

A mis padres José y Alicia,
a mis hermanos Francisco y Alicia,
a mi pequeña Paulina,
al travieso José Manuel,
y a mi compañera y amiga Rosy.

INDICE

LISTA DE FIGURAS.	iii
ARTICULOS PUBLICADOS Y CONFERENCIAS DERIVADAS DE ESTA INVESTIGACION	vii
CAPITULO 1	
INTRODUCCION.	1
CAPITULO 2	
REVISION DE TECNOLOGIAS PARA LA FABRICACION DE MICROELEMENTOS OPTICOS	4
2.1 Introducción	4
2.2 Fabricación de microelementos ópticos binarios	5
2.3 Fabricación de micro-óptica de relieve continuo mediante técnicas de escritura directa	10
2.3.1 Método de escritura con un haz láser	11
2.3.2 Método de escritura con un haz de electrones	14
2.4 Otras técnicas para la fabricación de microóptica	16
2.4.1 Método de fundición	16
2.4.2 Calentamiento con un haz láser	18
2.4.3 Maquinado con punta de diamante	19
2.4.4 Técnica de máscara de medios tonos	21
2.5 Referencias	22
CAPITULO 3	
ESCRITURA DIRECTA DE MICROELEMENTOS OPTICOS PARA RADIACION INFRARROJA MEDIA EN MATERIAL POLIETILENO	25
3.1 Introducción.	25
3.2 Material y método empleados en la fabricación de microlentes.	26

3.3	Caracterización de las microlentes fabricadas	29
3.4	Desempeño de las microlentes fabricadas.	38
3.5	Fabricación y caracterización de rejillas de difracción	40
3.6	Referencias	49

CAPITULO 4

HOLOGRAFIA DIGITAL	51
-------------------------------------	-----------

4.1	Introducción	51
4.2	Cálculo de la distribución de amplitud en el plano del holograma	56
	4.2.1 Cálculo de la estructura analógica del holograma.	60
	4.2.2 Cuantización de la estructura analógica del holograma	65
4.3	Referencias	68

CAPITULO 5

PRENSADO TERMICO DE ELEMENTOS DIFRACTIVOS MEDIANTE EL USO DE UN PATRON MAESTRO AUTOREVELABLE	70
---	-----------

5.1	Introducción	70
5.2	Diseño de hologramas generados por computadora.	72
5.3	Selección de los materiales de grabación.	77
5.4	Fabricación de patrones maestros y elementos difractivos.	81
5.5	Resultados experimentales	84
5.6	Referencias	93

CAPITULO 6

CONCLUSIONES.	95
------------------------------	-----------

APENDICE 1.	97
----------------------------	-----------

LISTA DE FIGURAS

	Pag.
Fig. 2.1	Función de espesor continua para una rejilla diente de sierra y una aproximación a tal función mediante cuatro niveles discretos (N=2). 7
Fig. 2.2	Proceso de fabricación de un elemento óptico binario de cuatro niveles. 9
Fig. 2.3	Proceso de fabricación de un microelemento óptico de relieve continuo mediante el método de escritura directa con un haz láser. 12
Fig. 2.4	Representación del proceso de fundición de fotoresist para fabricar microlentes. 17
Fig. 2.5	Esquema del proceso de formación de una microlente cuando un substrato se calienta localmente con un haz láser. 20
Fig. 3.1	Arreglo experimental empleado en la fabricación de microlentes para radiación infrarroja media. 28
Fig. 3.2	Diagrama de la configuración empleada en la fabricación de arreglos de microlentes para infrarrojo. 30
Fig. 3.3	Perfiles de a) superficies frontales y b) superficies posteriores de varias microlentes, medidas con un analizador de superficies. Para estas muestras, el tiempo de exposición fue la variable. Una apertura circular de 2 mm de diámetro y una densidad de potencia de 0.108 W/mm^2 en el plano de grabación fueron empleadas en su fabricación. 31
Fig. 3.4	Distancia focal como una función del tiempo de exposición para microlentes grabadas con una densidad de potencia de 0.108 W/mm^2 32

