

RESUMEN de la tesis de David Salazar Miranda, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en FISICA APLICADA con opción en OPTICA. Ensenada, Baja California, México, Octubre de 1988.

UNIFORMIDAD DE DEPOSITOS DE PELICULAS DELGADAS.
EVALUACION MEDIANTE INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA.

Resumen aprobado por



M.C. Diana Tentori Santacruz

Director de Tesis

Se presenta una modificación a la interferometría holográfica de haces difusos para producir haces múltiples, que permiten mejorar la resolución cuando se estudian películas delgadas transparentes. La modificación consiste en introducir un etalón delgado en forma de cuña en el haz del objeto en el interferómetro. Se presenta la teoría involucrada al introducir el etalón en un interferómetro alineado que utiliza franjas portadoras generadas por un difusor. Los resultados obtenidos del modelo teórico se comparan con los obtenidos experimentalmente, se hace una discusión de los mismos y se presentan las conclusiones que de ellos derivan.

CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y DE
EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA.

DIVISION DE FISICA APLICADA
DEPARTAMENTO DE OPTICA

UNIFORMIDAD DE DEPOSITOS DE PELICULAS DELGADAS.
EVALUACION MEDIANTE INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA.

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para
obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS presenta:

DAVID SALAZAR MIRANDA

Ensenada, Baja California, Octubre de 1988

TESIS APROBADA PARA SU DEFENSA POR:

Diana Tentori

M.C. Diana Tentori Santacruz, Director del Comité

Martin Luis Celaya

Dr. Martín Luis Celaya Barragán, Miembro del Comité

Amalia Martínez

M.C. Amalia Martínez García, Miembro del Comité

R. Machorro

Dr. Roberto Machorro Mejía, Miembro del Comité

Francisco J. Esparza

M.C. Francisco Javier Esparza Hernández, Miembro del Comité

Manuel Yamada

M.C. Manuel Yamada Shinoda, Jefe del Departamento de Optica

Martin Luis Celaya

Dr. Martín Luis Celaya Barragán, Director de la División de Física Aplicada

C. Nava B.

M.C. Cuauhtémoc Nava Button, Director Académico

Tesis presentada en Octubre 10, 1988

DEDICATORIA

A MIS PADRES,

MI ESPOSA Y MI HERMANO.

A QUIENES AMO.

AGRADECIMIENTOS

A MI DIRECTOR DE TESIS M.C. DIANA TENTORI POR SU APOYO Y ESTIMULO DURANTE EL DESARROLLO DEL PRESENTE TRABAJO.

A LOS MIEMBROS DE MI COMITE DE TESIS , DR. MARTIN CELAYA, DR. ROBERTO MACHORRO, M.C. AMALIA MARTINEZ Y M.C FRANCISCO ESPARZA, POR SU DEDICADA REVISION Y CRITICA DE LA TESIS.

A EUGENIA NAVAS, POR LA REALIZACION DE LOS DIBUJOS

AL FIS. JAVIER CAMACHO Y AL M.C. HERIBERTO MARQUEZ POR SU COOPERACION DURANTE EL DESARROLLO DE ESTE TRABAJO, Y EN GENERAL, A TODO EL PERSONAL DEPARTAMENTO DE OPTICA, DE QUIENES SIEMPRE RECIBI AYUDA.

AL CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA

CONTENIDO

	Página
I INTRODUCCION	1
II INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA DE OBJETOS TRANSPARENTES	4
II.1 Introducci3n	4
II.2 Características de la interferometría holográfica de objetos transparentes	5
II.3 Tipos de iluminaci3n	6
II.3.1 Arreglos holográficos sin difusores	6
II.3.2 Arreglos holográficos con difusores	8
II.4 Técnicas usadas en interferometría holográfica.	12
II.4.1 Técnica de tiempo real	12
II.4.2 Técnica de doble exposici3n	16
II.5 Técnicas usadas para interferometría holográfica de haces múltiples	17
III ANALISIS TEORICO DEL INTERFEROMETRO HOLOGRAFICO MODIFICADO	22
III.1 Introducci3n	22
III.2 Interferometría holográfica de dos haces	23
III.3 Producci3n de haces múltiples	27
III.4 Cálculo de la diferencia de caminos debida al etal3n.	31

CONTENIDO (continuación)

	Página
IV RESULTADOS EXPERIMENTALES	35
IV.1 Introducción	35
IV.2 Resultados experimentales	36
V CONCLUSIONES	44
LITERATURA CITADA	46

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
1 Arreglo para obtener un holograma de un objeto transparente sin difusor.	6
2 Arreglo para obtener un holograma de un objeto transparente con difusor.	9
3 Comparación de las ondas que pasan por el objeto: a) sin difusor b) con difusor	10
4 Arreglo utilizado por Kazuya para observar franjas de haces múltiples.	18
5 Arreglo utilizado por Vest y Sweeny para generar haces múltiples.	19
6 Arreglo utilizado por Weigl para generar haces múltiples.	20
7 Arreglo utilizado por Burch y Tokarsky para generar haces múltiples.	21
8 Esquema del arreglo utilizado inicialmente para evaluar películas delgadas.	24
9 Geometría del arreglo óptico utilizado.	25
10 Modificación al arreglo introduciendo un etalón.	28
11 Recorrido de la luz en un etalón en forma de cuña.	32
12 Geometría asociada a los espesores dentro de la cuña.	33
13 Arreglo utilizado para realizar interferometría holográfica de dos haces.	36
14 Interferograma correspondiente a un depósito de ZnS.	37
15 Esquema del arreglo interferométrico modificado para producir haces múltiples.	38
16 Patrón de interferencia obtenido con un etalón grueso	40

LISTA DE FIGURAS (CONTINUACION)

Figura		Página
17	Interferograma correspondiente a un depósito de ZnS utilizando un etalón delgado.	40
18	Interferograma correspondiente a otro depósito de ZnS el cual cubre todo el sustrato.	41
19	Curva característica de un material holográfico.	42

UNIFORMIDAD DE DEPOSITOS DE PELICULAS DELGADAS. EVALUACION
MEDIANTE INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA.

I INTRODUCCION

Las películas delgadas son parte importante de la tecnología moderna. En particular, la gran mayoría de la instrumentación óptica requiere, en alguna parte, de un depósito de películas delgadas (capas antireflectoras, espejos metálicos o dieléctricos, filtros interferenciales, divisores de haz, etc.). Las características de estos depósitos deben determinarse con precisión para predecir su comportamiento dentro del sistema óptico donde se encuentran.

Generalmente, es deseable que una película delgada tenga un espesor uniforme. Debido a esto es necesario contar con medios que nos permitan evaluar la uniformidad del depósito.

Tentori y Celaya (1986), desarrollaron una técnica para evaluar la uniformidad de depósitos de gelatinas dicromadas y termoplásticos, basada en la interferometría holográfica. Esta técnica tiene la característica de ser una prueba no destructiva , y no necesita que las componentes del arreglo óptico sean de alta calidad, como sucede en la interferometría clásica. Los espesores con los que se trabajaron variaban entre 1 y 20 micras. Motivados por este trabajo, se aplicó la técnica de ellos a películas cuyos

espesores son del orden de 0.1 micras.

Los resultados fueron poco halagadores. El arreglo utilizado apenas si detectaba las variaciones de fase introducidas por la presencia de la película delgada, y por lo tanto, no permitía determinar la calidad del depósito (Salazar et al : 1987).

Para resolver este problema se propuso afinar las franjas obtenidas, utilizando interferencia de haces múltiples. Existen varios trabajos reportados en el área de interferometría holográfica con haces múltiples. Burch y Tokarsky (1968) obtuvieron franjas de haces múltiples mediante holografía de múltiple exposición, Kazuya (1969) trabajó con una rejilla de difracción realizando filtraje espacial a la salida del sistema , y Weigl y Friedrich (1970) propusieron trabajar dentro de un etalón. Sólo la técnica de Burch y Tokarsky es aplicable a un interferómetro que funciona con luz difusa. Debido a que el sistema que se desea utilizar funcionan con luz difusa y a que el manejo de exposiciones múltiples con desplazamientos específicos entre ellas no es sencillo, en este trabajo se propone la utilización de un etalón en forma de cuña en el haz del objeto. El interferómetro, modificado de esta manera se analiza desde el punto de vista teórico y se muestran los resultados experimentales.

Este trabajo se presenta de la siguiente manera:

En el capítulo primero se realiza una revisión breve de las técnicas holográficas y tipos de iluminación usados . Se presenta un resumen de los trabajos más importantes reportados en la literatura sobre interferometría holográfica de haces múltiples .

En el capítulo segundo se presenta la teoría involucrada en el arreglo experimental, la cual es indispensable para poder interpretar los resultados experimentales que se obtienen más adelante.

En el capítulo tercero se realiza una descripción de los experimentos desarrollados, sus resultados y la discusión de los mismos. Y finalmente se presentan las conclusiones que se derivan del análisis de los resultados.

II INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA DE OBJETOS TRANSPARENTES

II.1 INTRODUCCION

La interferometría holográfica se aplica generalmente en el estudio de objetos que sufren pequeñas deformaciones o desplazamientos. La interferencia surge cuando interaccionan ondas que viajan por el mismo camino en momentos de tiempo distintos. El patrón de interferencia que se obtiene, es debido solamente a los cambios que ocurren en ese camino entre el tiempo de exposición del holograma y el momento de observación. Por medio de la interferometría holográfica, se pueden estudiar objetos de forma irregular y aún objetos rugosos, que reflejan difusamente. Sólo es necesario que la microestructura del objeto no cambie apreciablemente cuando el objeto pasa de un estado a otro. Debido a que los frentes de onda pasan por los mismos caminos, en contraposición con la interferometría clásica, se reducen los requisitos sobre la calidad de las componentes ópticas.

La insensibilidad de la interferometría holográfica a los defectos de las componentes ópticas permite el estudio de objetos grandes.

