidad de la fase de los patrones de moteado, incluyendo la descripción de los vectores de sensibilidad, como también, la expresión matricial que determina los desplazamientos del difusor en 3D, y por último se incluye el método de evaluación de la fase, por medio de la transformada de Fourier que se utiliza en el presente trabajo.

2.1 Moteado

La invención del láser en 1960 nos permitió tener radiación luminosa con un grado de coherencia nunca logrado hasta entonces (J.C.Dainty [1]). Los investigadores que comenzaron a utilizar esta nueva fuente de luz observaron que la mayoría de los objetos iluminados con esta fuente aparecían

cubiertos por un patrón irregular de puntos oscuros y brillantes que les confiere un aspecto de moteado (figura 1). Este fenómeno fue descrito por primera vez por RIGDEN [2] que le atribuyó su naturaleza a la interacción entre las ondas dispersadas aleatoriamente por los diferentes puntos de la superficie rugosa. Estos patrones son actualmente conocidos como speckle, ó en español como *moteado*.

El patrón de moteado se puede definir como “la distribución aleatoria de intensidad luminosa que se forma cuando la luz coherente se refleja en una superficie ópticamente rugosa”. Se entiende como superficie ópticamente rugosa, aquella cuyas variaciones de altura a escala microscópica son del orden de la longitud de onda de la fuente de luz o mayores.

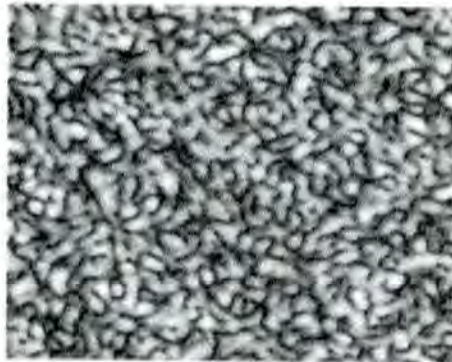


Figura1. **Patrón de moteado**

2.1.1 Moteado Objetivo.

Cuando la luz se propaga a través del espacio libre desde la superficie difusora hasta el plano en el que observamos el patrón de moteado, a cada uno de los puntos de éste, llegan ondas elementales procedentes de todos los puntos del difusor (figura 2). La intensidad y fase de cada punto del patrón reflejan, pues, el estado global de la región del difusor que está siendo iluminada.

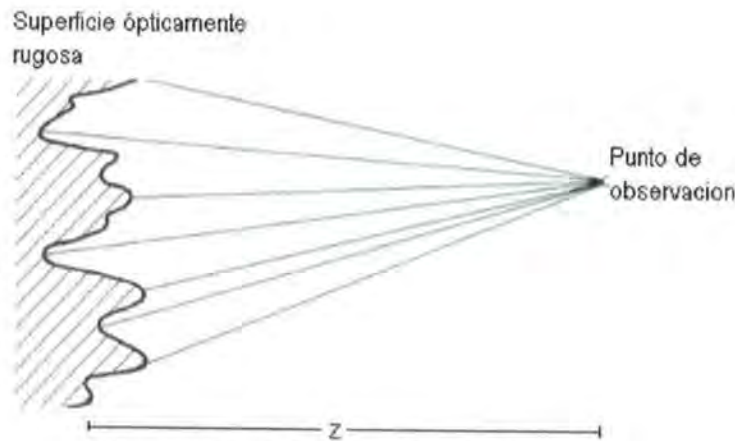


Figura 2. Formación de *moteado objetivo*.

El tamaño de la mota se obtiene de la función de autocorrelación de la intensidad de la luz en el plano de observación (J.W.Goodman [3]).

Para un área iluminada de sección transversal L , el tamaño de la mota se puede tomar aproximadamente como σ_0 .

$$\sigma_0 = \frac{1.2\lambda z}{L} \quad (2.1)$$

Donde z es la distancia entre el plano de observación y el plano objeto, λ la longitud de onda del láser.

De la ecuación (2.1), tenemos que el tamaño de la mota a una distancia fija z de la superficie rugosa, aumenta conforme el tamaño del área de la superficie iluminada disminuye. El tamaño de la mota en este caso es entonces solo dependiente de la superficie rugosa y de la posición del plano de observación.

2.1.2 Moteado Subjetivo.

Si se interpone un sistema óptico en el camino de las ondas dispersadas, la luz procedente de cada punto del difusor se esparce sobre un área cuya forma, posición y tamaño, dependen tanto de las características del sistema óptico como de la posición del plano de observación.

El sistema óptico se debe considerar: centrado, convergente, con una pupila y sin aberraciones significativas, esto es, limitado por difracción. En estas condiciones, las áreas de confusión son discos de Airy característicos del objetivo, cuyo diámetro d puede ser una aproximación del tamaño de la mota.

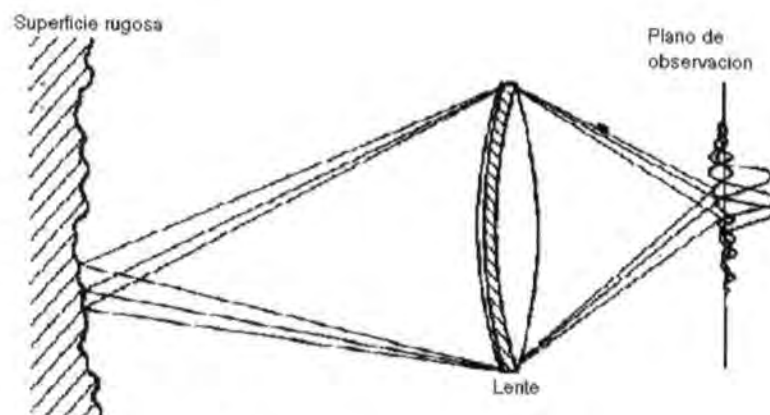


Figura 3. Un sistema imagen

$$d = \frac{2.44\lambda z}{D} \quad (2.2)$$

Donde ahora D es el diámetro de la pupila de la lente, z la distancia imagen del sistema, es decir, la distancia del plano de la imagen a la pupila de la lente.

Podemos también tener el tamaño de una mota en función de la apertura numérica $N.A.$ del sistema de lentes como:

$$d = \frac{0.6\lambda}{N.A} \quad (2.3)$$

Para imágenes formadas por un sistema de lentes como las cámaras utilizadas en la interferometría de moteado es más útil relacionar el tamaño de la mota con el $F^\#$ y con la magnificación M en el cual las lentes están operando, entonces podemos representar (2.3) de la siguiente forma.

$$d = 1.2(1 + M)\lambda F^\# \quad (2.4)$$

Como un ejemplo de los datos que se utilizan en el capítulo 3 de esta tesis, el diámetro promedio del moteado para el sistema opto electrónico de la holografía digital DH, es de: $d_m = 18.17\mu m$. Para poder resolver este moteado, nos fijamos en el siguiente mecanismo, que a pesar de su simpleza, nos sirve de referencia para el caso más complicado del fenómeno de esparcimiento.

Entonces, para obtener esta dimensión del moteado subjetivo, tuvimos que considerar las dimensiones de los píxeles del sensor de la cámara CCD ($6.7\mu m \times 6.7\mu m$) y hacer una aproximación del número máximo de líneas que resuelve la cámara en un número dado de píxeles. Para este caso, consideramos 1 línea en 3 píxeles. Entonces el número máximo que resuelve el sistema es: $r_{x,y} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3d_{x,y}} \approx 25 \text{ líneas/mm}$, donde $d_{x,y}$ son las longitudes de los lados del rectángulo de un píxel individual. Ahora, sabemos que la separación entre franjas de interferencia está dada por la ecuación (2.5).

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.5)$$

Donde θ es el ángulo pequeño formado en el sensor, entre el haz objeto y el haz de referencia. Para que el sistema opto electrónico resuelva el patrón de interferencia, va a requerir que la separación entre franjas sea al menos mayor o igual a 2 veces las dimensiones del moteado o 6 veces las dimensiones de los píxeles.

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \geq 2(3d_{x,y}) \quad (2.6)$$

Esto implica que debe haber un ángulo máximo entre los haces objeto y referencia dado por la ecuación (2.7).

$$\theta \leq \theta_{\max} = 2 \cdot \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{12 \cdot d_{x,y}} \right) = 0.75^\circ \quad (2.7)$$

Entonces, el sistema opto electrónico resolverá el patrón de interferencia formado por el haz objeto y el haz de referencia si tomamos las consideraciones antes hechas.

Los sistemas opto electrónicos ESPI (Electronic Speckle Pattern interferometry) y DH digital holography, hacen uso del moteado para medir cantidades físicas.

2.2 ESPI y Holografía digital.

En la figura 10 del capítulo 3, se muestra un arreglo óptico usado tanto para holografía digital (DH) como para ESPI, para el análisis cuantitativo en 3D de las deformaciones y desplazamiento del objeto (F. Mendoza [4]). Un haz de luz de onda continua, **cw**, o bien de un láser pulsado, se divide en dos. Un haz sirve como referencia, el otro sirve para iluminar la superficie del objeto en tres posiciones diferentes. Se ilumina el objeto en una primera posición de iluminación, la luz esparcida se colecta por medio de una lente y se combina con el haz de referencia en el sensor de la cámara CCD. Así, se graba un primer interferograma de la combinación del haz objeto y del haz de referencia en una posición del objeto. Un segundo interferograma se graba de la combinación de los haces objeto y referencia cuando el objeto se ha desplazado o deformado con respecto al primer interferograma. Para escoger la fuente de iluminación entre un láser de **cw** o con luz pulsada, dependerá en

el tipo de deformación del objeto, si es deformación estática, se usa **cw**, y pulsada si es deformación dinámica.

En ESPI el primer interferograma sirve como una imagen de referencia y se sustrae en tiempo real del segundo, tercero, y así, los interferogramas subsecuentes. El resultado se muestra en tiempo real en un monitor de televisión como franjas que relacionan amplitud y fase de la deformación del objeto. Hay muchas técnicas que se utilizan para obtener la fase de estos patrones de franjas, la más común, es la que utiliza un transductor piezoeléctrico en uno de los espejos del camino del haz de referencia. El objetivo es cambiar la diferencia de camino óptico una cierta cantidad, esta es la técnica de “phase stepping” (D. Malacara [5]). La introducción de tal dispositivo óptico requiere de una calibración para tener el cambio de fase exacto en el patrón de franjas. Una vez que se tiene la fase, se puede calcular la amplitud del objeto y la dirección de deformación para una particular dirección de iluminación del objeto. Este proceso se repite para las otras dos posiciones de iluminación.

En contraste, DH no exhibe las franjas en tiempo real. Sin embargo, la fase para cada posición de iluminación del objeto, se encuentra con dos interferogramas cualesquiera, haciendo uso del método de la transformada de Fourier (G.Pedrini [6]), sin la necesidad de introducir un hardware en el arreglo óptico. El proceso se repite para las otras dos posiciones de iluminación. DH requiere del uso de cámaras CCD de alta resolución para operar de más o menos de 1000 x 1000 píxeles, en desventaja con ESPI que puede utilizar cámaras de menos resolución como de 512 x 512 píxeles.

Los datos de la fase correspondientes a las tres direcciones de iluminación, se combinan en una relación matricial (ecuación (2.20)) para

encontrar cuantitativamente la deformación sufrida por el objeto.