Fig. 3.5	Comportamiento de la sagita como función del tiempo de irradiación para a) superficies frontales y b) superficies posteriores de varias microlentes fabricadas.	34
Fig. 3.6	Comparación entre los perfiles medidos de a) la superficie frontal y b) la superficie posterior de una microlente con el arco de un círculo ajustado.	35
Fig. 3.7	Comparación entre los perfiles experimentales de a) la superficie frontal y b) la superficie posterior de la microlente de la figura 3.6 con una curva gaussiana.	36
Fig. 3.8	Patrón de una sección de un arreglo de microlentes dado por un microscopio interferencial.	37
Fig. 3.9	Perfil de intensidad de un haz de un láser de CO ₂ enfocado por una microlente biconvexa de 1.9 mm de diámetro y una longitud focal de 61 mm.	39
Fig. 3.10	Arreglo de manchas de luz infrarroja enfocadas por un arreglo 3x3 de microlentes con 300 μm de diámetro y 400 μm de periodo.	41
Fig. 3.11	Imagen térmica producida por una microlente fabricada y vista por una cámara piroeléctrica.	42
Fig. 3.12	Diagrama del arreglo experimental empleado en la grabación de rejillas de difracción por interferencia.	44
Fig. 3.13	Máxima modulación de superficie de rejillas de difracción fabricadas como función del tiempo de exposición. Las rejillas tuvieron una frecuencia espacial de 6.3 líneas/mm.	45
Fig. 3.14	Eficiencia de difracción como función del tiempo de exposición para rejillas fabricadas con una frecuencia espacial de 6.3 líneas/mm.	46

Fig. 3.15	Imagen de los ordenes infrarrojos difractados por una rejilla de 6.3 líneas/mm. Su eficiencia de difracción fue de ~20%.	48
Fig. 4.1	Ilustración de la relación entre $g(x)$ y $f(x)$: la amplitud compleja $g(x)$ está dada dentro del campo total y la señal $f(x)$ dentro de la ventana Σ	59
Fig. 4.2	Diagrama de un algoritmo iterativo de transformada de Fourier.	62
Fig. 5.1	Patrón de difracción deseado a ser generado en el campo lejano por el holograma.	74
Fig. 5.2	Función de transmisión de fase binaria del elemento difractivo.	75
Fig. 5.3	Simulación del patrón de intensidad normalizado generado en el plano de Fraunhofer por el holograma diseñado.	76
Fig. 5.4	Transmitancia y absorbancia como función de la radiación UV para el material fotopolímero usado en la fabricación de los patrones maestros.	79
Fig. 5.5	Transmitancia como función de la radiación infrarroja para placas de PE con 0.4 mm de espesor.	80
Fig. 5.6	Diagrama del arreglo experimental para la fabricación de patrones maestros.	82
Fig. 5.7	Fotografía de una parte de una rejilla de difracción fabricada por prensado térmico en PE.	85
Fig. 5.8	Fotografía de una sección de un CGH binario fabricado en un substrato de PE.	86
Fig. 5.9	Comportamiento de la modulación de superficie del material fotopolímero como función de la frecuencia espacial para películas con espesores de a) 20 μm y b) 50 μm	87

Fig. 5.10	Comportamiento de la eficiencia de difracción en el infrarrojo medio como una función de la modulación de superficie para rejillas de difracción fabricadas en PE.	90
Fig. 5.11	Ordenes difractados en el infrarrojo medio producidos por una rejilla fabricada y vistos por una cámara piroeléctrica.	91
Fig. 5.12	Patrón de difracción infrarrojo producido en el campo lejano por un CGH fabricado en PE.	92

ARTICULOS PUBLICADOS Y CONFERENCIAS DERIVADAS DE ESTA INVESTIGACION

Artículos publicados

S. Calixto and M. Ornelas-Rodriguez, "Mid-infrared microlenses fabricated by the melting method," *Opt. Lett.* **24**, 1212-1214 (1999).

M. Ornelas-Rodriguez and S. Calixto, "Direct laser writing of mid-infrared microelements on polyethylene material," *Opt. Eng.* **40**, 921-925 (2001).

M. Ornelas-Rodriguez and S. Calixto, "Thermal embossing of mid-infrared diffractive optical elements by use of a self-processing photopolymer master," (a ser publicado en *Applied Optics* en su edición de Agosto 2002).

Conferencias internacionales

"Mid-infrared refractive optical elements made in a polymer matrix", presentado en *SPIE's Symposium on Micromachining and Microfabrication*, Santa Clara, California, Septiembre 1999.

"Mid-infrared optical elements fabricated on polymer materials", presentado en *International Conference on Application of Photonic Technology*, Quebec, Canadá, Junio 2000.

"Microlenses made in the end of optical fibers by the melting method", presentado en *Diffractive Optics and Micro-Optics 2000*, Quebec, Canadá, Junio 2000.

"Fabrication des hologrammes genere par ordinateur pour l'infrarouge", presentado en *69^e Congres de l'Association Canadienne Francaise pour l'Avancement des Sciences (ACFAS)*, Sherbrooke, Canadá, Mayo 2001.

"Fabrication of polymer diffractive elements for mid-infrared radiation", presentado en *Diffractive Optics and Micro-Optics 2002*, Tucson, Arizona, Junio 2002.

Conferencias nacionales

“Fabricación y caracterización de microelementos ópticos para infrarrojo en materiales polímeros”, presentado en el *XLI Congreso Nacional de Física*, San Luis Potosí, S.L.P., México, Octubre 1998.