II.2 CARACTERISTICAS DE LA INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA DE OBJETOS TRANSPARENTES

Si después de exponer y revelar el holograma de un objeto, éste se coloca exactamente en el mismo lugar donde anteriormente fue grabado y se ilumina con el mismo haz de referencia con que se grabó, sin quitar el objeto, se propagan dos ondas detrás del holograma: una transmitida directamente por el objeto y otra reconstruida por el holograma. Esta última es una réplica de la onda transmitida por el objeto durante la exposición del holograma. Si estas ondas son coherentes pueden interferir entre sí. Cualquier cambio que ocurra en el objeto (deformaciones, cambio del índice de refracción, etc.) se traduce en variaciones de fase de la onda transmitida, lo cual afecta el patrón de interferencia observado.

Cuando el patrón de interferencia se observa simultáneamente con los cambios que ocurren en el objeto, se dice que se trabaja con interferometría de 'tiempo real'. Si en cambio, dos estados de un objeto se graban en una placa holográfica y se reconstruyen simultáneamente, la técnica se conoce como 'doble exposición'. Estas dos técnicas son las más usadas en holografía.

II.3 TIPOS DE ILUMINACION

II.3.1 ARREGLOS HOLOGRAFICOS SIN DIFUSORES

El arreglo más sencillo para estudiar objetos de fase transparentes es uno sin difusor, en el cual una onda plana coherente pasa a través del objeto (fig.1)

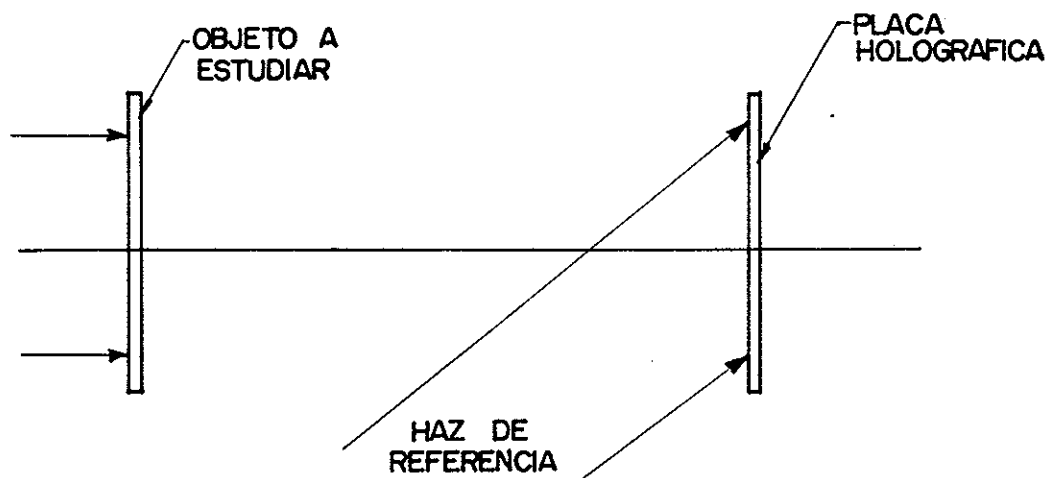


Figura 1 Arreglo para obtener un holograma de un objeto transparente sin difusor.

Si se utiliza el método de doble exposición para obtener un interferograma holográfico, y el objeto está ausente durante una de las exposiciones, se observa la interferencia de la onda deformada por el objeto con la onda plana de comparación. El patrón de interferencia en este caso se observa en el primer orden de difracción (positivo y negativo), a cualquier distancia del holograma. Es sencillo comparar directamente el patrón de interferencia con los

parámetros locales del objeto. Esto se hace observando el patrón de interferencia en el plano de la imagen virtual o real del objeto. Allí las relaciones entre los corrimientos de fase y el índice de refracción del objeto están dadas directamente. Las franjas observadas indican igual espesor óptico de la inhomogeneidad de fase, si la luz no sufre desviaciones apreciables en su trayectoria debido a la refracción.

El retraso en fase de las ondas reconstruídas en el primer orden positivo y en el primer orden negativo pueden ser opuestas (las ondas correspondientes son complejos conjugados). Esto no afecta la forma de las franjas de interferencia.

Los méritos de un arreglo sin difusor son su sencillez, la completa utilización de la luz y la fácil interpretación del interferograma (un haz de luz colimada que pasa a través del objeto) . Resumiendo, los arreglos sin difusor pueden usar láseres multimodales como fuentes de luz, debido a que solamente es necesario superponer la estructura de los modos en el haz del objeto y el haz de referencia (si las desviaciones en el frente de onda no son muy grandes). Sin embargo, la intensidad de la imagen reconstruída no es uniforme en la holografía sin difusor.

Por otra parte, cuando se obtiene un holograma sin

difusor, los rayos de luz que pasan a través de diferentes porciones del objeto llegan solamente a partes correspondientes del holograma. Un fragmento de tal holograma reconstruye solamente la parte correspondiente del objeto, y no el objeto entero, por lo que no es posible obtener una imagen de la totalidad del objeto observando a través del holograma. Para obtener una imagen completa del campo objeto es necesario proyectarlo con una lente sobre una pantalla. Un inconveniente de los arreglos sin difusor es el hecho de que la imagen del objeto se ve sobre un fondo con un punto brillante, lo cual ofrece una condición visual pobre (en arreglos con difusor, el objeto se ve sobre un fondo mas o menos uniforme). Además cabe mencionar que el interferograma obtenido sin difusor corresponde al paso de la luz a través de un objeto solamente a un ángulo fijo .

II.3.2 ARREGLOS HOLOGRAFICOS CON DIFUSORES

El uso de un difusor en el haz del objeto (fig. 2) elimina muchos de los inconvenientes antes mencionados. En tales arreglos, cada parte del difusor ilumina el área entera del holograma, y , consecuentemente, la luz dispersada por todos los puntos del difusor llega a cada porción del holograma. Como resultado, cada parte del holograma lleva información concerniente a ondas luminosas que han pasado a través de cada parte del objeto. Esto hace posible observar en forma total el objeto a través de cualquier parte del

holograma. Si el difusor se encuentra antes del objeto se tiene además información de la luz transmitida por cada parte del objeto a diferentes ángulos. Aquí cabe mencionar que el difusor debe tener una desviación estándar de las alturas de su superficie menor que la desviación estándar de la fase de la luz transmitida (Fercher 1986).

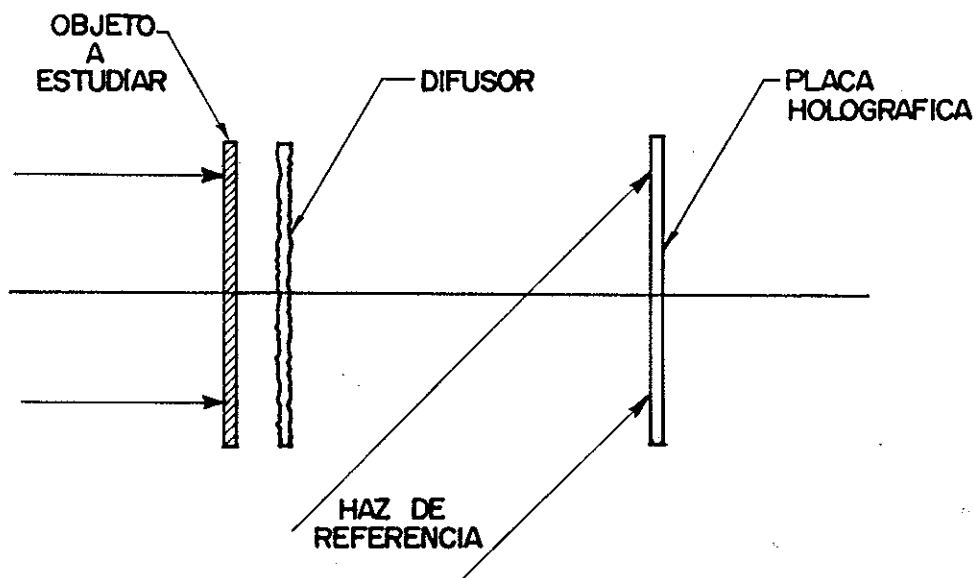


Figura 2 Arreglo para obtener un holograma de un objeto transparente con difusor.

En este caso el frente de onda grabado en un holograma, ya sea en presencia o ausencia de un objeto tiene una intrincada microestructura, debido a la interferencia de ondas luminosas que llegan a cualquier punto dado del holograma desde el difusor. Las fases de las ondas emitidas por puntos muy cercanos en el difusor difieren caóticamente. De esto resulta un cambio caótico en la fase. Por otra parte, cuando la onda del objeto pasa a través de éste, se introduce una diferencia de fase que varía lentamente de punto a punto. Esta diferencia de fase es debida a la

distribución espacial del espesor óptico del objeto. Al iluminar el holograma las dos ondas reconstruidas presentan una microestructura de fase idéntica, pero tomando en cuenta que una de las ondas pasó por el objeto, su distribución de fase difiere. (fig. 3)

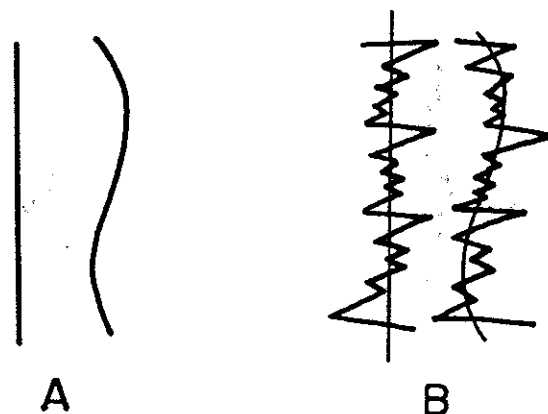


Figura 3 Comparación de las ondas que pasan por el objeto: a) sin difusor b) con difusor

El patrón de interferencia de bajas frecuencias que caracteriza las propiedades del objeto no se observa en cualquier lugar, sino sólo donde las correspondientes secciones de los dos frentes de onda con idéntica microestructura se superponen.

Cada franja de interferencia representa los puntos de los frentes de onda superpuestos para los cuales su fase difiere por un valor constante, es decir, las franjas tienen una diferencia de caminos igual. Esta diferencia está determinada por el espesor óptico del objeto en la dirección que sigue la luz, es decir, depende de la distribución espacial del índice de refracción.