2.2.1 Descripción matemática.

Todo lo anterior se puede explicar matemáticamente como sigue: consideremos el uso de un láser pulsado para deformaciones dinámicas en el objeto y un **cw** para deformaciones estáticas, y asumamos una primera dirección de iluminación. El primer interferograma que se forma en el sensor de la CCD toma la forma de la ecuación 2.8 (Thomas Kreis [7]).

$$I_{1,j} = I_r + I_o + 2\sqrt{I_r I_o} \cdot \cos(\psi) \quad (2.8)$$

Y la ecuación del segundo interferograma que corresponde al objeto en una posición de deformación diferente al primero es:

$$I_{2,j} = I_r + I_o + 2\sqrt{I_r I_o} \cdot \cos(\psi + \Delta\psi) \quad (2.9)$$

En DH se utiliza una transformada de Fourier para extraer el término de fase en las ecuaciones (2.8) y (2.9). Se correlacionan los interferogramas correspondientes a estas ecuaciones sustrayéndose uno de otro, exhibiendo en el monitor, un patrón de franjas donde está contenida $\Delta\psi$. Este proceso se repite para las otras dos direcciones de iluminación.

En ESPI, primero se graba la ecuación (2.8) y después se sustrae la ecuación (2.9). Se continúa sustrayendo ecuaciones similares a la (2.9)

grabando los cambios de deformación estática o dinámica que sufre el objeto. Los resultados se exhiben en un monitor de televisión, donde se muestran patrones de franjas en tiempo real. Estos patrones de franjas contienen información de la amplitud y fase de la deformación del objeto. La técnica de “phase stepping” se puede utilizar para obtener información del término de $\Delta\psi$. Todo este proceso se repite para las otras dos direcciones de iluminación.

Si utilizamos una fuente de iluminación de **cw** para la deformación dinámica del objeto, la superficie vibrando se graba con una exposición de tiempo mas grande comparada con el periodo de vibración, $T \gg \frac{2\pi}{w}$. Entonces, se puede considerar una vibración armónica del objeto y en consecuencia el término de interferencia de fase de la ecuación (2.9) cambiará $\Delta\psi \rightarrow \Delta\psi \sin(wt)$ (Jones and Wykes [8]). Donde w es la frecuencia de oscilación mecánica del objeto y t el tiempo de lectura de la cámara CCD. Se considera que $I_r \approx I_o = I_i$, y se hace una integración en el tiempo de la ecuación (2.9) con los cambios ya mencionados. La intensidad que se observa en el sensor de la cámara será:

$$I = I_i \cdot J_0^2(\Delta\psi) \quad (2.10)$$

En donde J_0 es el orden cero de la función de Bessel.

Las técnica con láser pulsado de exposición doble, nos presenta una elevada inmunidad a las perturbaciones ambientales y además proporcionan una resolución temporal necesaria para el estudio completo de los estados de oscilación. Estas características la hacen sumamente atractiva como una herramienta de metrología industrial.

2.3 Sensibilidad de los patrones del Moteado

La distribución aleatoria de la intensidad como de la fase óptica del moteado es un patrón de interferencia sensible a los desplazamientos, giros y deformaciones del difusor, así como a los cambios de la geometría de iluminación y observación de la longitud de onda. Esta sensibilidad se manifiesta en forma de desplazamientos de los granos del moteado que pueden tener lugar en todas las direcciones del espacio.

La fase óptica del patrón de moteado en cada punto \mathbf{P} del plano de observación (figura 4), se puede expresar en función del camino recorrido por la luz, desde la fuente hasta este punto (O.J.Lokberg [9]), como lo muestra la ecuación (2.11).

$$\psi = \psi_p + \phi = \psi_p + \phi_i + \vec{k}_i \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \vec{k}_o \cdot (\mathbf{r}_o - \mathbf{r}) \quad (2.11)$$

La fase ψ del moteado se considera como la suma de una componente aleatoria ψ_p y una componente determinística ϕ . Esta componente determinística se descompone a su vez en la fase óptica inicial de la fuente de iluminación ϕ_i mas los desfases experimentados por la luz al propagarse desde la fuente del difusor $\vec{k}_i \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ al punto de observación $\vec{k}_o \cdot (\mathbf{r}_o - \mathbf{r})$.

Ambos desfases están determinados por el vector de posición de la región del difusor \mathbf{r} , por el vector de posición de la fuente \mathbf{r}_i y por el vector de posición del plano de observación \mathbf{r}_o .

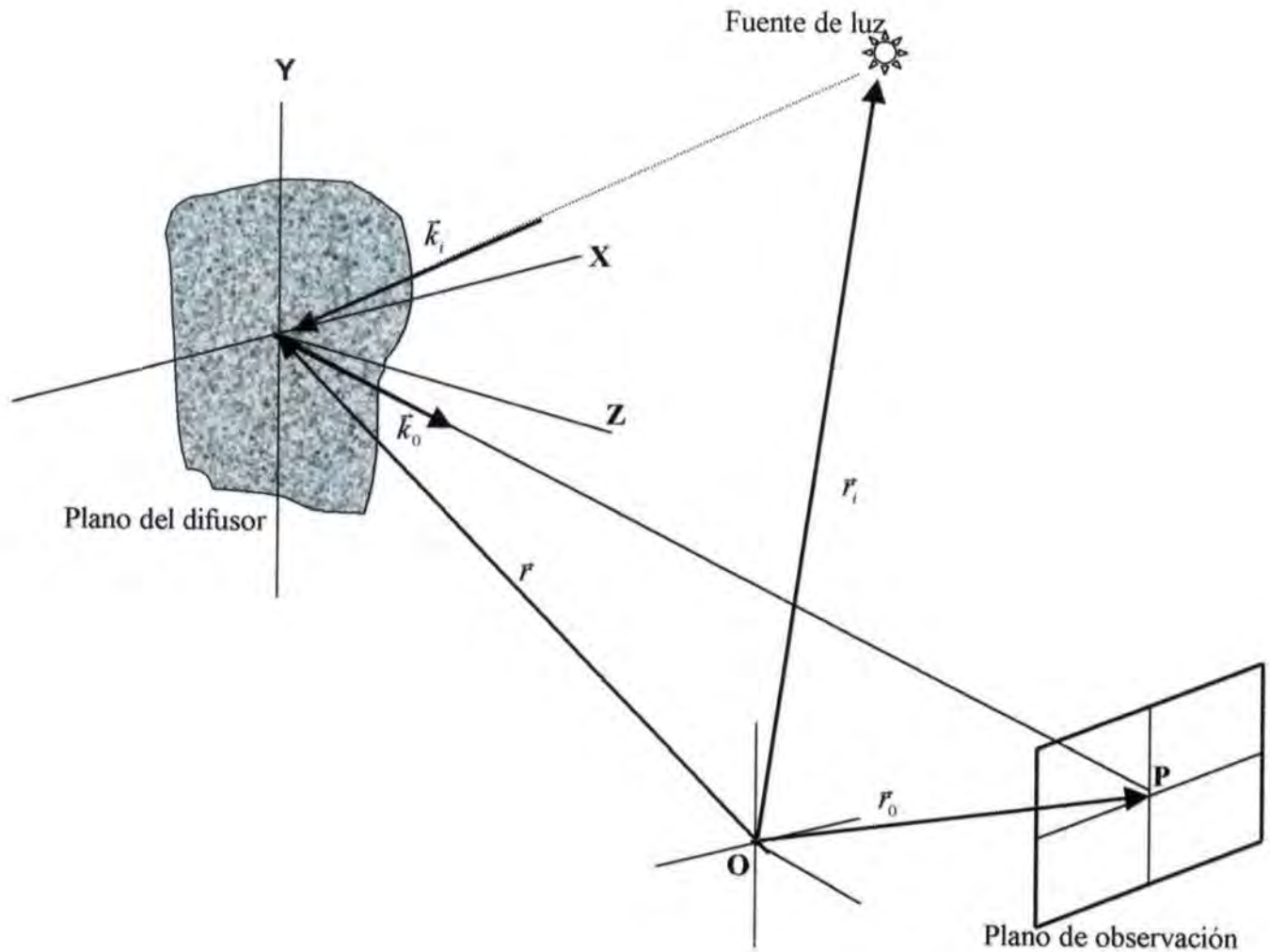


Figura 4. Geometría para el estudio de la sensibilidad.

2.3.1 Vector sensibilidad.

Los vectores \vec{k}_i y \vec{k}_o son los correspondientes vectores de iluminación y observación respectivamente – o vectores de onda (M. Born [10]) – definidos en función de sus vectores unitarios como:

$$\vec{k}_i = \frac{2\pi}{\lambda} \hat{n}_i \quad (2.12)$$

$$\vec{k}_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \hat{n}_0 \quad (2.13)$$

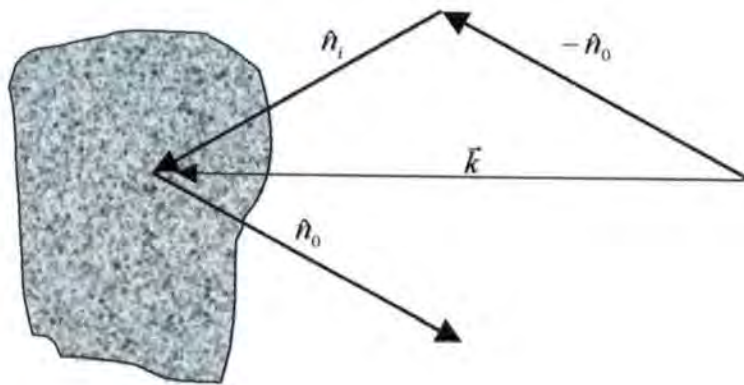


Figura 5. Vector sensibilidad.

El vector sensibilidad se define como:

$$\vec{k} = \hat{n}_i - \hat{n}_0 \quad (2.14)$$

y de la ecuación (2.11) tenemos que:

$$\psi = \psi_p + \phi' + \frac{2\pi}{\lambda} \vec{k} \cdot \vec{r} \quad (2.15)$$

Donde $\phi' = \phi_i + \vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0 - \vec{k}_i \cdot \vec{r}_i$.

Cuando se modifica el difusor o cambian las condiciones de iluminación la fase del moteado, experimenta una variación que viene dada por:

$$\begin{aligned} \Delta\psi &= \Delta\psi_p + \Delta\phi' + \Delta\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{k} \cdot \vec{r}\right) \\ &= \Delta\psi_p + \Delta\phi' + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\vec{k} \cdot \vec{r} + \frac{2\pi}{\lambda} \vec{k} \cdot \Delta\vec{r} + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\vec{k} \cdot \Delta\vec{r} \end{aligned} \quad (2.16)$$

El término $\frac{2\pi}{\lambda} \vec{k} \cdot \Delta\vec{r}$ representa el incremento de la fase óptica provocado por el desplazamiento del difusor. $\Delta\phi' + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\vec{k} \cdot \vec{r}$ representan los cambios de la geometría de iluminación y observación de la longitud de onda y de la fase inicial de la fuente. $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\vec{k} \cdot \Delta\vec{r}$ representa el efecto combinado de las variaciones simultáneas de ambos tipos de parámetros. En una situación práctica se puede asumir que el difusor se desplaza sin que el vector sensibilidad cambie significativamente de tal forma que $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\vec{k} \cdot \Delta\vec{r} = 0$.

El término de $\Delta\psi_p$ se puede considerar nulo, siempre y cuando los cambios no alteren significativamente la micro estructura de la región del difusor. Entonces la variación de la fase se puede aproximar:

$$\Delta\psi = \Delta\phi' + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\vec{k} \cdot \vec{r} + \frac{2\pi}{\lambda} \vec{k} \cdot \Delta\vec{r} \quad (2.17)$$

Esta expresión permite modelar todas las técnicas interferométricas que emplea patrones de moteado. En el caso particular de medir desplazamientos en condiciones dinámicas, se hace que los demás parámetros permanezcan constantes, y de esta forma, la sensibilidad de la fase al desplazamiento del difusor viene dada exclusivamente por el vector sensibilidad:

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{k} \cdot \Delta\mathcal{F} \quad (2.18)$$

2.3.2 Medición de deformaciones en 3D.

La combinación de tres vectores de sensibilidad independientes describe la deformación del objeto en tres dimensiones.