CAPITULO 1

INTRODUCCION

En los últimos años ha habido una iniciativa creciente para fabricar instrumentos y aparatos de uso común cada vez más pequeños. Esto ha ocasionado el surgimiento y desarrollo de nuevas áreas de investigación que buscan soluciones a los problemas actuales, así como nuevos avances científicos y tecnológicos. Entre estos nuevos campos se encuentra la microóptica. Este término comprende el diseño, fabricación y prueba de elementos ópticos cuyas dimensiones corresponden a unos cuantos cientos de micras. Los microelementos ópticos incluyen lentes, espejos, prismas, rejillas, polarizadores y en general toda estructura que altera algún estado o dirección de la luz.

Esta tendencia hacia la miniaturización ha traído oportunidades para investigar técnicas nuevas de fabricación y materiales que permitan producir microelementos ópticos con mejor calidad y desempeño. En la actualidad, tecnologías como la de óptica binaria, escritura directa y maquinado con punta de diamante, por mencionar algunas, han sido desarrolladas para transformar la información derivada del proceso de diseño en microcomponentes ópticos eficientes fabricados en una variedad de sustratos.

El objetivo de la presente investigación consiste en proponer métodos y materiales alternativos para la fabricación de microelementos ópticos que

trabajen con radiación infrarroja media ($\lambda=10.6 \mu\text{m}$). Se requiere que las técnicas de fabricación y los substratos empleados representen opciones simples y económicas para la producción de microóptica; pues actualmente estos elementos se fabrican con materiales y equipos costosos.

En el capítulo 2 se muestra una somera revisión de las principales tecnologías desarrolladas hasta nuestros días en la fabricación de microelementos ópticos. Se hace énfasis en las tecnologías de óptica binaria y de escritura directa. La tecnología de óptica binaria, haciendo uso de procesos y equipos desarrollados para la industria microelectrónica, permite la fabricación de elementos ópticos difractivos de excelente calidad. Estos elementos fabricados poseen un relieve de superficie cuantizado. Por otro lado, microelementos de relieve continuo pueden ser fabricados mediante técnicas de escritura directa, las cuales emplean un haz láser o de electrones enfocados para escribir sobre la superficie de algún material sensible.

El capítulo 3 presenta la fabricación directa de microelementos ópticos de relieve continuo mediante la irradiación de un substrato de polietileno con un láser de CO_2 . Estos elementos son diseñados para trabajar en transmisión con radiación infrarroja media. Se analiza la influencia de algunas variables del proceso de fabricación en los parámetros finales de los elementos fabricados. Se estudia la calidad de sus superficies por medios mecánicos y ópticos y se muestra la habilidad de las microlentes para enfocar y formar imágenes con radiación infrarroja.

En el capítulo 4 se revisa el cálculo y la cuantización de la función de transmitancia de un holograma generado por computadora mediante el empleo del Algoritmo Iterativo de Transformada de Fourier.

El capítulo 5 muestra la fabricación de elementos difractivos de fase con relieve binario mediante una replicación directa por prensado térmico de un patrón maestro y un substrato de polietileno. Estos elementos también trabajan en transmisión con radiación infrarroja media. Se analiza el proceso de fabricación del patrón maestro por litografía empleando un material fotopolímero autorevelable que cura con radiación UV. Se estudia la influencia de algunas variables del proceso en el desempeño de los elementos fabricados.

Finalmente, en el capítulo 6 se presentan conclusiones de este proyecto de investigación.

CAPITULO 2

REVISION DE TECNOLOGIAS PARA LA FABRICACION DE MICROELEMENTOS OPTICOS

2.1 Introducción

En los últimos años, el uso de los microelementos ópticos se ha incrementado considerablemente en múltiples áreas como la optoelectrónica y las telecomunicaciones. El aumento en el número de aplicaciones de estos componentes es debido a varios factores como el mejoramiento de los métodos de diseño y modelado óptico, el surgimiento de técnicas avanzadas de fabricación y materiales que permiten producir microelementos de alta calidad y con características ópticas específicas.

Los elementos microópticos fabricados pueden ser refractivos, reflectivos, difractivos o híbridos. Los elementos refractivos y reflectivos son estructuras con un relieve de superficie que son diseñados usando las leyes de la óptica geométrica, tratando a la luz por refracción y reflexión de rayos geométricos en interfaces ópticas. En contraste, los elementos ópticos difractivos (DOEs) consisten de zonas, las cuales retardan la onda incidente mediante una modulación del índice de refracción o por modulación del relieve de su superficie. La luz emitida de las diferentes zonas interfiere y

forma el frente de onda deseado. La decisión en usar algún tipo de elemento óptico para un problema específico depende de varios parámetros, por ejemplo, del espectro de la fuente de luz, de la función óptica a desempeñar, de la eficiencia requerida del elemento, etc.