Hay sin embargo casos límites en los cuales las franjas de interferencia se deben solamente al cambio de uno de los parámetros que pueden observarse. El primer caso es cuando la luz pasa a través del objeto en una sola dirección (haz paralelo). Los cambios de las diferencias de caminos entre los haces sobre el campo de vista se deben en este caso solamente a variaciones locales del índice de refracción del objeto. Estas franjas son llamadas de igual espesor. Este es el caso de los arreglos de interferometría holográfica de objetos de fase sin difusor.

Otro caso límite ocurre cuando el objeto es de espesor e índice de refracción homogéneo (una placa plano paralela), pero la luz pasa a través de él en todas las direcciones posibles (dentro de un cierto ángulo sólido). En este caso, la diferencia de caminos es la misma para todos los rayos que pasan por el objeto al mismo ángulo. Aquí se tiene franjas de igual inclinación, en forma de anillos concéntricos que se observan en el plano focal del objetivo. Un caso particular de tales anillos es el patrón de interferencia formado por un interferómetro Fabry-Perot. Tales anillos también se pueden obtener en arreglos holográficos, particularmente con difusor, lo cual asegura que la luz pasa por el objeto en todas las direcciones posibles.

II.4 TECNICAS USADAS EN LA INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA

II.4.1 TECNICA DE TIEMPO REAL

El método de tiempo real consiste en observar el patrón de interferencia de dos ondas, una reconstruida por el holograma y que corresponde al estado inicial del objeto, y otra que es transmitida por el objeto durante el tiempo de observación.

En esta técnica, el holograma se recoloca en la posición donde se grabó. Cuando se ilumina con el haz de referencia original la imagen virtual coincide con el objeto, observándose dos ondas luminosas detrás del holograma. Una es la onda reconstruida que corresponde al objeto en su estado original y otra la onda del objeto en su estado presente directamente transmitida a través del holograma. Las amplitudes de las dos ondas se suman en los puntos donde la diferencia en caminos ópticos es cero o un número entero de longitudes de onda, y se cancelan en los puntos en los que la diferencia es un semientero de longitudes de onda.

Si se considera un sistema holográfico, la intensidad en la placa holográfica cuando se graba el holograma es

$$I(x,y) = |r(x,y) + o(x,y)|^2 \quad [1]$$

donde $r(x,y)$ es la amplitud compleja debida al haz de

referencia y $O(x,y) = |O(x,y)| \exp [-i\phi(x,y)]$ es la amplitud compleja debida al objeto en su estado normal.

Suponiendo que el grabado holográfico es lineal, la amplitud de transmitancia de la placa holográfica después del revelado es

$$t(x,y) = T_0 + \beta T I(x,y) \quad [2]$$

donde el valor de β es función del material y el proceso fotográfico, T es el tiempo de exposición y T_0 es la transmitancia de la placa virgen después de revelada.

Cuando el holograma revelado se coloca otra vez en su posición original, recibe dos ondas luminosas, el haz de referencia y la proveniente del objeto modificado. La amplitud compleja de la onda transmitida por el holograma es

$$u(x,y) = t(x,y) [O'(x,y) + r(x,y)] \quad [3]$$

donde $O'(x,y)$ es la amplitud compleja de la onda del objeto modificado. Si el cambio en el objeto es muy pequeño, puede asumirse que solamente la distribución de la fase se modifica, así que

$$O'(x,y) = |O(x,y)| \exp [-i\phi'(x,y)] \quad [4]$$

En la expresión $u(x,y)$ solamente interesan aquellos términos que corresponden a la imagen primaria y a la onda transmitida directamente. Si $|r(x,y)|^2 = r^2$ la amplitud compleja puede escribirse como

$$u'(x,y) = \beta T r^2 O(x,y) + [T_0 + \beta T r^2] O'(x,y) \quad [5]$$

y, la intensidad resultante es

$$I^*(x,y) = |O(x,y)|^2 \left\{ \beta^2 T^2 r^4 + [T_0 + \beta T r^2]^2 + 2 \beta T r^2 [T_0 + \beta T r^2] \cos[\phi'(x,y) - \phi(x,y)] \right\} \quad [6]$$

Una franja brillante corresponde a la condición

$$\phi'(x,y) - \phi(x,y) = 2 n \pi \quad [7]$$

donde n es un número entero.

Si no ocurren cambios en el objeto entre el tiempo de grabado y el tiempo de observación, entonces las dos ondas que interfieren difieren una de la otra por factores constantes y no se observan franjas en el campo.

Si ocurren cambios en el objeto se observa un patrón de interferencia cuya estructura está determinada por estos cambios.

La visibilidad del patrón de interferencia es máxima cuando

$$|\beta T r^2| = |T_0 + \beta T r^2| \quad [8]$$

Para la realización práctica del método de tiempo real, el holograma después de revelado debe ser colocado exactamente en el lugar donde fué grabado.

Este método tiene el mérito de que un holograma obtenido del estado inicial de un objeto puede ser usado para estudiar la dinámica del proceso que ocurre en él, comparándolo con

una multitud de estados posteriores.

II.4.2 TECNICA DE DOBLE EXPOSICION

El método de tiempo real hace posible comparar el estado inicial de un objeto con cualquiera de los estados posteriores del objeto. Si solamente interesa uno de ellos, se puede utilizar el método de doble exposición, el cual es más sencillo desde el punto de vista experimental.

Este método consiste en la exposición de dos hologramas de un objeto en diferentes estados sobre la misma placa. Ambos son simultáneamente reconstruidos, y el interferograma que se obtiene corresponde a la comparación entre el estado inicial del objeto grabado en la primera exposición, y un segundo estado del objeto.

Si ambas exposiciones se hacen con las condiciones de iluminación y tiempo adecuadas, entonces las amplitudes de las ondas reconstruidas son iguales, lo cual asegura una buena visibilidad del patrón de interferencia. Esta condición es fácil de alcanzar en la práctica al usar este método.

La intensidad en la placa fotográfica durante la primera exposición es

$$I_1(x,y) = |r(x,y) + o(x,y)|^2 \quad [9]$$

y durante la segunda exposición es

$$I_2(x,y) = |r(x,y) + o'(x,y)|^2 \quad [10]$$

La amplitud de transmitancia del holograma resultante es entonces,

$$t(x,y) = T_0 + \beta T (I_1 + I_2) \quad [11]$$

Cuando el holograma se ilumina con el mismo haz de referencia, la amplitud transmitida en el plano del holograma es

$$u(x,y) = r(x,y) t(x,y) \quad [12]$$

De la expresión anterior sólo son de interés aquellos términos que corresponden a las dos imágenes primarias superpuestas. La amplitud compleja debido a éstas es

$$u_3(x,y) = \beta T r^2 |o(x,y)| \{ \exp(-i\phi) + \exp(-i\phi') \} \quad [13]$$

y la intensidad resultante es

$$I_3(x,y) \propto |o(x,y)|^2 \{ 1 + \cos(\phi - \phi') \} \quad [14]$$

II.5 TECNICAS USADAS PARA INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA DE HACES MULTIPLES

En la interferometría holográfica de dos haces las franjas obtenidas siguen una distribución de intensidad senoidal. Cuando esta técnica se aplica al estudio de objetos de fase cuyas variaciones son pequeñas, estas franjas no tienen la resolución y definición necesarias para realizar mediciones de estas variaciones.

Por medio de la interferometría de haces múltiples es posible obtener franjas más finas, con una distribución de intensidad de Airy (Tolansky : 1949), lo cual permite detectar con mayor exactitud las variaciones de fase que sufre un objeto.

Existen diversas maneras de producir haces múltiples en la interferometría holográfica. En la literatura se encuentran algunos trabajos reportados en esta área, los cuales se pueden dividir en dos grupos: haces múltiples obtenidos en una sola exposición y haces debidos a exposiciones múltiples. Los resultados finales son muy semejantes y cada uno de los métodos presenta sus propias dificultades experimentales.

A continuación, de una manera muy breve, se presentan los trabajos mas relevantes en interferometría holográfica de

haces múltiples reportados en la literatura.

Kazuya (1969) sobreexpone el holograma, de modo que obtiene órdenes de difracción superiores. A continuación por medio de una rejilla con la misma frecuencia que la frecuencia portadora del holograma, difracta cada frente de onda generado por el holograma de modo que los frentes de onda de cada uno de los órdenes difractados por el holograma viajan en la misma dirección después de atravesar la rejilla. Mediante una lente colimadora y una abertura pequeña, usada como filtro espacial, se tienen franjas de haces múltiples debidas a la superposición de los diferentes órdenes reconstruidos por el holograma (ver figura 4).

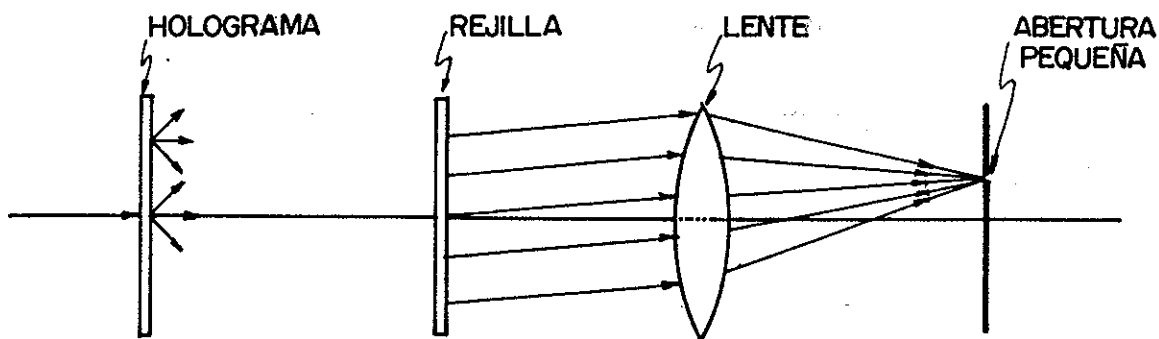


Figura 4 Arreglo utilizado por Kazuya para observar franjas de haces múltiples.

En otro trabajo, Vest y Sweeney (1970) generan haces múltiples utilizando una rejilla de fase. Esta, divide la onda del objeto en un número discreto de ondas planas que

viajan en varias direcciones (ver fig.5).