Hasta la ecuación anterior, se tiene el cálculo de la diferencia de fase para una dirección del vector de iluminación y una de observación, donde se muestra que la diferencia de fase está relacionada con el producto punto entre el desplazamiento $\Delta\mathcal{F}$ y el vector de sensibilidad \vec{k} . Entonces, la forma general de la ecuación (2.18) está dada como:

$$\Delta\psi_i = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{k}_i \cdot \Delta\mathcal{F} \quad i = 1,2,3 \quad (2.19)$$

Tenemos entonces, una sistema de ecuaciones de 3x3. Los desplazamientos $\Delta\mathcal{F}$ son determinados por la siguiente expresión matricial:

$$\begin{pmatrix} \Delta r_x \\ \Delta r_y \\ \Delta r_z \end{pmatrix} = \frac{\lambda}{2\pi} \begin{pmatrix} k_{1x} & k_{1y} & k_{1z} \\ k_{2x} & k_{2y} & k_{2z} \\ k_{3x} & k_{3y} & k_{3z} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \Delta \psi_1 \\ \Delta \psi_2 \\ \Delta \psi_3 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

De esta manera, la expresión (2.20) será resuelta cuando se tengan los mapas de fase desenvueltos correspondientes a tres diferentes direcciones de iluminación.

2.4 Evaluación de la fase por medio de la transformada de Fourier

El método de la transformada de Fourier para la evaluación de la fase, se aplica generalmente sobre patrones de franjas con perfil sinusoidal en los que se introduce una portadora espacial de frecuencia conocida (M. Takeda [11]).

En esta variante espacial, la fase se evalúa a partir de un único patrón de franjas en el que se introduce una portadora de frecuencia espacial f_c .

$$I(x) = I_m(x) \cdot [1 + V(x) \cdot \cos(\phi(x) + 2\pi f_c \cdot x)] \quad (2.21)$$

El proceso de evaluación se plantea expresando el patrón con portadora como:

$$I(x) = I_m(x) \cdot \left[1 + \frac{1}{2} c(x) e^{i2\pi f_c \cdot x} + \frac{1}{2} c^*(x) e^{-i2\pi f_c \cdot x} \right] \quad (2.22)$$

donde $c(x) = V(x) e^{i\phi(x)}$. Se calcula la transformada de Fourier y resulta que:

$$\hat{I}(f) = \hat{I}_m(f) * \left[\delta(f) + \frac{1}{2} \delta(f - f_c) + \frac{1}{2} \delta(-f - f_c) \right] \quad (2.23)$$

donde (*) representa el producto de convolución y (\wedge) la transformada de Fourier. Si la frecuencia espacial de la portadora f_c es suficientemente alta para separar el espectro de la intensidad media del patrón y su convolución con el de la visibilidad compleja, la transformada de Fourier presenta una distribución trimodal en la que por medio de un filtro pasa bandas es posible aislar el término correspondiente a la visibilidad compleja:

$$\hat{I}'(f) = \hat{I}_m(f) * \frac{1}{2} \delta(f - f_c) \quad (2.24)$$

Al calcular la transformada inversa de (2.24) se obtiene:

$$I'(x) = \frac{1}{2} I_m(x) c(x) e^{i2\pi f_c \cdot x} = \frac{1}{2} I_m(x) V(x) e^{i[\phi(x) + 2\pi f_c \cdot x]} \quad (2.25)$$

En donde se extrae la suma de las fases y de la portadora:

$$\phi(x) + 2\pi f_c \cdot x = \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[I'(x)]}{\text{Re}[I'(x)]} \right\} \quad (2.26)$$

Para la eliminación de la fase de la portadora se puede realizar en el dominio espectral, desplazando el espectro de $I'(x)$ al origen de frecuencias con anterioridad al cálculo de la transformada inversa de Fourier.

En la figura 6 se muestra el esquema de la aplicación de la transformada de Fourier con la eliminación de la portadora mediante la traslación del espectro de $I'(x)$ al origen de frecuencias.

La ventaja de este método radica en que solamente es necesario un patrón de franjas para cada estado de la fase, lo que permite su aplicación en medidas de fenómenos transitorios, no repetibles o en condiciones de baja estabilidad.

Una de las dificultades al aplicar el método de la transformada de Fourier, viene dada por el carácter aleatorio de la intensidad media de los interferogramas. Entonces, para lograr la separación del espectro, es preciso utilizar portadoras de frecuencia espacial elevadas y lentes con aperturas muy pequeñas, que moderen el ancho de banda espectral del moteado, lo que redundaría en un pobre aprovechamiento de la potencia luminosa disponible y por consiguiente, en la necesidad de utilizar cámaras de video de muy alta resolución.

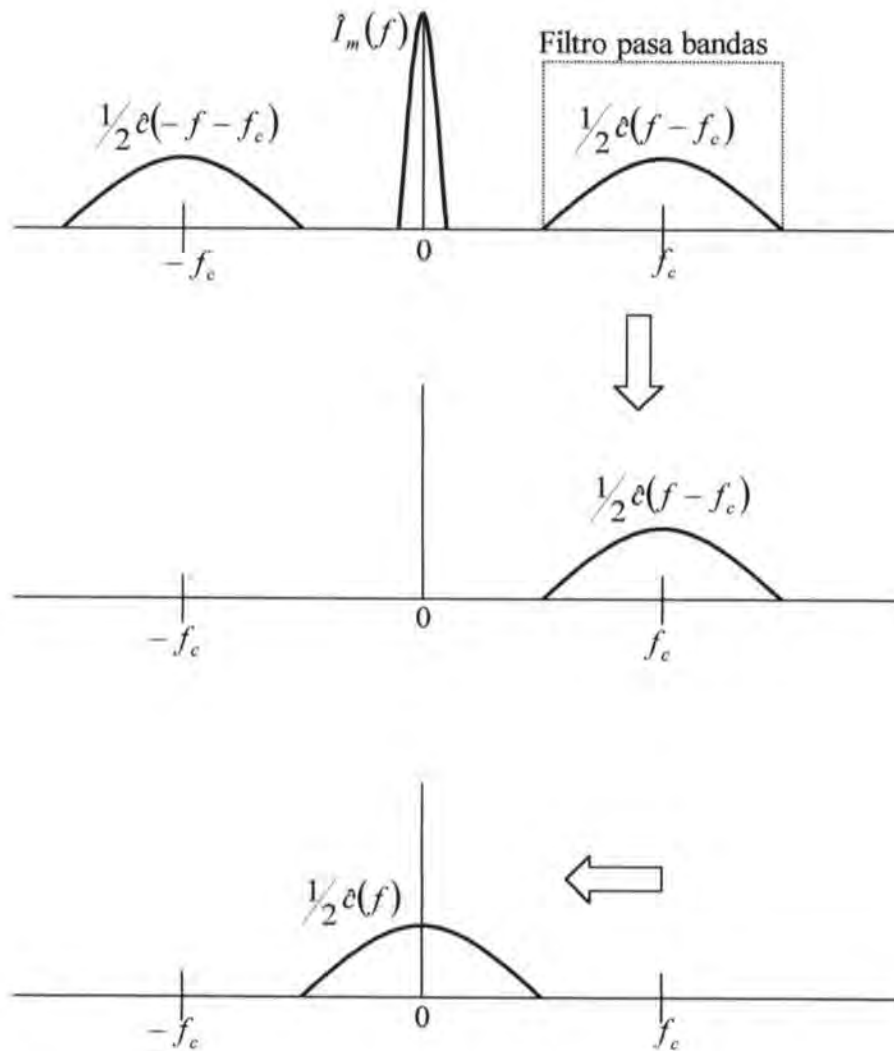


Figura 6. Esquema de la aplicación de la transformada de Fourier para el cálculo de la fase.

EXPERIMENTO Y RESULTADOS

3.1 Detección de los modos naturales de vibración

El objeto bajo estudio es un cilindro metálico con 10.3cm de altura, 6cm de diámetro y 0.5cm de grosor (figura 7). El cilindro se fija a una prensa mecánica y ésta se sujeta a la mesa holográfica. En el centro del cilindro situamos el origen de los ejes de coordenadas rectangulares, donde éste será, la referencia para calcular las tres componentes de los vectores desplazamiento de los correspondientes mapas de fase. En la parte trasera de este punto, se excita el cilindro con un agitador de martillo.

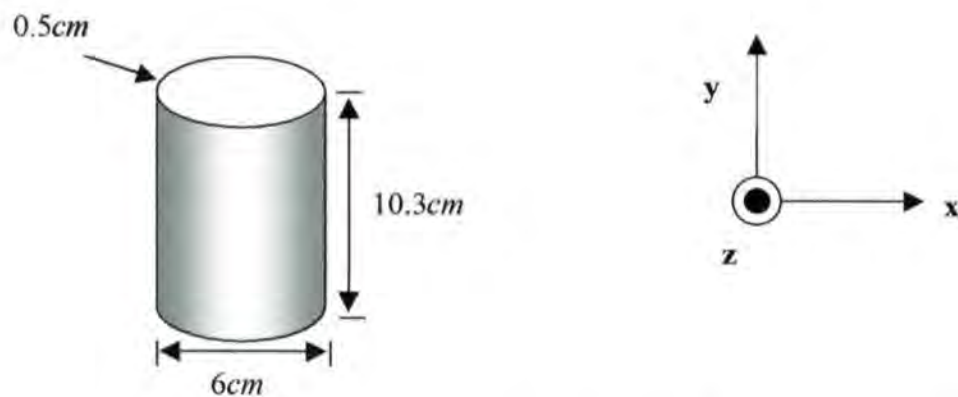


Figura 7. Características del cilindro y su sistema de coordenadas

Se armó un interferómetro fuera de plano, para detectar los modos naturales de vibración del cilindro, utilizando la técnica de ESPI.