Un aspecto interesante en la evolución de la microóptica radica en el hecho de que la industria de la microelectrónica, además de ser una de las áreas principales que demandan el desarrollo de dispositivos microópticos, también ha sido quien en mayor escala ha proporcionado la tecnología necesaria para fabricarlos. En efecto, la tecnología empleada en la fabricación de microcircuitos electrónicos se ha podido adecuar a la fabricación de microelementos ópticos que poseen un alto grado de desempeño. En este capítulo se presenta una breve revisión de los métodos más importantes desarrollados en la fabricación de elementos microópticos.

2.2 Fabricación de microelementos ópticos binarios

La tecnología más importante desarrollada para la fabricación de elementos ópticos difractivos con un relieve de superficie cuantizado se conoce como tecnología de óptica binaria. Este nombre refleja la codificación binaria tanto de la función de fase como del proceso de fabricación de los elementos difractivos. La tecnología de óptica binaria explota la flexibilidad y precisión de las técnicas de fabricación VLSI (integración a muy grande escala) de circuitos integrados, principalmente de la fotolitografía y del

micromaquinado, para producir microóptica difractiva en diferentes substratos (Veldkamp, 1983; Swanson, 1989; Werner, 1991; Hasman, 1991).

Es posible obtener una aproximación a una función de espesor continua $\Delta(x,y)$, calculada para un elemento difractivo, mediante la discretización de esta función para obtener un conjunto de 2^N niveles discretos que por lo general son igualmente espaciados. La figura 2.1 muestra el perfil de fase ideal de una rejilla diente de sierra y una versión cuantizada de tal perfil con $2^N = 4$ niveles discretos. La rejilla continua tiene la propiedad de que si la variación de fase pico a pico que introduce es exactamente 2π radianes, el 100% de la luz incidente será dirigida hacia el primer orden de difracción. El precio que se paga en la rejilla cuantizada consiste en que la eficiencia de difracción depende del número de niveles empleados para aproximar el perfil del relieve continuo, de acuerdo con la relación (Borrelli, 1999)

$$\eta = \left[\text{sinc} \left(\frac{\pi}{2^N} \right) \right]^2 \quad (2.1)$$

Así, al incrementar el número de niveles discretos, las propiedades de la rejilla cuantizada se aproximan a las de la rejilla de relieve continuo.

De manera general, el proceso de fabricación de un elemento difractivo cuantizado a 2^N niveles consta de N pasos discretos, cada uno de los cuales consiste en la aplicación de fotoresist a la superficie del substrato que se desea

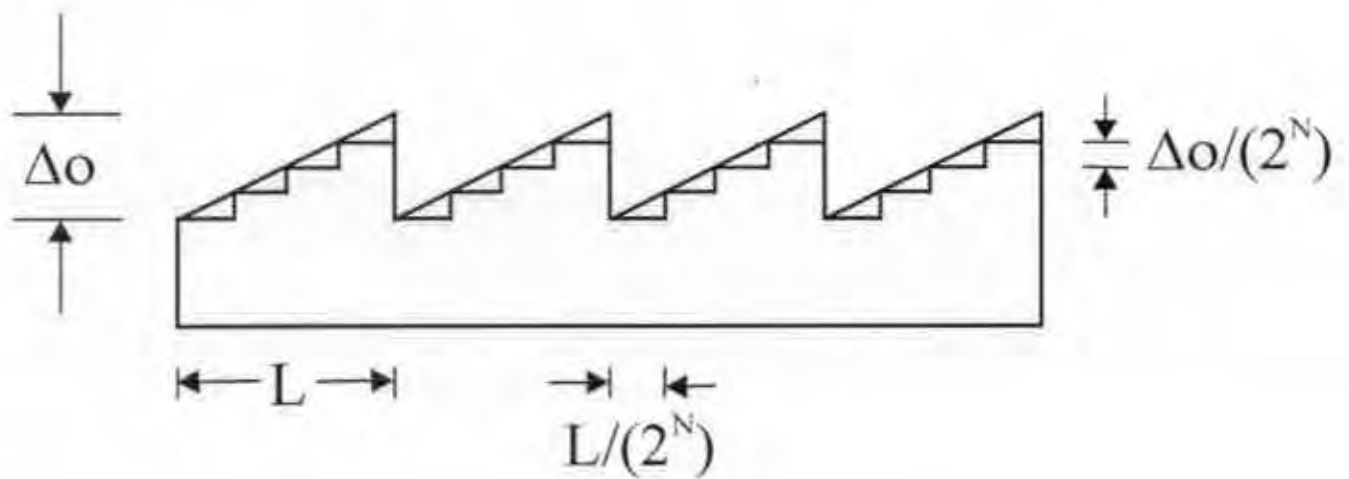


Fig. 2.1 Función de espesor continua para una rejilla diente de sierra y una aproximación a tal función mediante cuatro niveles discretos ($N=2$).

procesar, exposición a través de una de las N máscaras binarias requeridas, revelado del fotoresist y micromaquinado.