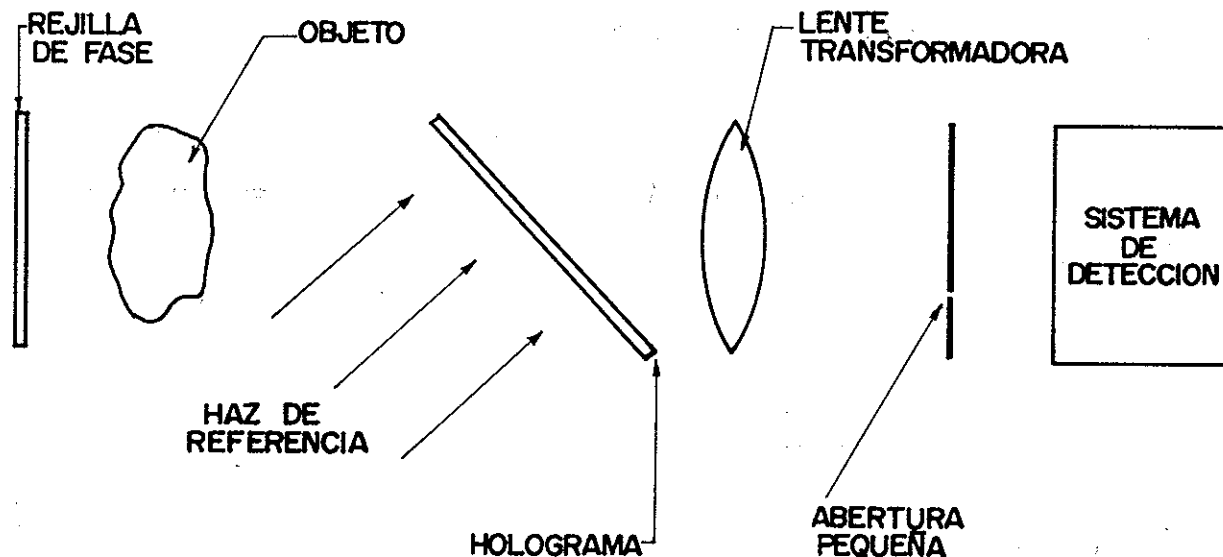


Figura 5 Arreglo utilizado por Vest y Sweeny para generar haces múltiples.

A la salida del holograma se utiliza una lente transformadora de Fourier y una abertura pequeña para realizar filtraje espacial.

Weigl y Friedrich (1970), para el estudio de objetos de fase, colocan el objeto en el interior de un etalón para obtener franjas de haces múltiples (ver fig.6). En este trabajo los resultados reportados no son buenos pues el patrón de interferencia resultante tiene poca visibilidad.

Los tres trabajos antes mencionados son del tipo de una sola exposición. En lo que respecta a exposiciones múltiples, el trabajo mas importante tanto en el aspecto

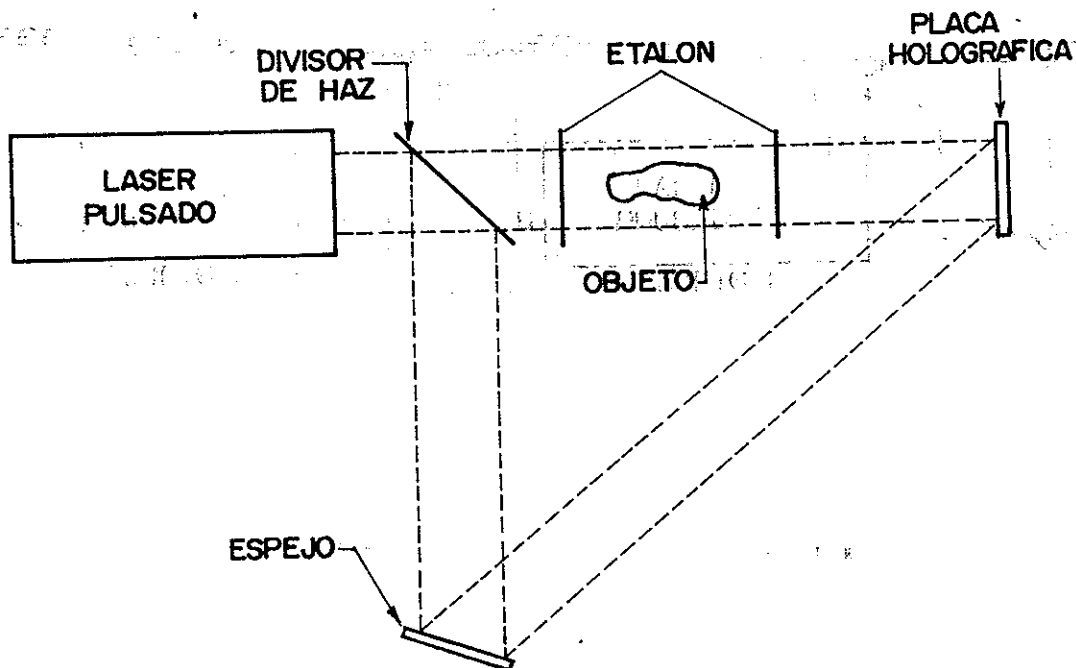


Figura 6 Arreglo utilizado por Weigl y Friedrich para generar haces múltiples.

experimental como teórico es el realizado por Burch y Tokarsky (1968). Ellos realizan exposiciones múltiples compensadas (tiempos de exposición diferentes para mejorar la visibilidad) sobre una placa holográfica, la cual se desplaza sucesivamente con respecto a su posición original. Para ello utilizan el arreglo que se muestra en la fig. 7. Los resultados obtenidos son muy interesantes, en ellos se muestra como las franjas se van adelgazando a medida que aumenta el número de exposiciones, sin que la visibilidad de las mismas disminuya. A diferencia de los trabajos anteriores en este se utiliza iluminación difusa.

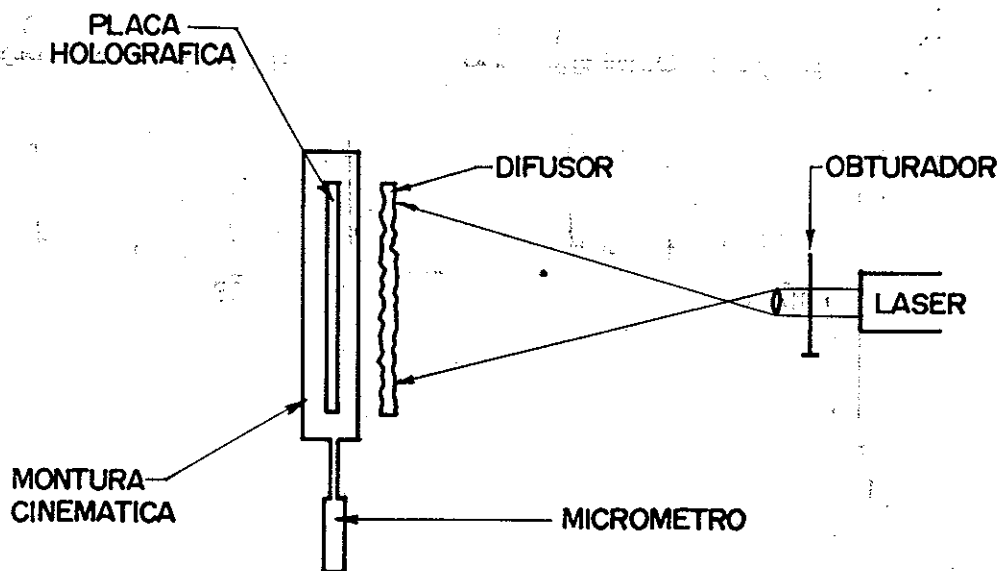


Figura 7 Arreglo utilizado por Burch y Tokarsky para generar haces múltiples.

III ANALISIS TEORICO DEL INTERFEROMETRO HOLOGRAFICO MODIFICADO

III.1 INTRODUCCION

La interferometría holográfica de haces difusos ha sido utilizada para evaluar depósitos de gelatinas dicromadas y termoplásticos cuyos espesores varían entre una y veinte micras (Tentori et al :1986)). Motivados por los resultados reportados, se aplicó esta técnica para evaluar depósitos de películas delgadas dieléctricas de espesores del orden de una décima de micra. Debido a los espesores tan pequeños de las películas delgadas, las variaciones de fase introducidas por las mismas resultan también pequeñas y apenas detectables en el patrón de interferencia obtenido. Esto hace que no sea posible evaluar la calidad del depósito ni medir su espesor en un punto dado a partir del interferograma generado.

Una manera de mejorar la resolución de la técnica anterior consiste en producir franjas de interferencia más finas mediante las cuales se resalten las diferencias de fase debidas a la presencia de las películas delgadas. Por medio de la interferometría de haces múltiples es posible obtener franjas más finas en la interferometría convencional (Tolansky : 1949). Con el fin de realizar interferometría holográfica de haces múltiples se modificó el arreglo

utilizado anteriormente, agregando un etalón Fabry-Perot delgado en forma de cuña en el haz del objeto. Con esto se obtienen varios haces desplazados lateralmente uno del otro que iluminan el objeto en varias direcciones. A continuación se muestra la teoría involucrada en este trabajo.

III.2 INTERFEROMETRIA HOLOGRAFICA DE DOS HACES

Un esquema del arreglo óptico utilizado inicialmente se muestra en la figura 8. En el haz del objeto la luz se colima, este haz de luz colimada pasa por la muestra que se desea evaluar y después llega a una placa difusora, y de ahí la luz se esparce iluminando totalmente la placa holográfica. Este sistema es un interferómetro holográfico en línea cuya sensibilidad a desplazamientos longitudinales es mucho menor que a desplazamientos laterales (Celaya et al : 1986). Si las variaciones de fase introducidas en el haz del objeto son debidas al depósito de una película delgada en la dirección longitudinal, el interferómetro es poco sensible a éstas, por lo que si se enfoca sobre el difusor no se observan franjas. Si la observación se efectúa en el plano focal del sistema de observación, se obtienen franjas de igual inclinación con una visibilidad muy pobre por lo que es necesario producir un desplazamiento lateral del difusor para generar franjas portadoras donde se lleve información sobre las variaciones de fase que sufre el objeto. La presencia del difusor no

modifica la forma del interferograma, pues basta con considerar la diferencia de caminos entre puntos correspondientes sobre los dos frentes de onda que interfieren para evaluar las variaciones de intensidad que constituyen el patrón de interferencia.