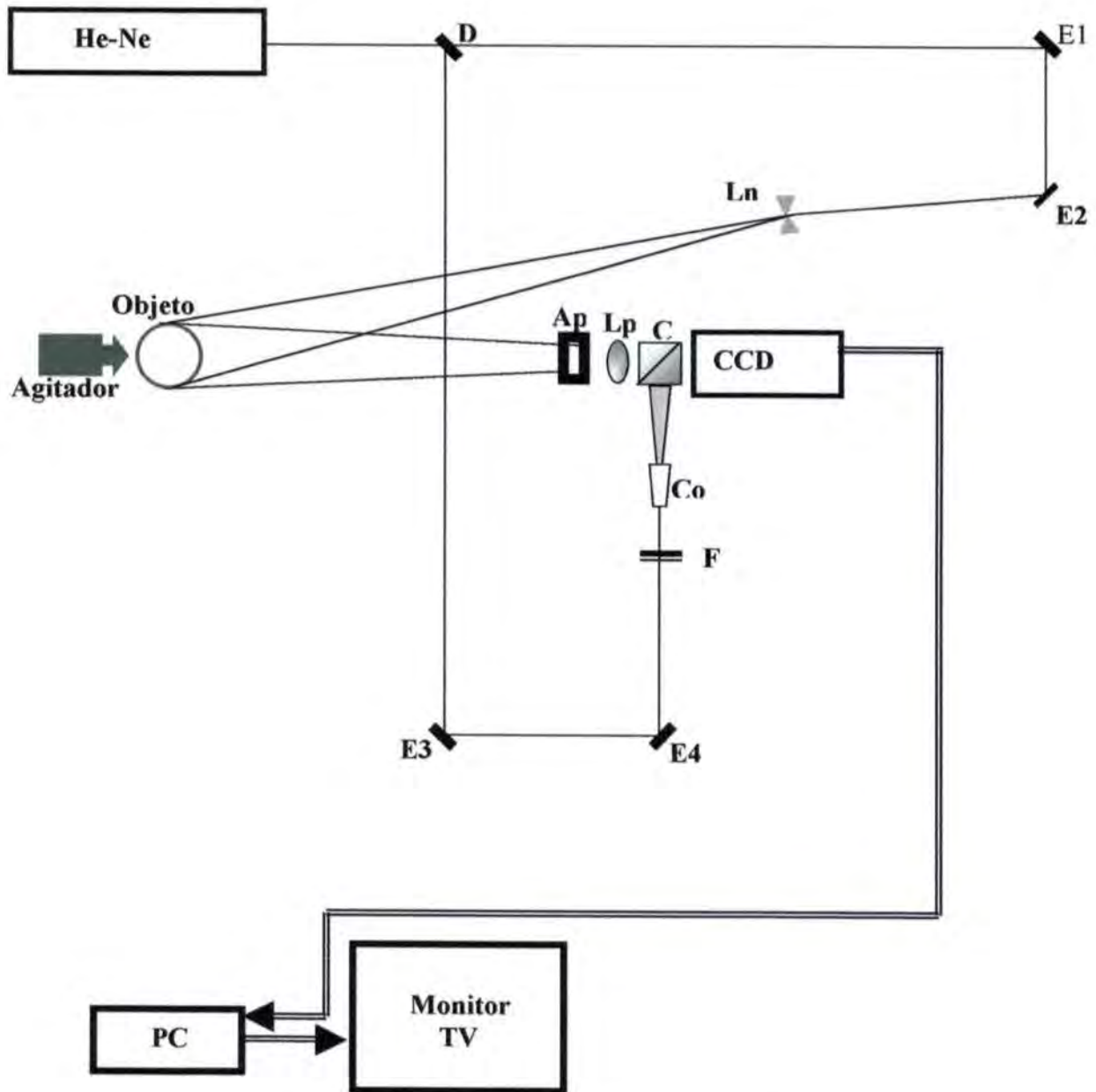


Figura 8. Arreglo experimental para ESPI.

La figura 8 muestra esquemáticamente el arreglo experimental. Un divisor de haz (D) divide en dos un haz de un láser He-Ne: objeto y referencia. El haz de referencia pasa por dos espejos circulares (E3) y (E4) de 8mm de diámetro y reflejan el haz (previamente es atenuado por un filtro rectangular de densidad variable (F)) hacia un objetivo de microscopio (CO) e incide en el cubo recombinaor de haces (C). El haz objeto pasa por dos espejos circulares (E1) y (E2) de las mismas dimensiones que los anteriores, pasando después por una lente negativa ($L_n f = -50mm$) que diverge el haz, en una dirección hacia el objeto. Parte de la luz esparcida por el cilindro entra por una apertura circular y esta se colecta por una lente positiva ($L_p f = 10cm$), finalmente incide en el cubo recombinaor de haces. Un primer interferograma se graba y se utiliza como referencia para sustraer en tiempo real los interferogramas subsecuentes grabados. El resultado se muestra en un monitor de televisión como franjas que relacionan la deformación del objeto en tiempo real.

Los tres patrones de franjas correspondientes a los tres modos naturales de vibración del cilindro, se muestran en la figura 9.

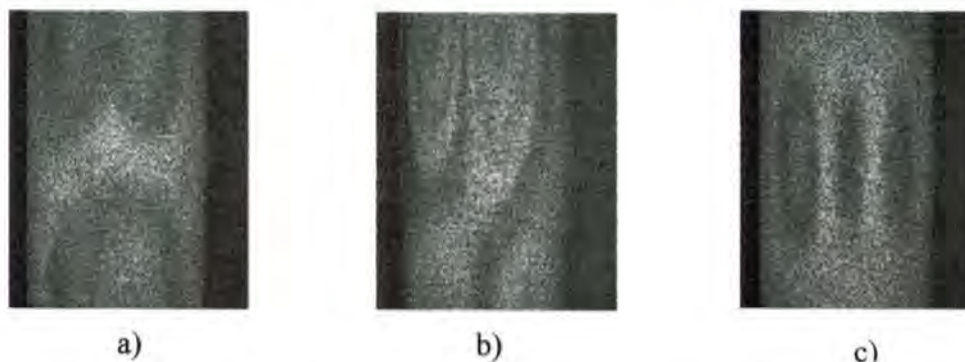


Figura 9. Patrones de franjas tipo Bessel, correspondientes a los modos naturales de vibración del cilindro. a) 4.9 khz, b) 6.8 khz, c) 8.2 khz.

3.2 Análisis cuantitativo en 3D

Con la holografía digital DH, se cuantifica la deformación del objeto en 3D. Teniendo identificados los modos de vibración, se encuentra la fase para cada posición de iluminación del objeto con tan solo dos interferogramas grabados en la frecuencia de uno de los modos de vibración (se utilizó el modo de vibración que corresponde a la frecuencia de 4.9 khz), y con el uso del método de la transformada de Fourier.

El arreglo que se utilizó para obtener las medidas de la deformación del cilindro en 3D, por medio de la técnica de holografía digital DH, se muestra en la figura 10. Un haz de un láser pulsado Nd:YAG se divide en dos. El primer haz obtenido de la división se utiliza como referencia y el segundo como fuente de luz para tres direcciones de iluminación. Así, tres direcciones diferentes de iluminación (k_1, k_2, k_3) se emplean para el cilindro y un haz previamente atenuado como referencia. Para cada dirección de iluminación y observación del objeto, se forma un vector de sensibilidad.

Ahora, veamos el esquema de la figura 10 con más detalle. Un haz de un láser Nd:YAG con longitud de onda de $\lambda = 532\text{nm}$ y un ancho de pulso de $\tau = 15\text{ns}$ se divide en dos por un divisor de haz (D) (vidrio de ventana) resultando el haz de referencia y el haz objeto, de tal forma, que la mayor energía esté en el haz objeto. Para una primera dirección de iluminación, el haz objeto se refleja en los espejos circulares (E1) y (E2) pasando después por una lente negativa ($L_n1 \ f = -50\text{mm}$) que expande el haz iluminando y después al cilindro. El cilindro se encuentra vibrando con un agitador de martillo en el modo de vibración ya mencionado. Esta luz esparcida por el cilindro, pasa por un obturador rectangular de dimensiones $5 \times 2\text{mm}$ continuando después por una

lente positiva (L_p $f = 10\text{cm}$) formando la imagen del cilindro en el sensor de la cámara CCD.

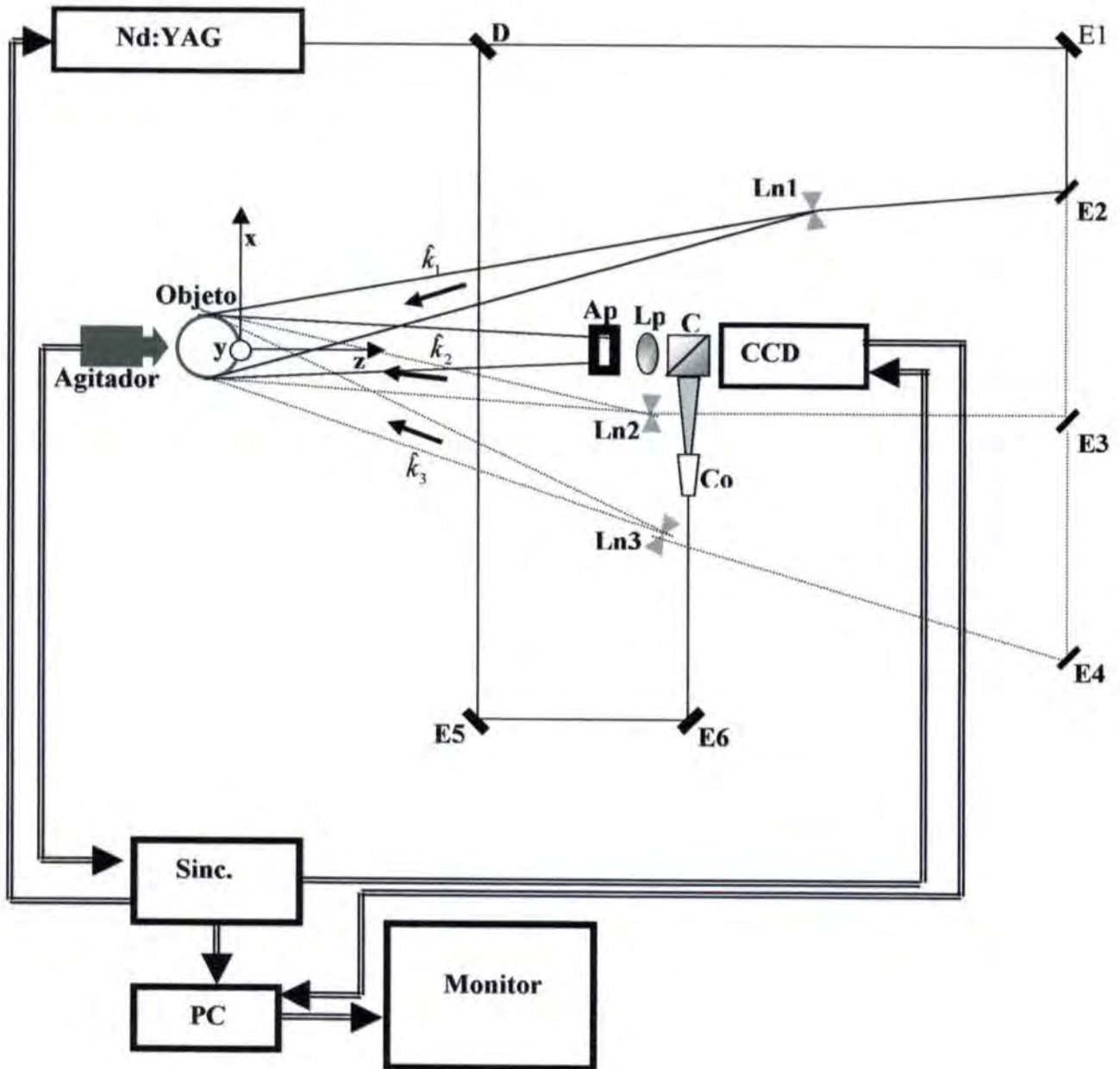


Figura 10. Arreglo experimental con sensibilidad fuera de plano para evaluación en 3D

El haz de referencia se refleja en los espejos (E5) y (E6) y se hace pasar por un objetivo de microscopio y por un filtro espacial (CO) de $30\mu\text{m}$ e incide en el cubo recombinador de haces (C) (previamente atenuado en intensidad), formando un ángulo pequeño relativo con el haz objeto. La señal de video de la cámara CCD se conecta tanto al sistema de sincronización como a la PC, ésta última lleva la señal a un monitor.

De esta forma, se graba un primer interferograma digital de plano imagen como resultado de la interferencia entre el haz objeto de una primera dirección de iluminación (k_1) y el haz de referencia.