La figura 2.2 ilustra el proceso mediante el cual se genera una aproximación de cuatro niveles discretos a un perfil diente de sierra continuo. Para este caso particular se requieren $N=2$ series de operaciones para su fabricación. El inciso (a) de la figura muestra la superficie del sustrato cubierto con fotoresist, el cual es una película fotosensible que se deposita sobre el sustrato mediante algún sistema centrífugo o de vacío. Enseguida, se expone el conjunto a través de la primera máscara binaria a radiación cuyo intervalo de longitud de onda coincide con el de la sensibilidad del resist. Las máscaras son diseñadas en computadora de acuerdo con la estructura deseada del elemento difractivo y debido a la alta resolución requerida, se fabrican regularmente en películas de cromo mediante dispositivos que escriben con un haz de electrones. Después de la exposición se revela el fotoresist. En el caso de un fotoresist positivo, el proceso de revelado remueve las áreas expuestas y no altera las zonas no expuestas; mientras que para un fotoresist negativo ocurre lo opuesto. En esta figura se supone el uso de fotoresist positivo. Posteriormente, se aplica un proceso de micromaquinado para remover el material de las zonas no protegidas en el sustrato, como se muestra en el inciso (b) de la figura. Al método más común de micromaquinado se le llama ataque reactivo de iones, también conocido como RIE (Reactive Ion Etching). La razón de remoción de material depende del sustrato empleado. Un valor típico para sílice fundida es del orden de $15 \text{ min}/\mu\text{m}$. La profundidad requerida se controla mediante el tiempo de ataque.

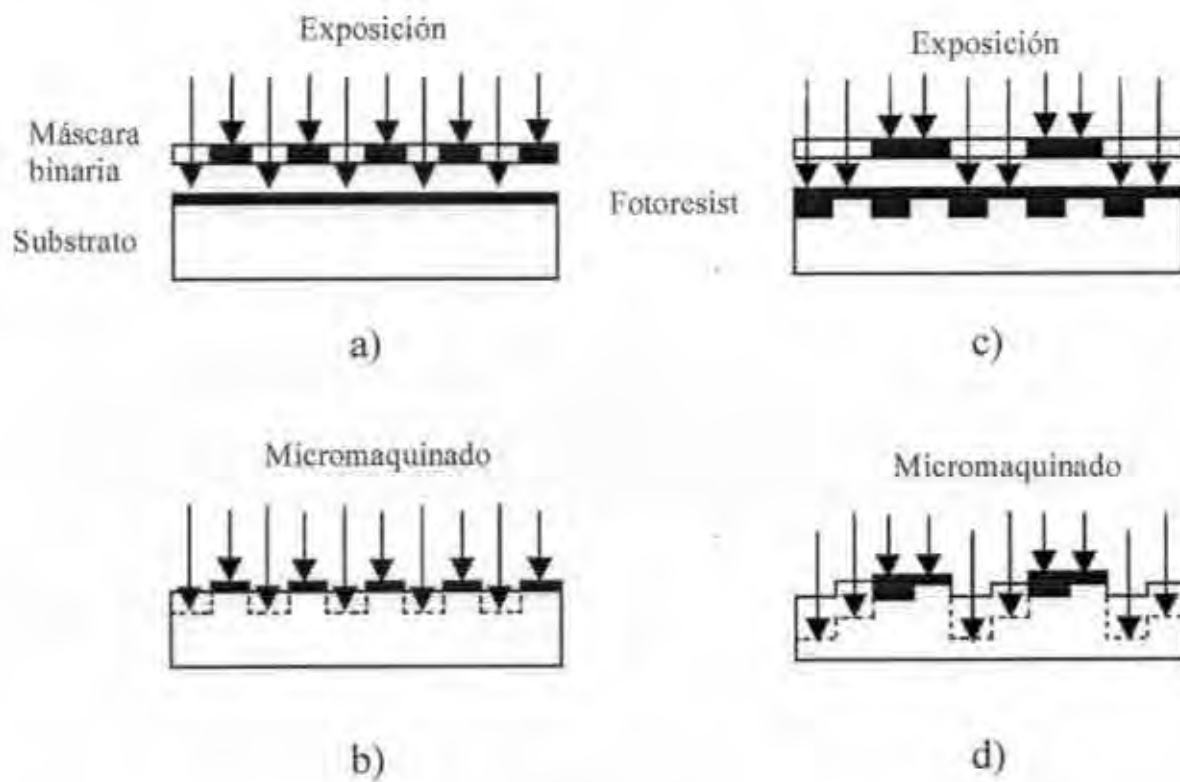


Fig. 2.2 Proceso de fabricación de un elemento óptico binario de cuatro niveles.