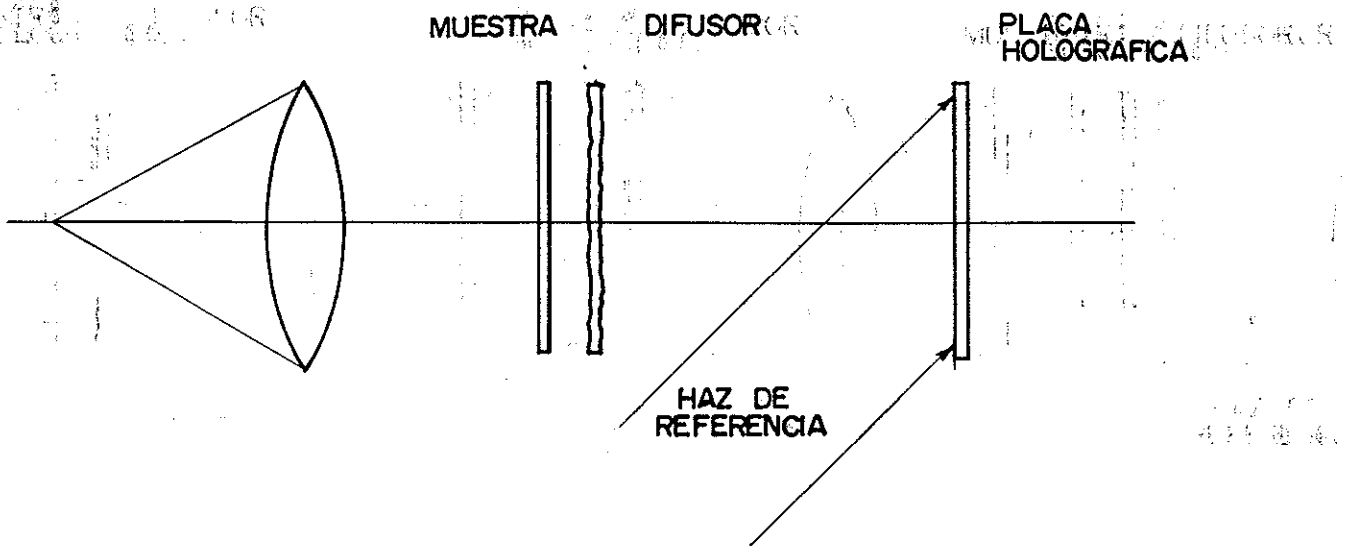


Figura 8 Esquema del arreglo utilizado inicialmente para evaluar películas delgadas.

El interferómetro funciona de la siguiente manera: primero se realiza una exposición de la placa holográfica en la cual, en el lugar de la muestra, se encuentra sólo el sustrato (se usó una placa de vidrio) sobre una montura cinemática, después se retira el sustrato del arreglo y se realiza el depósito. Posteriormente se regresa la placa de vidrio a su posición original, se desplaza lateralmente el difusor y se toma la segunda exposición.

Después de revelar el holograma e iluminarlo con el haz

de referencia, se observa un patrón de franjas rectas detrás de él, producido por la interferencia de dos frentes de onda desplazados lateralmente. La deformación de éstas franjas da información directa de la topografía del depósito realizado sobre la placa de vidrio. Si se desea conocer el espesor del depósito, se deja una región de la placa de vidrio sin cubrir, con lo que se generan dos patrones de franjas desplazados entre sí. El corrimiento entre las franjas correspondientes a la región con depósito y la región sin depósito es proporcional al espesor de la película.

Para analizar el patrón de franjas que se obtiene es necesario determinar la diferencia de caminos ópticos entre los frentes de onda que interfieren, lo cual se hace a partir de consideraciones geométricas del arreglo utilizado. En la figura 9 se muestra un esquema de la geometría del sistema.

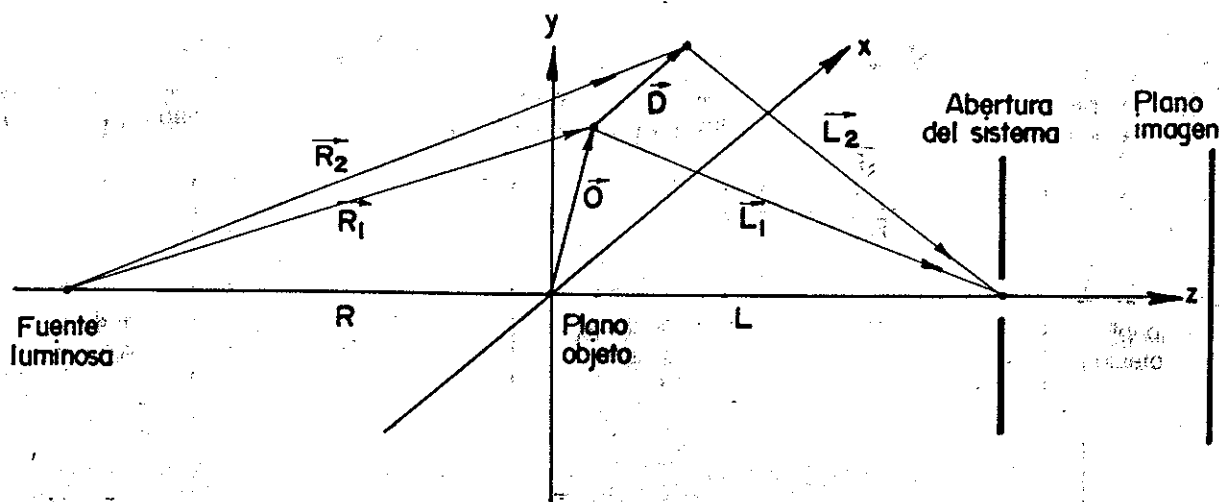


Figura 9 Geometría del arreglo óptico utilizado.

Para simplificar el tratamiento teórico se hace coincidir el plano XY con la superficie frontal del objeto. Los vectores $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ son los vectores unitarios en la direcciones X, Y, Z respectivamente. El vector \vec{R} une el origen del sistema y la fuente luminosa, y el vector \vec{L} une el origen del sistema y el vértice de la abertura de entrada del sistema de observación (Celaya; 1986). Entre los vectores \vec{L} y \vec{R} se forman los ángulos θ_L y θ_R respectivamente, que en este caso son de casi 90 grados. El vector \vec{O} representa la distancia de un punto cualquiera sobre la superficie frontal del objeto y el origen, y el vector \vec{D} es el desplazamiento que sufre dicho punto y está dado por $Dx\hat{i} + Dy\hat{j} + Dz\hat{k}$.

En los trabajos de Liu y Kurtz (1973), como en los de Hetch (1973) se muestra que la diferencia de caminos ópticos entre la fuente luminosa y el vértice de la abertura de entrada del sistema de observación, para un desplazamiento está dado, a primera aproximación, por

$$DCO = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \frac{L+R}{LR} (\vec{O} \cdot \vec{D} + \frac{D^2}{2}) - \vec{D} \cdot \left(\frac{\vec{L}}{L} + \frac{\vec{R}}{R} \right) \right\} \quad [15]$$

donde

$$\frac{\vec{L}}{L} = -\cos \theta_L \hat{i} + \sin \theta_L \hat{k} \quad \frac{\vec{R}}{R} = \cos \theta_R \hat{i} + \sin \theta_R \hat{k} \quad [16]$$

para el caso en que se tiene un desplazamiento lateral puro, es decir, $\vec{D} = Dx \hat{i}$, la ecuación 15 toma la forma

$$DCO = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \frac{L+R}{LR} \left(x Dx + \frac{1}{2} D_x^2 \right) - Dx (-\cos \theta_L + \cos \theta_R) \right\} \quad [17]$$

como en este caso $\theta_L \approx \theta_R \approx 90$ grados, la expresión

anterior se simplifica

$$DCO = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \frac{L+R}{LR} \left(x D_x + \frac{1}{2} D_x^2 \right) \right\} \quad [18]$$

para el caso en que se tiene un desplazamiento lateral puro y además se agrega el depósito, la diferencia de caminos ópticos está dada por

$$DCO = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \frac{L+R}{LR} \left(x' D_x + \frac{1}{2} D_x^2 \right) + (n-1)t \right\} \quad [19]$$

donde t es el espesor de la película y n su índice de refracción. Si se compara el desplazamiento lateral puro con el desplazamiento lateral con depósito

$$\frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \frac{L+R}{LR} \left[D_x (x' - x) + (n-1)t \right] \right\} = 0 \quad [20]$$

en los mismos trabajos antes mencionados, se obtiene la relación

$$\frac{L+R}{LR} = \frac{\lambda}{D_x \Delta x} \quad [21]$$

a partir de la cual se obtiene que

$$t = \frac{\lambda (x' - x)}{(n-1)(x_{n-1} - x_n)} \quad [22]$$

Esta última expresión permite conocer el espesor de un depósito comparando la posición de las franjas en la región del depósito con la posición de las franjas en la región sin depósito.

II.3 PRODUCCION DE HACES MULTIPLES

En la figura 10 se muestra un esquema del interferómetro modificado para realizar interferometría holográfica de haces múltiples. La modificación consiste en introducir un etalón Fabry-Perot antes de la muestra. De este etalón emergen

varios haces deslizados lateralmente que iluminan la muestra en diversas direcciones.