Para la segunda dirección de iluminación (k_2), se retira el espejo (E2), entonces, el haz objeto se refleja en el espejo (E3), pasando después por una lente negativa (Ln2), de las mismas características de (Ln1). El proceso restante es similar al hecho por el primer interferograma, y de esta manera, se graba un segundo interferograma digital de plano imagen, como resultado de la interferencia entre el haz objeto de la segunda dirección de iluminación (k_2) y el haz de referencia. Por último, se retiran los espejos (E2) y (E3) para permitir que el haz objeto se refleje en el espejo (E4) y después pase por la lente (Ln3) de las mismas características de las lentes negativas anteriores. El tercer interferograma digital de plano imagen es grabado de la misma manera que los anteriores, pero ahora, con la interferencia de haz objeto de la tercera dirección de iluminación y el haz de referencia.

Debe mencionarse que los caminos ópticos recorridos por la luz en el interferómetro para las diferentes direcciones de iluminación son aproximadamente iguales. Los espejos (E5) y (E6) sirven para igualar la diferencia de camino óptico producida al cambiar alguna dirección de

iluminación. El obturador rectangular (A_p) se utiliza - como se menciona en el apartado 2.4 del capítulo 2 de esta tesis - para lograr la necesitada separación del espectro, reducir la frecuencia espacial del frente de onda que llega al sensor, también para manipular el tamaño de la mota. El poco aprovechamiento de la potencia luminosa disponible provocado por el pequeño obturador, nos lleva a la necesidad de utilizar una cámara CCD de alta resolución. La cámara utilizada es una SensiCam de 1024x1280 píxeles con una resolución de 12 bits.

En el sistema de sincronización, están incluidos los siguientes dispositivos: el láser pulsado Nd: YAG, la cámara CCD, el agitador de martillo y la PC. El agitador manda una señal al sincronizador, después, éste sincroniza la salida de los pulsos del láser y la adquisición de cuadros de imágenes en la cámara con la señal mandada por el agitador, posteriormente, la señal de video de la cámara CCD ya sincronizada se manda a la computadora y ésta la manda a un monitor.

La PC es una Pentium III a 750 MHz que tiene una tarjeta digitalizadora donde se capturan los interferogramas de las tres diferentes direcciones de iluminación.

La figura 11 muestra las imágenes de dos interferogramas digitales de plano imagen de 1024x1280, correspondientes a dos pulsos del láser, como resultado de la interferencia entre el haz de referencia y el haz objeto en una de las direcciones de iluminación \hat{k}_i .



Figura 11. **Imágenes de dos interferogramas para una dirección de Iluminación.**

Antes de correlacionar estos interferogramas, es necesario verificar si la frecuencia de la portadora es lo suficientemente alta, de tal suerte, que se hallan separado los espectros del moteado y con esto, poder obtener mejores resultados.

Entonces, se realiza un programa en la computadora (MATLAB), para hacer el proceso de la transformada de Fourier a las imágenes de la figura 11.

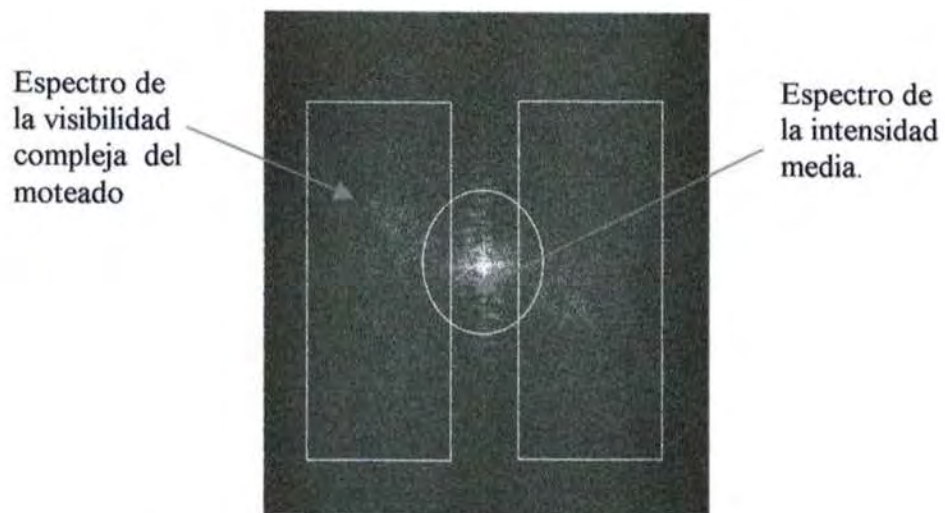
En las figuras 12 se muestra el proceso realizado para la mencionada verificación de las imágenes. La imagen de la figura 12a, es la imagen de un interferograma digital de 1024x1280. La imagen de la figura 12b muestra la transformada de Fourier de esta imagen, en donde se observa que el espectro de la visibilidad compleja (ventanas rectangulares) está significativamente separado del espectro de intensidad media (círculo).

En caso contrario en que los términos de la imagen 12b estén sobrepuestos, se manipulará el haz de referencia en el interferómetro de tal manera que forme un ángulo pequeño entre él y el haz objeto en el cubo recombinador de haces (C). Entre más grande sea este ángulo será mayor la separación de estos términos, pero tenemos que cuidar que este ángulo no se exceda de tal forma que se pierda la interferencia entre los campos de ondas de los haces objeto y referencia (en el ejemplo del capítulo 2 se encontró que $\theta \leq \theta_{\max} = 0.75^\circ$).

Ya teniendo los tres términos separados, hacemos un filtrado pasa bandas para aislar uno de los rectángulos y después hacer el calculo de la transformada de Fourier inversa, donde se recupera la visibilidad compleja de la onda de campo del objeto en el plano del interferograma digital (como lo muestra la figura 12c). Hay que mencionar que la imagen recuperada que muestra la figura 12c, es de dimensiones mas pequeñas que la imagen original mostrada en la figura 12a, debido al proceso de filtrado donde dejamos pasar solo una banda de la transformada de Fourier de la imagen original (en este caso se escogió una ventana del filtro de 200x800). Esto es una razón más a la necesidad de utilizar cámaras CCD de alta resolución, ya que si utilizamos cámaras de poca resolución, la imagen recuperada después de la implementación del filtro pasa bandas, nos quedaría con una densidad de píxeles pobre, y por lo tanto, una imagen escasa de información.



Figura 12a. **Interferograma.**



Espectro de la visibilidad compleja del moteado

Espectro de la intensidad media.

Figura 12b. **Transformada de Fourier del Interferograma**



Figura 12c. **Recuperación de la visibilidad compleja del moteado.**

Después de esto, no es necesario repetir los pasos anteriores para verificar los interferogramas restantes. Esta verificación es válida para todos los interferogramas grabados con la misma cabeza del interferómetro utilizada para el primer interferograma.

Habiendo verificado que la frecuencia de la portadora de los interferogramas es alta, se correlacionan dos imágenes de visibilidad compleja (como el que se muestra en la figura 12c) correspondientes a dos pulsos diferentes del láser y se obtiene una distribución de intensidad luminosa en forma de áreas claras y oscuras (a este tipo de distribución de intensidad luminosa se le llama “patrón de franjas”).

Como un resultado en el proceso de correlacionar tres pares de imágenes de amplitud compleja recuperada de los interferogramas correspondientes a tres direcciones de iluminación (derecha, central e izquierda) a la frecuencia de 4.9KHz , se obtienen tres patrones de franjas (ver figura 13).

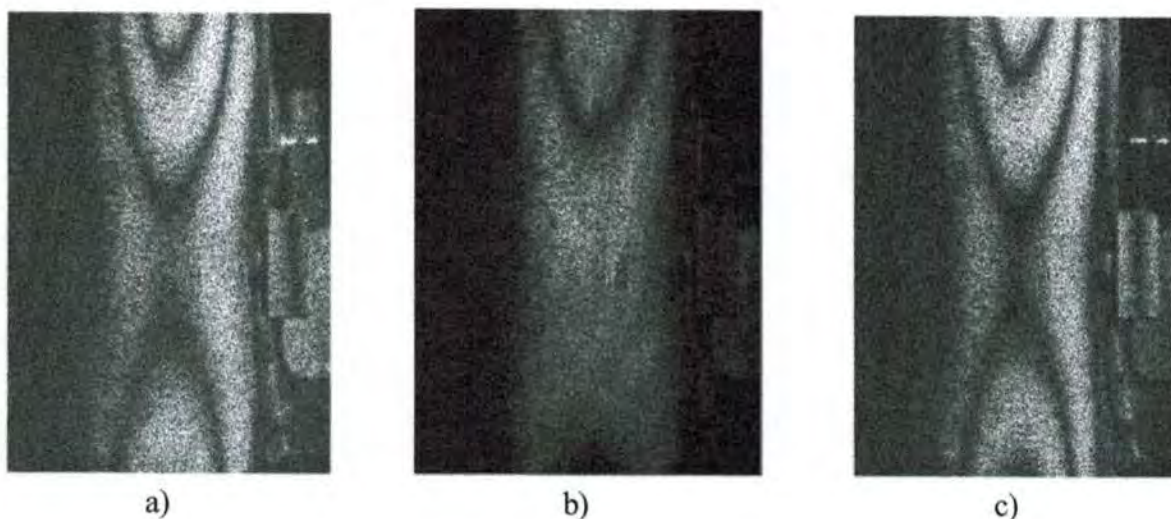


Figura 13. Patrones de franjas generados por correlacionar las imágenes de la visibilidad compleja de tres pares de interferogramas iluminados en la posición: a)derecha, b)central e c)izquierda.

Se evalúa la fase de los patrones de franjas que se muestran la figura 13, por medio del método de la transformada de Fourier. Se obtienen los mapas de fase envuelta (ver figura 14) correspondientes a los patrones de franjas de la figura 13.

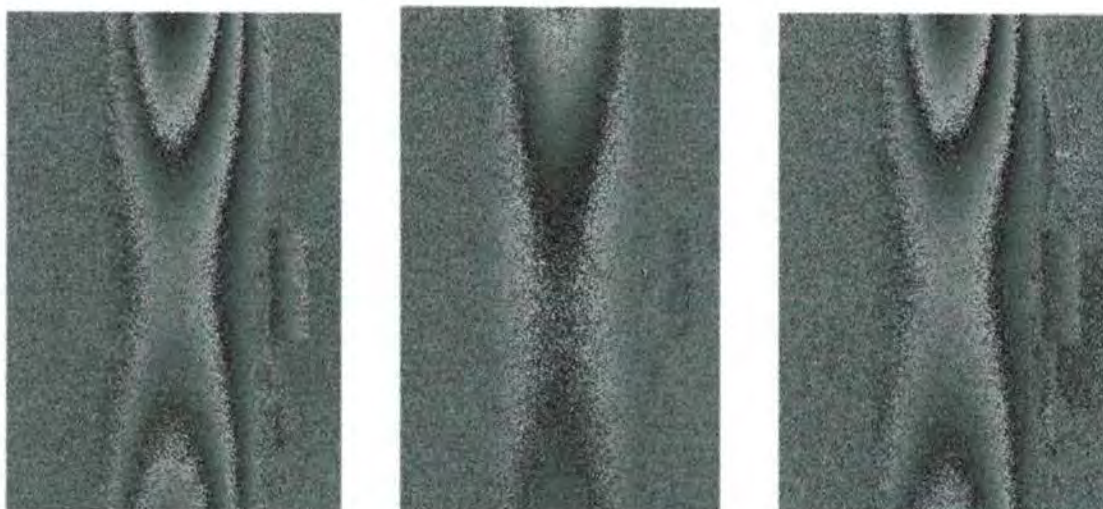


Figura 14. Mapas de fase envuelta, iluminadas en la posición derecha, central e izquierda.