El paso siguiente (inciso c) consiste en recubrir la superficie del substrato por segunda vez con una película de resist y exponerla a través de una segunda máscara binaria, la cual requiere alinearse previamente con respecto a la posición ocupada por la primera máscara. Los errores de alineación producirán defectos en el relieve del elemento difractivo y disminución en su eficiencia de difracción. Después de volver a revelar el fotoresist, un segundo proceso de micromaquinado remueve las porciones no protegidas del substrato a la profundidad deseada como se ilustra en el inciso (d). Para el caso del elemento difractivo de 4 niveles, el proceso de fabricación termina aquí. Si se desea un elemento con 2^N niveles, entonces como se mencionó anteriormente, son necesarias N máscaras diferentes, exposiciones y procesos de revelado y micromaquinado.

2.3 Fabricación de microóptica de relieve continuo mediante técnicas de escritura directa

Es posible fabricar microelementos de relieve continuo a partir de los datos de diseño mediante diversas tecnologías de escritura directa, tal como la escritura con un haz láser o con un haz de electrones. En estos métodos, una película de material sensible a la radiación se expone localmente usando un sistema de posicionamiento controlado por computadora. El control exacto de la intensidad del haz y del proceso de revelado permite la obtención de complejas microestructuras de relieve continuo. El elemento de relieve original puede reproducirse posteriormente en masa a partir de un molde

metálico fabricado utilizando técnicas de electroformado, obteniéndose grandes cantidades de copias a bajo costo.

Las diferencias entre los elementos de relieve continuo y sus equivalentes binarios disminuyen conforme el número de niveles discretos se incrementa. De manera general, se considera que el desempeño óptico de un elemento binario de ocho niveles es prácticamente el mismo que el de su equivalente en relieve continuo. La tecnología actual se encuentra mejor desarrollada para la fabricación de micro-óptica binaria, debido a que como se mencionó anteriormente, está basada en la tecnología de fabricación de circuitos electrónicos. Las tecnologías de escritura directa aún están en la etapa de laboratorio, aunque los progresos en los últimos años han sido considerables. A continuación se revisan las dos tecnologías más importantes desarrolladas para la escritura directa: el método de escritura con un haz láser (direct laser beam writing) y el método de escritura con un haz de electrones (e-beam writing).

2.3.1 Método de escritura con un haz láser

La exposición controlada de una película de fotoresist a un haz láser hace posible la fabricación de microelementos ópticos de relieve (Haruna, 1990; Langlois, 1992; Gale, 1994). El fotoresist debe procesarse de tal manera que el espesor local de la película revelada sea una función continua y preferentemente lineal de la exposición. Los pasos del proceso de fabricación se muestran en la figura 2.3. Inicialmente, la microestructura que se desea