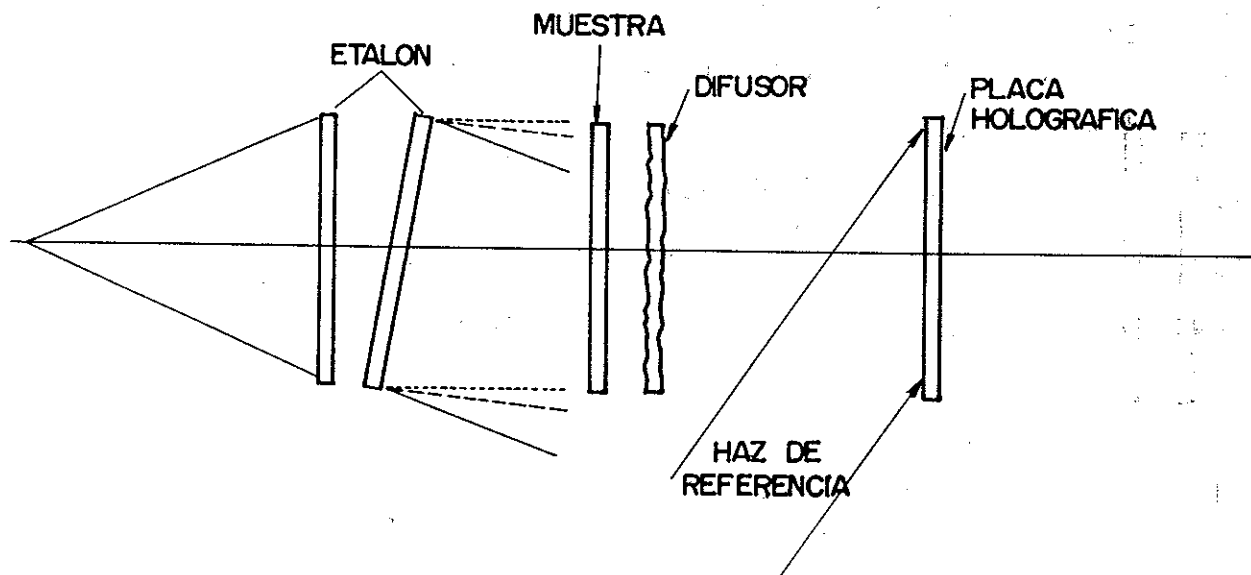


Figura 10 Modificación al arreglo introduciendo un etalón.

Un etalón consiste en un par de placas plano paralelas parcialmente transparentes y de alta calidad. Si se ilumina un etalón con luz colimada que incide normalmente, a la salida de él se tiene varios haces superpuestos que difieren en fase y amplitud, las cuales dependen de la separación de las placas y los coeficientes de reflexión y transmisión de las mismas.

Debido a que se quiere que los haces que emergan del etalón puedan iluminar a la muestra en varias direcciones, es necesario inclinar una de las caras del etalón para formar una cuña. En este caso, la diferencia de fase entre dos haces consecutivos no es una constante. Los haces

transmitidos se encuentran desplazados lateralmente, en una cantidad que depende del ángulo de la cuña y la separación de las placas.

Considerando todos los haces que iluminan la muestra como si provinieran de diferentes fuentes separadas tanto longitudinal como lateralmente, se puede encontrar una expresión que represente la distribución de intensidad en el plano imagen. La distribución compleja de amplitud en el plano imagen, debido al primer haz (el que se transmitió directamente en el etalón) es

$$A_1(x,y) e^{i\varphi_1(x,y)} e^{i\beta_1(x,y)} \quad [23]$$

donde φ_1 es el retraso en fase debido al etalón y β_1 el retraso en fase debido al objeto. La contribución del segundo haz (el que tuvo una doble reflexión en el etalón) es

$$A_2(x,y) e^{i\varphi_2(x,y)} e^{i\beta_2(x,y)} \quad [24]$$

debido a que los dos haces viajan casi paralelos al llegar al objeto, β_1 y β_2 se pueden considerar iguales, no así φ_1 y φ_2 ya que φ_2 es mayor que φ_1 debido al camino recorrido en la doble reflexión. Se puede considerar, en general, que la contribución del n-ésimo haz es de la forma

$$A_n(x,y) e^{i\varphi_n(x,y)} e^{i\beta_1(x,y)} \quad [25]$$

donde A_n depende de los coeficientes de reflexión y transmisión de los semiespejos que forman el etalón. La distribución compleja de amplitud en el plano imagen es

$$U_1 = \left\{ \sum_{n=1}^N A_n(x, y) e^{i\varphi_n} \right\} e^{i\beta_1} \quad [26]$$

Después de realizar el depósito se introduce un desplazamiento lateral, la distribución compleja de amplitud en el plano imagen es

$$U_2 = \left\{ \sum_{m=1}^M A_m(x, y) e^{i\varphi_m} \right\} e^{i\beta_2} \quad [27]$$

donde β_2 es el retraso en fase debido al objeto tomando en cuenta que este ha sido modificado. Al superponer las amplitudes U_1 y U_2 mediante la interferometría holográfica se

tiene que

$$U_T = \left\{ \sum_{n=1}^N A_n e^{i\varphi_n} \right\} e^{i\beta_1} + \left\{ \sum_{m=1}^M A_m e^{i\varphi_m} \right\} e^{i\beta_2} \quad [28]$$

y la distribución de intensidad está dada por

$$I = \left[\left\{ \sum_{n=1}^N A_n e^{i\varphi_n} \right\} e^{i\beta_1} + \left\{ \sum_{m=1}^M A_m e^{i\varphi_m} \right\} e^{i\beta_2} \right] \cdot$$

$$\left[\left\{ \sum_{n=1}^N A_n e^{-i\varphi_n} \right\} e^{-i\beta_1} + \left\{ \sum_{m=1}^M A_m e^{-i\varphi_m} \right\} e^{-i\beta_2} \right]$$

$$= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M 2 A_n A_m \left\{ \cos(\varphi_n - \varphi_m) + \cos(\varphi_n - \varphi_m) \cos(\beta_1 - \beta_2) + \right. \\ \left. \sin(\varphi_n - \varphi_m) \sin(\beta_1 - \beta_2) \right\}$$

[28.b]

debido a la doble sumatoria, $\sin(\varphi_n - \varphi_m)$ se cancela con $\sin(\varphi_m - \varphi_n)$ por lo que el último término de la expresión anterior se cancela. Reescribiendo se tiene

$$\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n A_m \cos(\varphi_n - \varphi_m) \cos^2\left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)$$

[29]

la cantidad $\beta_1 - \beta_2$ ya se conoce (ecuación 18), solo falta calcular la diferencia $\gamma_n - \gamma_m$, lo cual se hace en la continuación.

II.4. CALCULO DE LA DIFERENCIA DE CAMINO DEBIDA AL ETALÓN EN CAMBIO DEL

Si se tiene una cuña formada por dos semiespejos la cual se ilumina con un haz de luz colimada, a la salida se tienen varios haces desplazados lateralmente cuyas fases dependen del número de reflexiones internas en el etalón, la separación de los semiespejos, el ángulo entre los semiespejos y el ángulo al que incide la luz sobre el etalón.

Para realizar los cálculos de la diferencia de camino óptico debido al etalón se utiliza la figura 11, donde se muestra la trayectoria de la luz dentro de la cuña debido a las reflexiones internas. La luz incide normal a la primera superficie.

Un rayo de luz que llega a un punto A sobre la cuña, atraviesa el espacio entre las placas y llega al punto B donde parte del haz es transmitido y parte es reflejado. Después de dos reflexiones internas, parte del haz sale por el punto C, y similarmente salen partes del haz por los puntos C, D, Las amplitudes de los haces que emergen del etalón van disminuyendo con el número de reflexiones

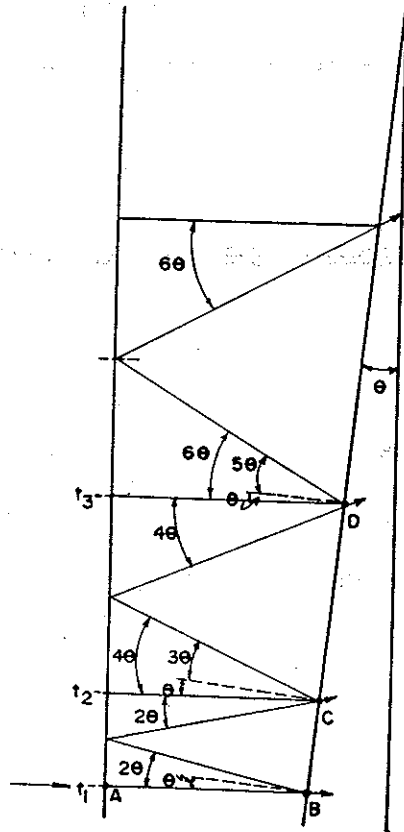


Figura 11 Recorrido de la luz en un cristal en forma de cuña.

internas. Entre el rayo que sale por el punto B y el que sale por el punto C existe una diferencia de caminos de

$$D_1 = \frac{t_1}{\cos 2\theta} + \frac{t_2}{\cos 2\theta} \quad [30]$$

Entre el rayo que sale por el punto B y el rayo que sale por el punto D, la diferencia de caminos es

$$D_2 = D_1 + \frac{t_2}{\cos 4\theta} + \frac{t_3}{\cos 4\theta} \quad [31]$$

y en general, la diferencia de caminos entre el rayo que sale por el punto N está dada por

$$D_n = \sum_{n=1}^N \frac{1}{\cos 2n\theta} (t_n + t_{n+1}) \quad [32]$$

La relación entre los espesores t_n y t_{n+1} puede obtenerse a partir de la figura 12. puede observarse en los dos

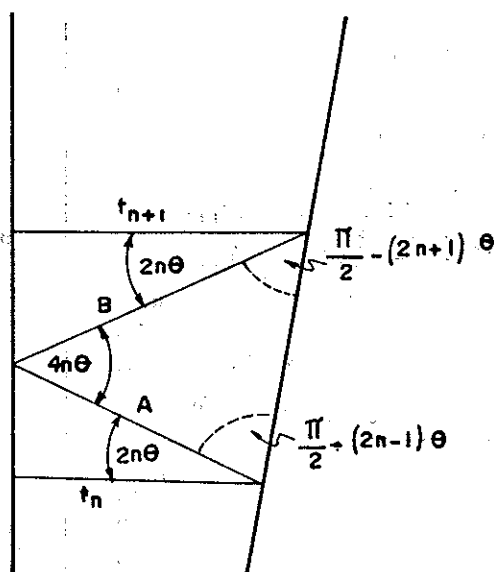


Figura 12 Geometría asociada a los espesores dentro de la cuña.