Las imágenes de la fase envuelta de las figuras 14, muestran claramente la presencia de ruido. Este hecho nos limita la obtención de resultados satisfactorios en el desenvolvimiento de los mapas de fase envueltos. Para corregir esto, se implementa un filtro pasa bajas clásico por convolución, con una ventana de 5x5 píxeles. En la figura 15 se muestra el resultado de la implementación del filtro.

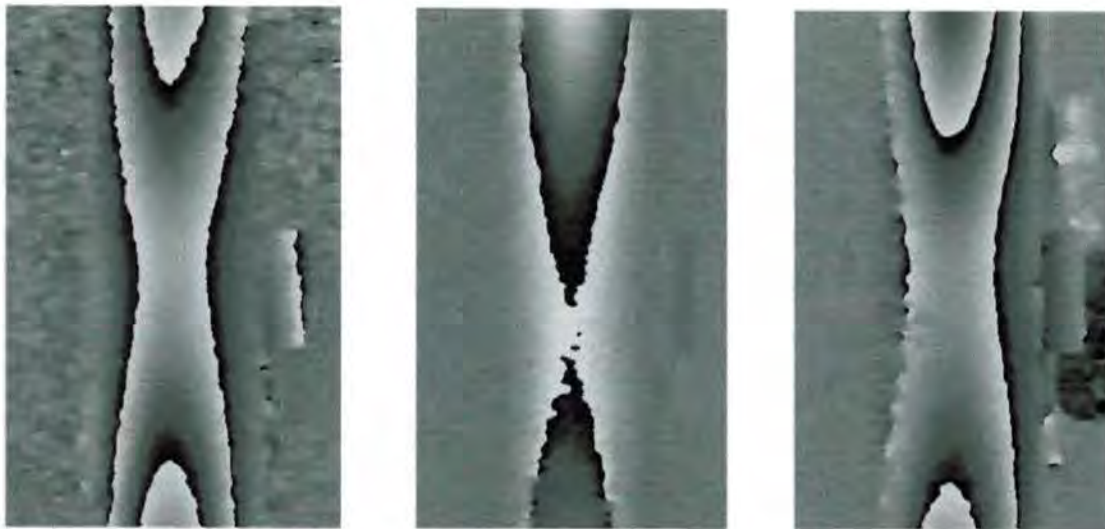


Figura 15. Mapas de fase envuelta filtrados.

Ya teniendo los mapas de fase envuelta, se desenvuelven con un algoritmo comercial (MATLAB), y de esta forma se obtienen los mapas de fase desenvuelta. La figura 16 muestra estos mapas de fase desenvuelta, donde se observan líneas de corrimiento, debidas a las limitaciones del algoritmo del programa comercial.

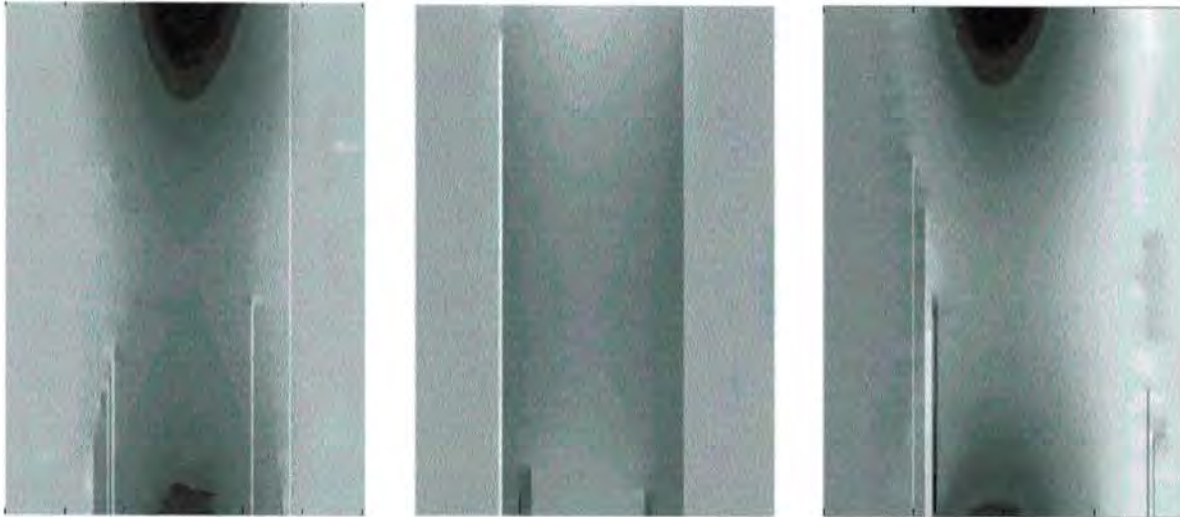


Figura 16. Mapas de fase desenvueltos.

Entonces, teniendo los mapas de fase desenvueltos y las coordenadas de los vectores de sensibilidad (para esto, debemos conocer las coordenadas de los tres puntos de iluminación), podemos sustituir estos valores en la matriz (2.21) del apartado 2.3.2, para determinar el valor de los desplazamientos ΔF del cilindro en 3D. Las coordenadas de los puntos de iluminación, tomando en cuenta que el origen está en el centro de la superficie del cilindro, son las siguientes:

(X,Y,Z)

CAMARA (0.0,0.0,78.5) [cm]

I_DERECHA (28.0,3.0,107.5)[cm]

I_CENTRAL (10.0,6.0,104.5)[cm]

I_IZQUIERDA (-14.0,7.0,88.5)[cm]

En la figura 17a, se muestra parte de una superficie de un cilindro patrón, sin ningún desplazamientos de deformación.

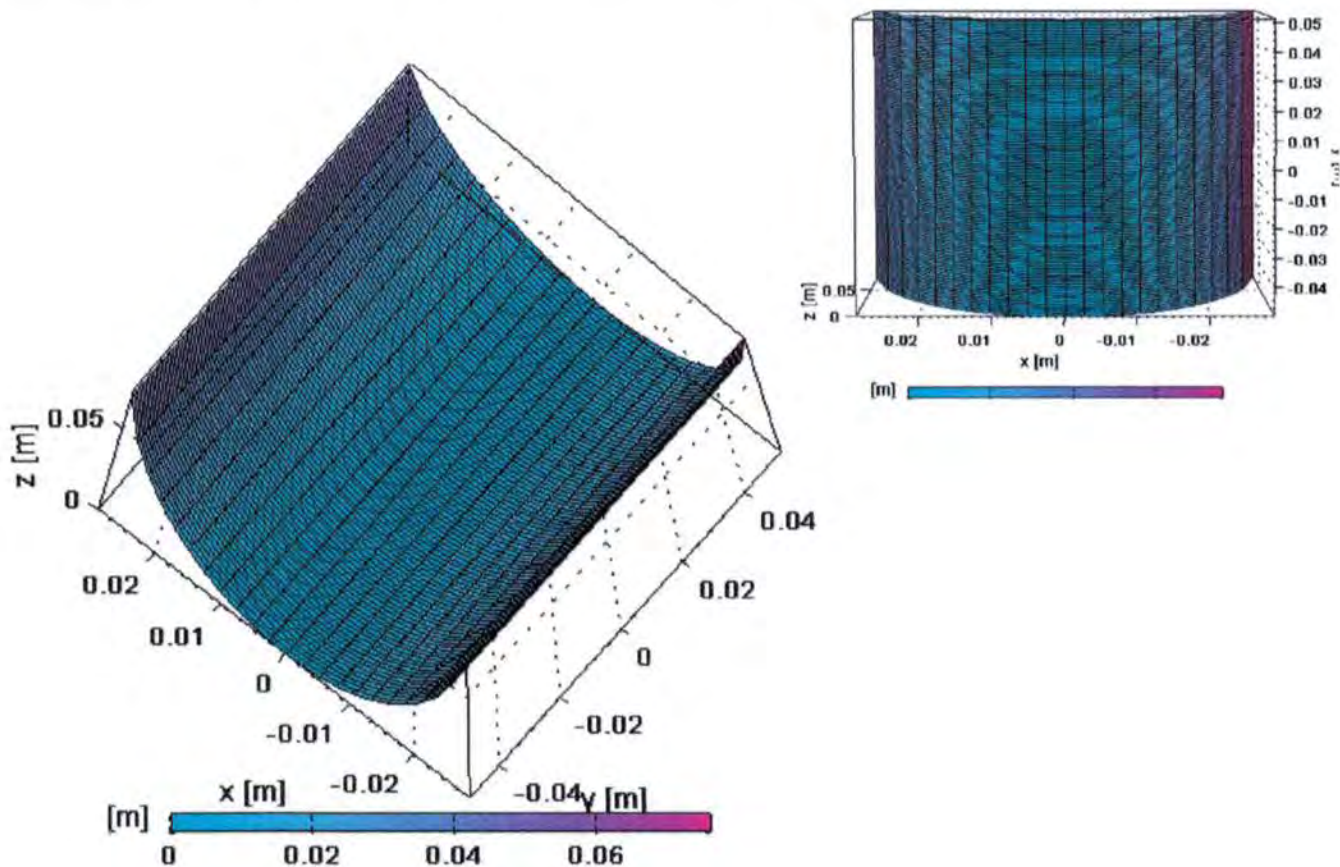


Figura 17a. Contorno cilíndrico.

En la figura 17b, se muestra la gráfica de los resultados de desplazamiento de la componente en 'x'. Se observa, que no existe un cambio significativo en esta componente, esto es debido a la forma en el cual el cilindro se fijó con las tenazas de la prensa, propiciando, que no halla libertad de movimiento en este sentido.