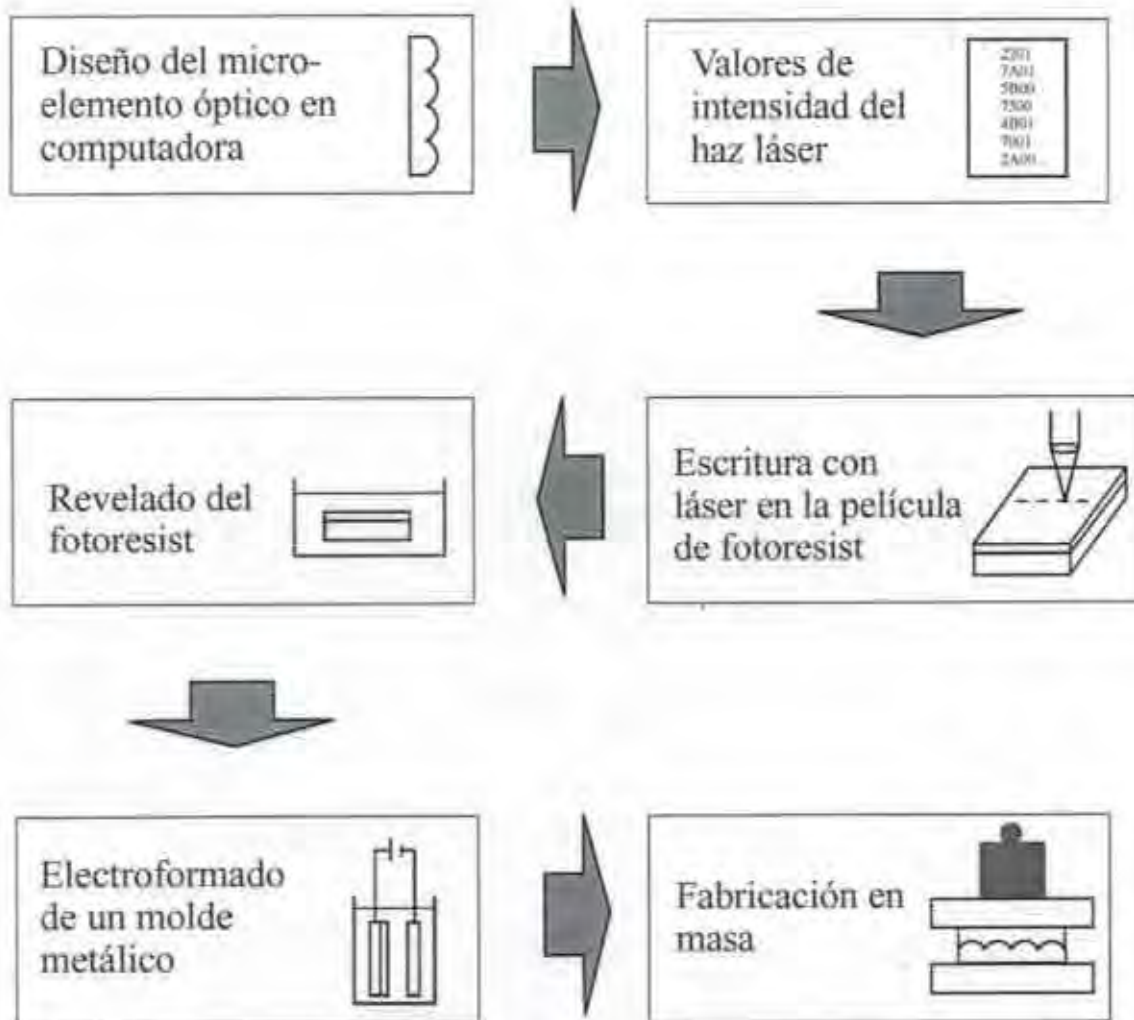


Fig. 2.3 Proceso de fabricación de un microelemento óptico de relieve continuo mediante el método de escritura directa con un haz láser.

fabricar se calcula en un programa de diseño óptico. Los datos del diseño se convierten en valores de intensidad del haz láser usando información de calibración que define la relación entre la intensidad del haz y la correspondiente altura de relieve de la película después del revelado. Enseguida, en la etapa de escritura, el substrato cubierto con una película fotosensible se expone al haz enfocado del láser mediante un control exacto y sincronizado de posicionamiento e intensidad del láser. Finalmente, un control adecuado del proceso de revelado de la película expuesta produce el elemento de relieve deseado. Un sistema de escritura láser es descrito en detalle por Gale (1994).

El tiempo de escritura en un sistema láser es largo (muchas horas para un elemento de pocos centímetros cuadrados de área). Sin embargo, dado que la película revelada se copia generalmente por electroformado a un molde que posteriormente se usará para producción en masa, el tiempo consumido es relativamente insignificante.

Por otro lado, como el elemento microóptico original se elabora en una película de fotoresist, las características de este material juegan un papel importante en la calidad y desempeño óptico de los microelementos fabricados. Algunos de los requisitos principales de un material fotoresist son: (1) Factibilidad para producir películas con espesores uniformes, (2) linealidad en sus características de revelado para obtener un intervalo dinámico amplio, (3) alta calidad en el acabado de su superficie y (4) reproducibilidad en sus parámetros. Afortunadamente existen a un nivel comercial materiales que satisfacen estos criterios, los cuales han sido desarrollados originalmente para aplicaciones en la industria de semiconductores. Dichos materiales pueden

formar películas de alta calidad en el intervalo de espesores de 1 a 5 μm y sus sensibilidades típicas a una longitud de onda de 442 nm varían entre 10 y 100 mJ/cm^2 .

En microestructuras con un tamaño lateral característico mínimo L , el grado al cual la forma del perfil ideal $h(x,y)$ puede reproducirse está limitado por el diámetro del haz enfocado D (diámetro a $1/e$ intensidad máxima para haces con distribución Gaussiana) y por el espaciamiento entre las líneas de escritura d . En la práctica, $D \sim d < L/5$ proporciona resultados aceptables.

2.3.2 Método de escritura con un haz de electrones

El método de escritura directa con un haz de electrones es una tecnología alternativa al método de escritura láser presentado en el apartado anterior. La fabricación de microestructuras ópticas de relieve continuo con un haz de electrones ha sido descrita por varios autores (Fujita, 1982; Aoyama, 1990; Urquhart, 1993; Ekberg, 1994; Däschner, 1995). Esta técnica requiere que la película de material sensible al haz de electrones sea depositada sobre sustratos conductivos para evitar efectos de carga y que sea expuesta bajo condiciones de vacío.

La construcción básica de un sistema típico de escritura por haz de electrones consiste de una fuente de electrones, una cámara de vacío, óptica para desviar y enfocar el haz de electrones y una mesa x-y con movimientos de alta precisión controlados por computadora donde se coloca el sustrato

recubierto con la película sensible. Verheijen (1993) presenta una descripción detallada de un sistema de escritura por haz de electrones.