triángulos rectángulos de los extremos superior e inferior, que

$$\cos 2n\theta = \frac{t_n}{A} = \frac{t_{n+1}}{B}$$

[33]

y de la ley de los senos

$$\frac{\sin(\frac{\pi}{2} - (2n+1)\theta)}{A} = \frac{\sin(\frac{\pi}{2} - (2n-1)\theta)}{B}$$

[34]

ésta última expresión puede reescribirse como

$$\frac{\cos(2n+1)\theta}{A} = \frac{\cos(2n-1)\theta}{B}$$

[35]

combinando las ecuaciones 33 y 35 se tiene

$$t_{n+1} = t_n \frac{\cos(2n-1)\theta}{\cos(2n+1)\theta}$$

[36]

la cual se puede simplificar como

$$t_{n+1} = t_1 \frac{\cos\theta}{\cos(2n+1)\theta}$$

[37]

sustituyendo el resultado anterior en la ecuación 32 se obtiene

$$D_n = \sum_{n=1}^N 2t_1 \cos^2 \theta \frac{1}{\cos(2n-1)\theta \cos(2n+1)\theta} \quad [38]$$

La expresión anterior representa la diferencia de caminos entre el rayo que no sufrió reflexiones y el n-ésimo rayo transmitido después de sufrir reflexiones dentro de la cuña. Aquí hay que hacer notar que la expresión 38 representa la diferencia de caminos exacta, sin hacer ninguna aproximación, y que de ella es posible llegar a resultados particulares como los obtenidos por Tolansky (1949) en los cuales se supone un número grande de reflexiones y un ángulo pequeño de la cuña.

Si sustituimos la expresión 38 en la 29, obtenemos la expresión para la intensidad :

$$I = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n A_m \left\{ \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sum 2t_1 \cos^2 \theta \frac{1}{\cos(2n-1)\theta \cos(2n+1)\theta} \right) \right\} \quad [39]$$

$$\cdot \left\{ \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \left[\frac{L+R}{LR} \left(\chi D_x + \frac{1}{2} D_x^2 \right) \right] \right\}$$

IV RESULTADOS EXPERIMENTALES

IV.1 INTRODUCCION

En este capítulo se hace una comparación entre los resultados obtenidos utilizando interferencia entre dos haces y entre haces múltiples. Para llevar a cabo esto, primero mediante la técnica de interferometría holográfica de dos haces, descrita en el capítulo anterior se evalúan depósitos de películas delgadas. Para mejorar la resolución de la técnica se modifica el arreglo introduciendo, primero, un etalón grueso en forma de cuña con el cual se producen haces múltiples que iluminan el objeto en diversas direcciones. Los resultados obtenidos presentan mala visibilidad, por lo que, para mejorarla, se utiliza un etalón delgado como generador de haces múltiples. En este capítulo se presentan los resultados obtenidos en cada caso, además de que se discuten las ventajas y limitaciones de la técnica de haces múltiples a partir de las expresiones matemáticas desarrolladas en el capítulo anterior y los resultados obtenidos experimentalmente. En todos los casos se utilizan películas de ZnS con un espesor óptico de un cuarto de longitud de onda.

IV.2 RESULTADOS EXPERIMENTALES

Utilizando el arreglo que se muestra esquemáticamente en la figura 13 se realizó interferometría holográfica de dos haces para evaluar depósitos de películas delgadas. El sistema usa como fuente luminosa un laser de He-Ne, el objeto y la placa holográfica están colocadas sobre monturas dinámicas que permiten retirarlos y después volverlos a colocarlos en su posición original. El difusor se encuentra sobre una placa que puede desplazarse lateralmente con precisión micrométrica.

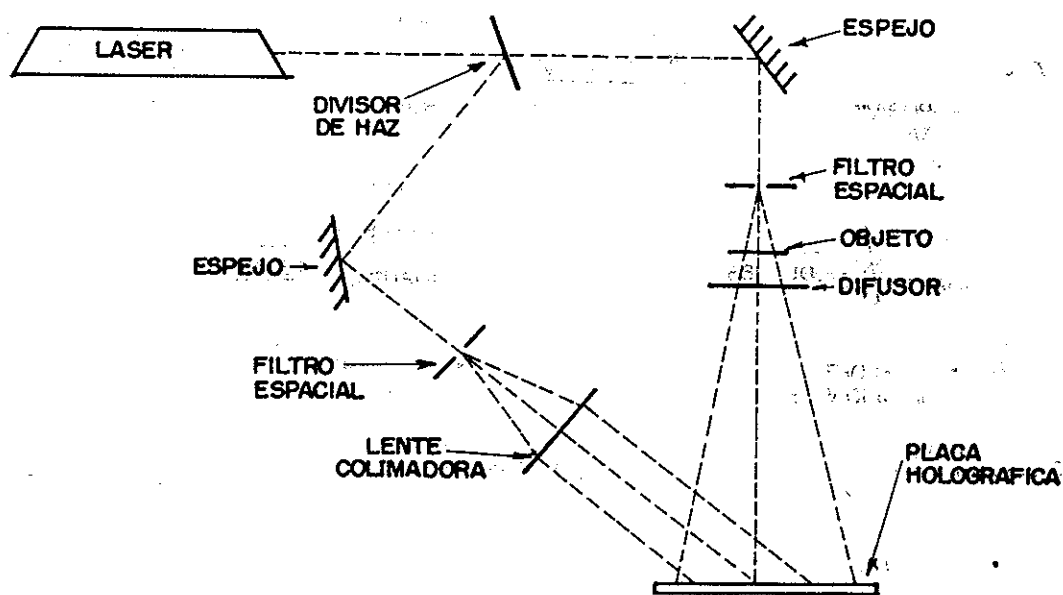


Figura 13 Arreglo utilizado para realizar interferometría holográfica de dos haces.

Se usó la técnica de doble exposición en este trabajo. En la primera exposición el objeto es una placa de vidrio de ventana que después será el sustrato donde se deposite la

película delgada. Antes de la segunda exposición se realizó el depósito de una película de ZnS de un espesor óptico de un cuarto de longitud de onda ($\lambda = 550$ nm.) y un índice de refracción de 2.35. y además se añadió un desplazamiento lateral de la placa difusora. Se escogió el ZnS por ser uno de los materiales más utilizados en el área de películas delgadas.

El patrón de interferencia obtenido se muestra en la figura 14, en la cual se puede apreciar claramente la región donde se encuentra el depósito de la película delgada, ya que las franjas rectas sufren un corrimiento en ese lugar.

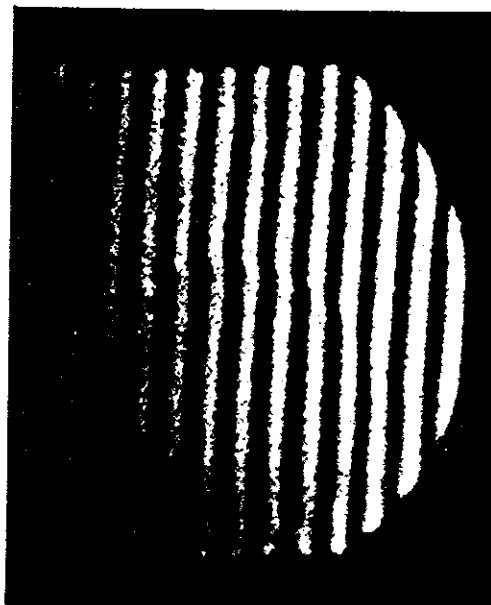


Figura 14 Interferograma correspondiente a un depósito de ZnS.

Esta técnica había sido utilizada para evaluar depósitos de espesores mucho mayores (hasta 20 micras), y mediante el experimento antes descrito se mostró que se puede utilizar

para espesores del orden de 0.1 micras. Sin embargo, aunque se detecta la presencia de la película no es posible evaluar la calidad de la misma debido a la falta de resolución.

En el interferograma anterior las franjas brillantes y oscuras son casi del mismo espesor. Si uno de estos conjuntos de franjas estuviera formado por franjas más finas, las variaciones de fase introducidas por el depósito resaltarían más haciendo posible una evaluación más exacta.

Para aumentar la sensibilidad del arreglo, éste se modificó introduciendo un etalón en forma de cuña como el que se muestra en la figura 15. Con él se producen haces múltiples que iluminan el objeto desde varias direcciones. Los resultados obtenidos, los cuales se muestran en la figura

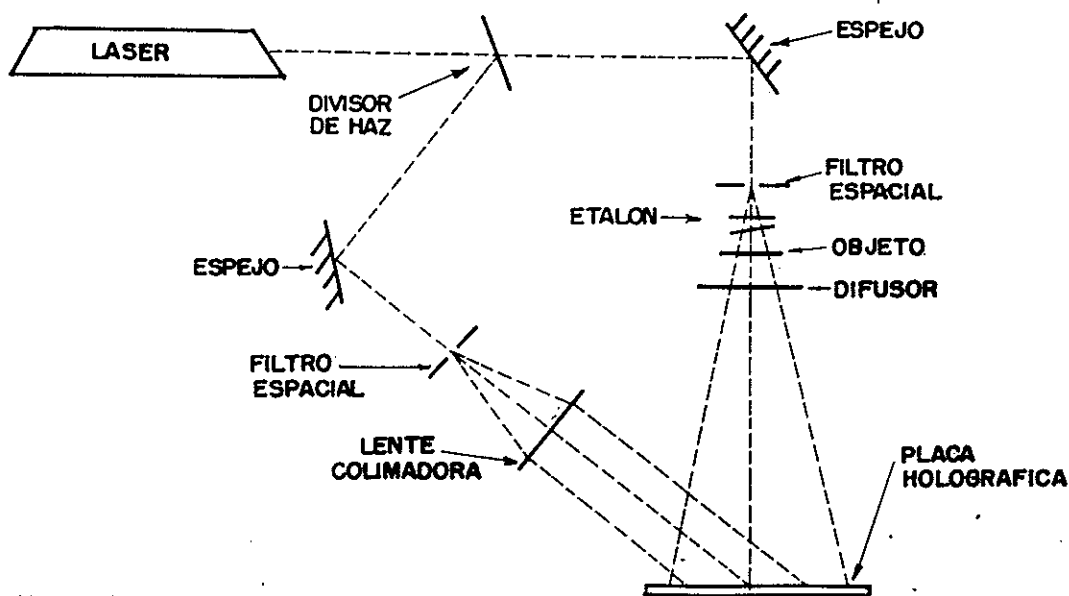


Figura 15 Esquema del arreglo interferométrico modificado para producir haces múltiples.