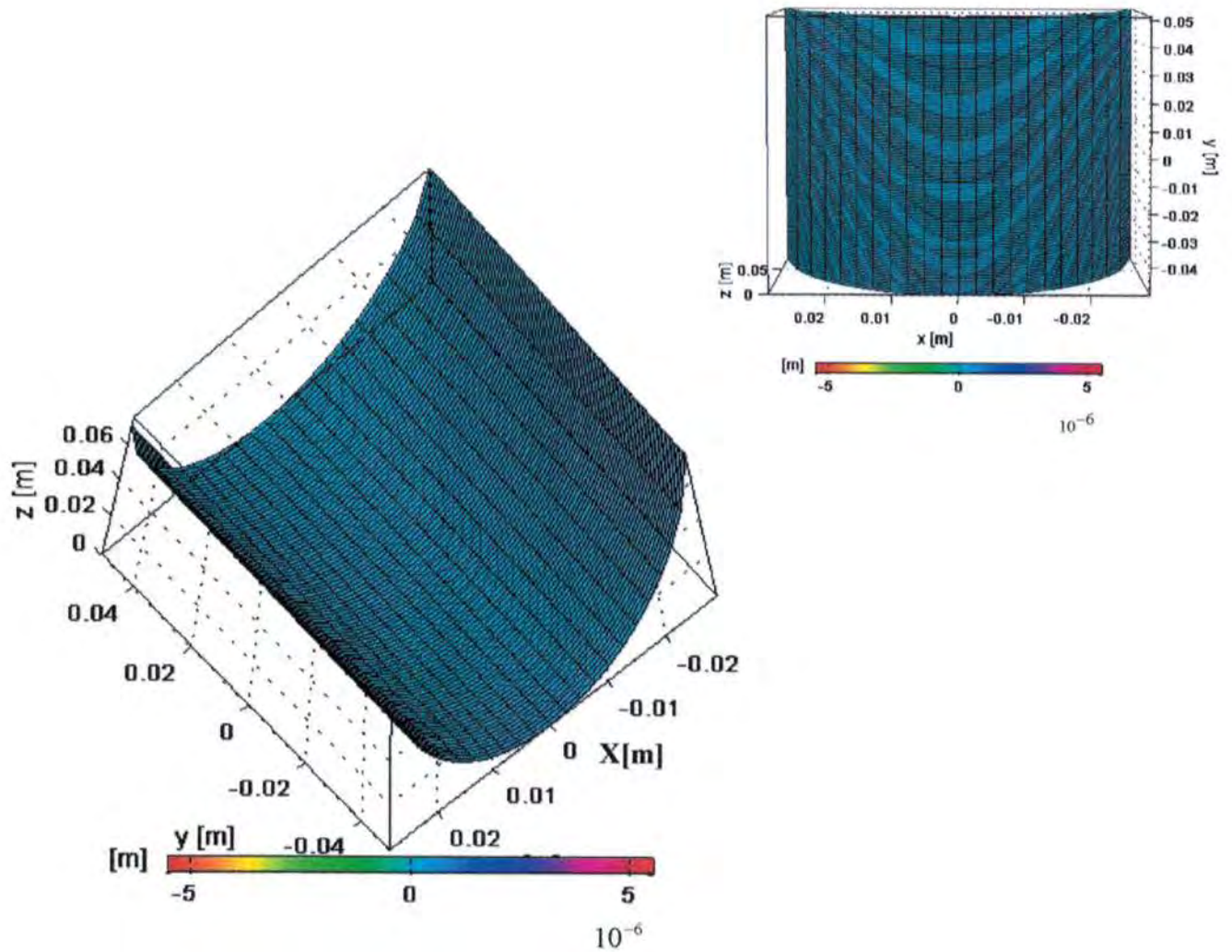


Figura 17b. Gráfica de la componente en 'x'.

En la figura 17c, se muestra la gráfica de los desplazamientos de la componente en 'y'. En esta figura se exhiben resultados muy interesantes, en donde se puede ya reconocer la detección de la fractura. Esto por lo siguiente:

la asimetría de los desplazamientos en esta componente nos hace pensar en una in-homogeneidad en el cilindro producida por dicha fractura. Nos dimos

cuenta, que en la región de la superficie del cilindro, donde internamente se encontraba la fractura, es precisamente la zona, donde la componente 'y' en el cilindro, sufre su mayor desplazamiento.

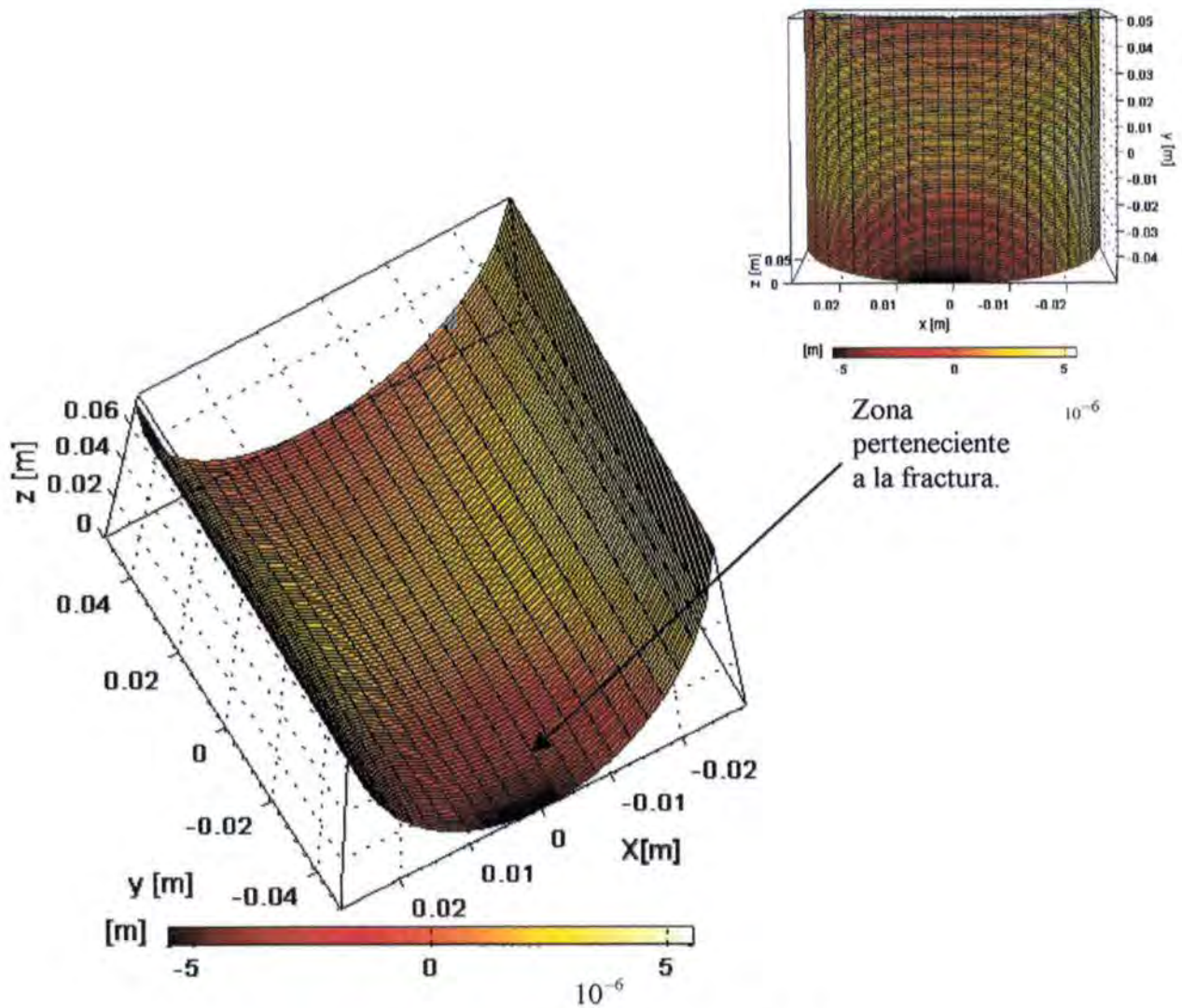


Figura 17c. Gráfica de la componente en 'y'.

Los mismos síntomas observados en la figura 17b, se observan en la figura 17d, correspondiente a los desplazamientos en el eje 'z'. No tiene desplazamientos significativos en la componente de 'z'.

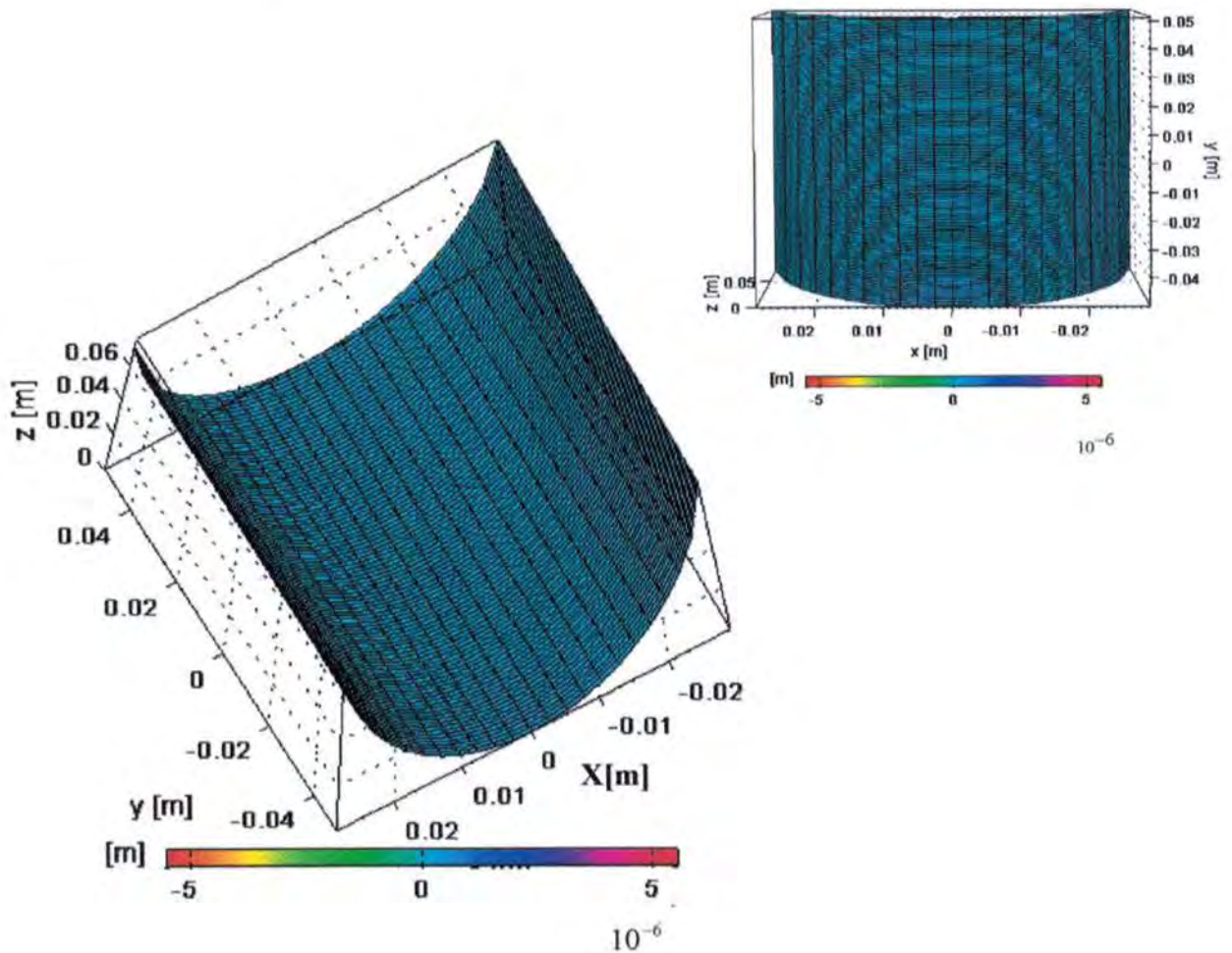


Figura 17d. Gráfica de la componente en 'z'.

A diferencia de las gráficas que muestran los desplazamientos de las componentes de 'x' y 'z', la gráfica correspondiente a los desplazamientos en 'y', exhibe los desplazamientos más representativos del movimiento debido a la deformación del cilindro. Esto, por la forma en que sujetamos al cilindro en

la prensa, en donde le permite a éste, tener el grado de libertad de moverse hacia las orillas (parte superior e inferior del cilindro).

Se muestra también en la figura 17e, los desplazamientos en la posición normal a la superficie del cilindro. Se observa lo que esperábamos, en base a los resultados anteriores correspondientes a los desplazamientos de las componentes en 'x' y 'z', como movimientos de deformación no significativos.

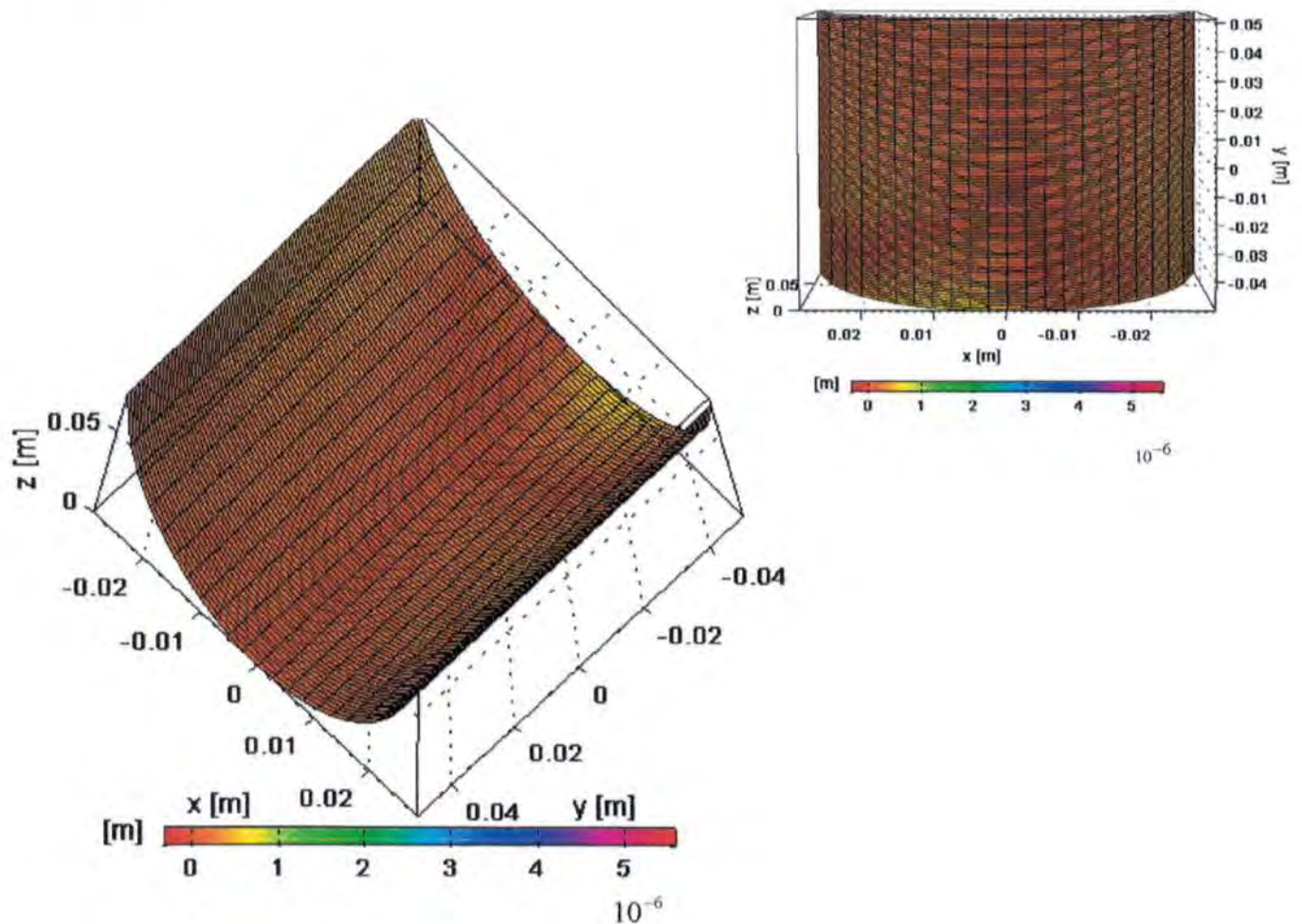


Figura 17e. Gráfica de la componente normal a la superficie del cilindro.

Y por último tenemos la figura 17f, correspondiente a la componente tangencial de la superficie del cilindro. En esta gráfica se encuentra que la componente tangencial de la superficie del cilindro, tiene más movimiento de deformación que cualquier otra, pero se puede observar la misma característica encontrada en la gráfica de deformación de la componente en 'y'. En la región de la superficie del cilindro, donde internamente se encuentra la fractura, es la zona donde la componente tangencial de la superficie del cilindro, sufre su mayor desplazamiento.

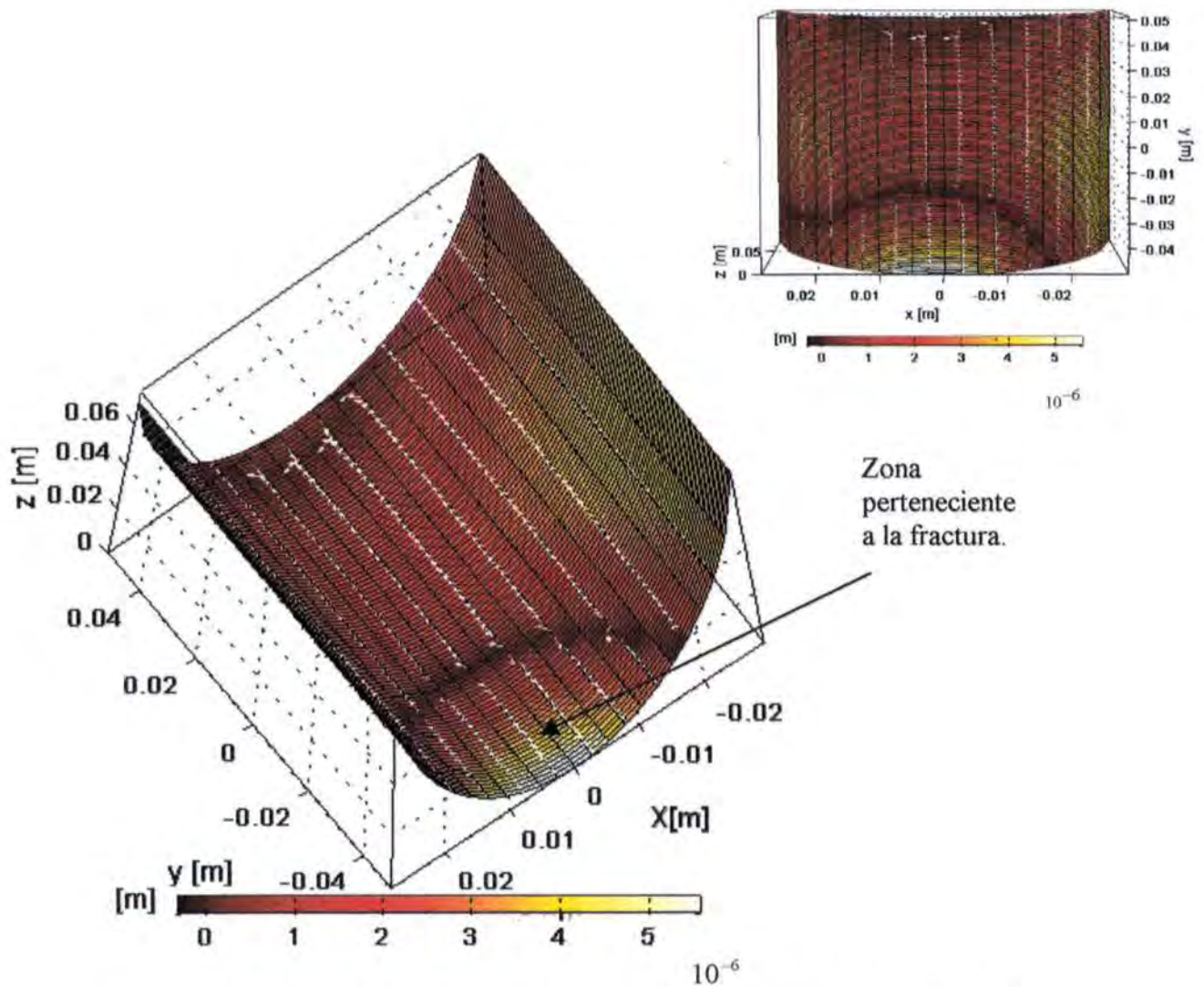


Figura 17f. Gráfica de la componente tangencial a la superficie del cilindro.

Las pequeñas manchas blancas que se muestran en la superficie del cilindro de la figura 15f, son vectores que representan la dirección del desplazamiento de la deformación. En estos vectores se observa claramente que la mayoría de los desplazamientos están en la dirección vertical al cilindro, sólo unos pocos en otras direcciones, en concordancia con los resultados anteriores.

CONCLUSIONES

La presente tesis resume el trabajo de investigación realizado en la aplicación de dos técnicas metrológicas complementarias a un cilindro metálico, con el fin de detectar la fractura interna en el cilindro.

Se presentó en una forma general, la teoría referente a las técnicas de Holografía Digital y a la Interferometría Electrónica de Patrones de Moteado, utilizadas en el presente trabajo.

Se detectaron los modos de resonancia natural del cilindro, empleando la técnica de interferometría electrónica de patrones de moteado (ESPI).

Se hizo uso de la técnica de holografía digital pulsada (HD), con el fin de obtener tres mapas de fase desenvueltos correspondientes a tres direcciones de iluminación, y con esto, obtener los desplazamientos de deformación en 3D del cilindro.

Los resultados obtenidos cumplieron con el propósito inicial de inspeccionar con estas técnicas ópticas no destructivas, el defecto interno del cilindro.

Concluimos, que el complementar estas técnicas ópticas no destructivas, nos ayudan a detectar fracturas o algún otro defecto interno en cilindros metálicos, sin la necesidad de uso de sistemas opto electrónicos complicados.

La aportación tecnológica a la industria del presente trabajo, es de gran importancia. La detección a tiempo de los defectos internos de tuberías que transportan fluidos de alto valor o riesgo, prevendrán rupturas y en consecuencia, evitarán derramamiento de estos fluidos, previniendo pérdidas millonarias, accidentes o, en su caso, desastres naturales.

Se ha pensado en un trabajo a futuro como una continuación de este estudio, donde podamos hacer una caracterización mecánica mas minuciosa de los defectos internos de este tipo de objetos, con las técnicas de interferometría digital de moteado para cuantificar en 3D sus deformaciones. Se piensa crear una base de datos ópticos que partan en caracterizar un objeto nuevo sin defectos, a aquellos que por su uso presenten fracturas, fisuras o hendiduras.

Referencias

- [1] J.C. Dainty(Ed.), *Laser speckle and related phenomena*, SpringerVerlag, Berlin, 1975.
- [2] J.D. Rigden, E.I.Gordon, *The granularity of scattered optical maser light*, Proceedings of the IRE (IEEE), vol. 50, #11, pp 2367-2368,1962.
- [3] J.W.Goodman, *Statistical properties of laser speckle patterns*, pp 9-75, de ref.[1]
- [4] F. Mendoza Santoyo, G Pedrini, S Schendin, and H J Tiziani. *3D displacement measurements of vibrating objects with multi-pulse digital holography* Meas. Sci. Technol. 10 (1999) 1305-1308.
- [5] D. Malacara, M. Servin, Z. Malacara, *Interferogram Analisis for Optical Testing*,Marcel Darcel Decker. New York. (1998).
- [6] G. Pedrini, H.J. Tiziani, end Y Zou, "*Digita double pulse-tv-Holography* " ,Opt. Lasers Eng. **26**, 199-219 (1997).

- [7] Thomas Kreis, *Holographic interferometry*, Akademie Verlag, Germany, 1996.
- [8] R. Jones & C. Wykes, *Holographic and speckle interferometry*, Cambridge University Press, Second edition, 1989.
- [9] O.J.Lokberg, G.A.Slettemoen, *Basic electronic speckle pattern interferometry*, en *Applied Optics and Optical Engineering*, ed. R. Shannon and J.C.Wyant, vol.10, pp.455-504, Academic Press, San Diego, 1987.
- [10] M.Born, E.Wolf, *Principles of optics*, Pergamon press, Oxford, 1975.
- [11] M.Takeda, H.Ina, S.Kobayashi, *Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry*, J. Opt. Soc. Am. Vol. 72, #1, pp 334-394, 1982.