16, fueron parcialmente positivos, las franjas oscuras se

adelgazaron pero la visibilidad disminuyó considerablemente. El problema de la variación radial de la visibilidad se debe a la diferencia de fase, relativamente grande, introducida por el etalón. El interferograma observado fue tomado de un monitor de t.v. que se usó con el fin de mejorar el contraste, pero a pesar de esto puede apreciarse la falta de uniformidad en la distribución de intensidad en el patrón de franjas. Este problema de la visibilidad, aunque en mayor grado, se puede observar también en los resultados reportados por Weigl (1970) cuando coloca el objeto entre las placas del etalón. Su origen también fué tratado ya por Celaya (1986) quien mostró que la visibilidad de las franjas de interferencia disminuye radialmente cuando se introduce un desplazamiento longitudinal en un interferómetro holográfico que utiliza luz difusa en el haz del objeto.

Para resolver el problema de la mala visibilidad, se tiene que disminuir la diferencia de caminos introducida por el dispositivo que genera los haces múltiples. Esto se hace utilizando un etalón cuyas placas se encuentran muy próximas entre sí (1 mm). Los resultados obtenidos con un etalón delgado se muestran en las figuras 17 y 18, en ellas se aprecia que el problema de la visibilidad disminuyó, aunque en los extremos superior e inferior de las franjas se observa todavía que las franjas se redondean ligeramente.

La figura 17 muestra un interferograma correspondiente a

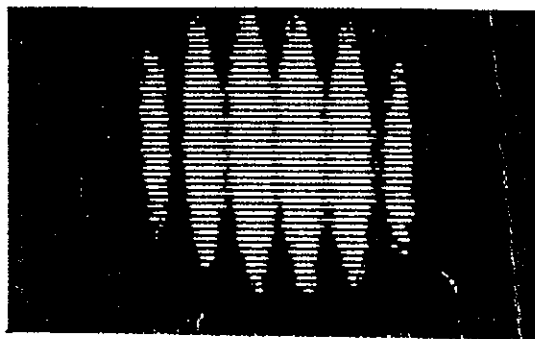


Figura 16 Patrón de interferencia obtenido con un etalón grueso

una película de ZnS de iguales características que la utilizada antes de introducir el etalón. En este caso la película abarca la mitad del sustrato y la frontera entre la región con depósito y la región sin depósito es una línea recta que cruza por la parte media del sustrato. Se pueden

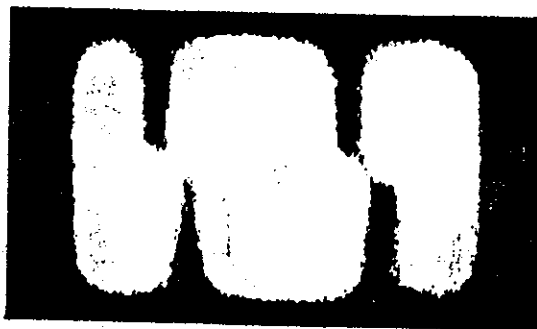


Figura 17 Interferograma correspondiente a un depósito de ZnS utilizando un etalón delgado.

diferenciar fácilmente las dos regiones del sustrato, ya que el corrimiento que sufre el patrón de franjas es más notorio

en virtud de que las franjas oscuras son ahora mas delgadas que las brillantes . En la figura 18 se muestra un interferograma que corresponde a un depósito que cubre totalmente la placa de vidrio. Las deformaciones que se observan en las franjas proporcionan información directa de la uniformidad del depósito.



Figura 18 Interferograma correspondiente a otro depósito de de ZnS el cual cubre todo el sustrato.

Aunque el desarrollo teórico del capítulo anterior predice un adelgazamiento de las franjas similar al que ocurre en la interferometría clásica de haces múltiples, esto no sucede experimentalmente. Esto se debe a las limitaciones del material holográfico de responder linealmente en un intervalo que contenga exposiciones que difieren en ordenes de magnitud, como es el caso de los haces que emergen del etalón (con una reflectancia del 95 por ciento en las placas del etalón, el primer haz es 25 veces más intenso que el segundo, 600 veces más intenso que el el tercero, etc.).

En la figura 19 se muestra una curva HD característica de un material holográfico. Exposiciones fuera del intervalo de linealidad se pierden, sólo las variaciones de intensidad

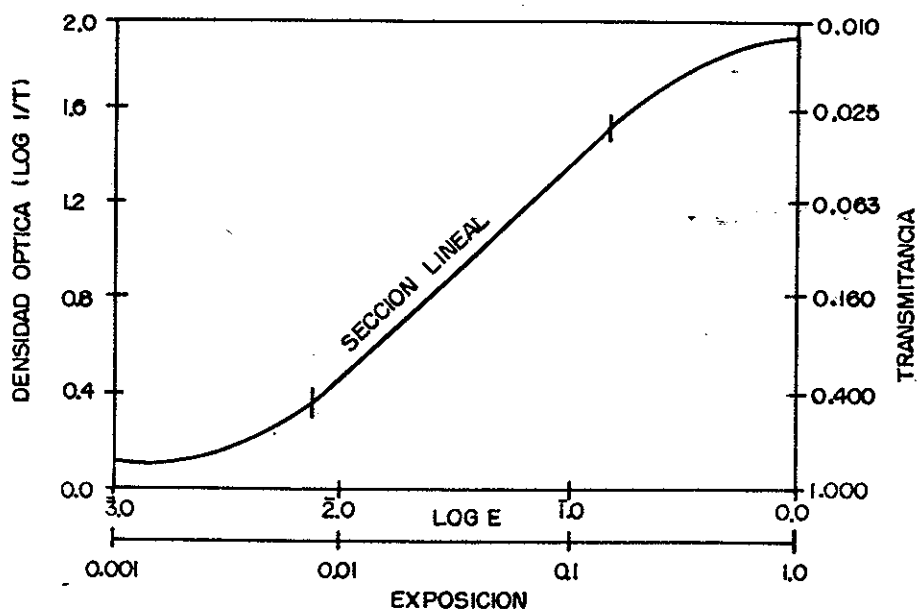


Figura 19 Curva característica de un material holográfico.

comprendidas en este intervalo contribuyen para la formación del patrón de interferencia. Esto limita la modulación que es posible alcanzar en el grabado holográfico para los haces que sufren varias reflexiones internas dentro del etalón, dando como resultado que se reduzca el número de haces que interfieren. Debido a las variaciones de intensidad tan pequeñas que representan los haces subsecuentes, esta información no contribuye al grabado holográfico en el sentido de que las rejillas que generan presentan una eficiencia de difracción muy baja durante el proceso de reconstrucción. Landry y Philips (1975) reportan para una

placa Agfa 10E75 una eficiencia de difracción menor de 0.4 por ciento para cuatro exposiciones compensadas.

V CONCLUSIONES

En este trabajo se propone una modificación a un interferómetro holográfico en línea, utilizado para evaluar la topografía de depósitos de algunas micras de espesor, para que trabaje con depósitos de películas delgadas. En base a los resultados obtenidos, se concluye que:

Se mejora la sensibilidad de la técnica introduciendo un etalón en forma de cuña, con lo cual se generan haces múltiples que iluminan el objeto en varias direcciones. Si el etalón introduce una diferencia de caminos grande la visibilidad disminuye radialmente, por lo que se debe de usar un etalón delgado.

Las franjas obtenidas con la presencia del etalón son mas delgadas, pero no tanto como las obtenidas en la interferometría clásica. El análisis teórico no muestra ninguna limitación al adelgazamiento de las franjas. Sin embargo se observa experimentalmente que la técnica tiene un límite y este es consecuencia de las características propias de la holografía, ya que las placas holográficas no responden de igual forma a dos o mas haces que difieren notablemente en intensidad.

Cabe hacer mencionar que como resultado adicional dentro

del análisis teórico del funcionamiento del sistema modificado se obtuvo una relación exacta para el camino óptico recorrido por un haz de luz que incide perpendicular a una cuña considerando un número arbitrario de reflexiones internas.

LITERATURA CITADA

Burch J.M. y M.J. Tokarski, 1968, Production of multiple beam fringes from photographic scatter, p. 101-105, Optic Acta 15

Celaya M. , D. Tentori y R. Villagomez , 1986, Analysis of in line objet beam hologram interferometer, p. 124-129, Proceedings of SPIE 673

Fercher A. F. , 1986, Two-wavelength speckle interferometric technique for rough surface contour measurement, p. 623-626, Optical Engineering 25

Hetch N. L. , J. E. Minardi y R.L. Fusek, 1973, Quantitative theory of prediction fringe pattern formation in holographic interferometry, p. 2665-2670, Applied Optics 12

Kazuya Matsumoto, 1969, Holographic multiple beam interferometry, p. 777, Journal of Optical Society of America 9

Landry M. y G. Philips, 1975, Measurement of diffraction efficiency and signal to noise for single exposure and multiple exposure hologram, Reporte Técnico de Sandia

Laboratories SAND74-0155

Liu H. K. y R. L. Kurt, 1977, A practical method for holographic interference fringe assessment, p. 176-180, Optical Engineering 16

Salazar D., J. Camacho y D. Tentori, 1987, Caracterización de la topografía de películas delgadas dieléctricas mediante interferometría holográfica. Primer Congreso Nacional de Óptica, Cholula Pue.

Tentori D. y M. Celaya, 1986, Film deposit assessment with hologram interferometry, p. 2707-2712, Applied Optics 25

Tolansky S., 1949, Multiple Beam interference of surfaces and films, Oxford University Press, London.

Vest C. M. y D. W. Sweeney, 1970, Holographic interferometry of transparent objects with illumination from phase gratings, p. 40, Applied Optics 9

Weigl F., O. M. Friedrich y A. A. Dougal, 1970, Multiple pass nondifuse holographic interferometry, p. 41-44, IEEE Journal QE6