Existen principalmente dos tipos de sistemas de escritura por haz de electrones; uno emplea un haz enfocado y el otro un haz de forma variable. En ambos, la deflexión del haz está limitado a unos cuantos milímetros, por lo que para la fabricación de elementos con áreas mayores se requiere la unión de múltiples campos de escritura. Sistemas modernos de control permiten unir estas áreas con una exactitud de unos cuantos nanómetros.

Los sistemas de escritura con un haz de electrones enfocado han evolucionado a partir de los microscopios de barrido electrónico. El haz de escritura tiene generalmente un perfil de densidad Gaussiano y su diámetro en la zona enfocada puede ser del orden de nanómetros, por lo que es adecuado para fabricar estructuras con una alta resolución. La desventaja de estos sistemas es que la exposición se realiza pixel a pixel en forma serial ocasionando que las velocidades de escritura sean limitadas y que disminuyan aún más cuando el diámetro del haz enfocado es menor.

Por otro lado, los sistemas de escritura con haz de electrones de forma variable tienen velocidades de escritura significativamente mayores. La exposición se lleva a cabo mediante un haz cuya forma es una imagen reducida de una apertura generalmente rectangular. El tamaño del haz en el plano imagen se varía dinámicamente y sus valores cambian desde 0.1 hasta 5 μm . De esta manera, el tamaño del haz de escritura puede optimizarse continuamente de acuerdo al relieve local de la estructura que se desea fabricar.

Sin embargo, la resolución lateral y el tamaño mínimo característico que se obtienen con el método de escritura con haz de electrones dependen también de la función de dispersión de punto del haz en la película sensible. Esta función depende a su vez de un número de factores, incluyendo la energía del electrón, el material y espesor de la película de resist, el material del sustrato, etc. Es una superposición de funciones resultantes del enfocamiento del haz de electrones, del esparcimiento en el resist y del retroesparcimiento en el sustrato. El ensanchamiento de la función de dispersión de punto debido al esparcimiento de los electrones se conoce generalmente como efecto de proximidad y provoca una resolución efectiva menor a la del haz enfocado correspondiente. El efecto de proximidad puede reducirse por diferentes técnicas incluyendo compensaciones en el algoritmo de exposición, decremento de la energía para reducir la profundidad de penetración de los electrones o reducción del diámetro del haz enfocado.

2.4 Otras técnicas para la fabricación de microóptica

2.4.1 Método de fundición

El método de fundición representa una alternativa simple e ingeniosa para fabricar microlentes de forma esférica (Popovic, 1988). El proceso se muestra en la figura 2.4 y consiste básicamente en depositar una película de fotoresist en un sustrato y exponerla a radiación a través de una máscara conteniendo círculos claros de un diámetro determinado. Después de revelar la



Fig. 2.4 Representación del proceso de fundición de fotoresist para fabricar microlentes.

película expuesta, se obtienen discos de diámetro y espesor uniformes. Finalmente, el sustrato conteniendo los discos se lleva a la temperatura de fundición del resist dentro de un horno con condiciones controladas. Debido a fuerzas de tensión superficial, los discos formarán superficies hemisféricas. Los parámetros finales de las lentes fabricadas están determinados por las variables del proceso como el espesor de la película, el diámetro de los discos y el tiempo de fundición.

Debido a que el fotoresist fundido tiene una tendencia a dispersarse, existe la limitación de que no pueden fabricarse lentes demasiado cercanas una de otra para mejorar el factor de llenado, a menos que se introduzca una frontera entre ellas (Popovic, 1988).

2.4.2 Calentamiento con un haz láser

La posibilidad de fabricar directamente microcomponentes ópticos de relieve continuo mediante el calentamiento local de un sustrato con un haz láser representa una opción tecnológica muy atractiva (Veiko, 1991; Wakaki, 1998; Calixto, 1998; Duarte-Quiroga, 2000). La densidad de potencia del láser y el tiempo de irradiación son parámetros que deben seleccionarse particularmente para obtener la deformación apropiada en la superficie del sustrato. Estos parámetros dependen fundamentalmente de las propiedades térmicas y mecánicas del material.

En la figura 2.5 se muestra esquemáticamente el proceso físico mediante el cual se forma una microlente en un sustrato de vidrio al ser irradiado localmente con un haz láser de CO_2 (Wakaki, 1998). En a) el haz enfocado sobre la superficie del sustrato se absorbe. El inciso b) muestra que la irradiación continúa incrementando la temperatura de la superficie. La zona irradiada se reblandece y comienza a deformarse. En c) la temperatura del vidrio continúa incrementándose hasta alcanzar su punto de trabajo (1160°C para Corning 7059). Finalmente en d) se forma una microlente debido a la tensión superficial del vidrio fundido. La parte central de la lente llega a ser casi esférica, mientras que su periferia es asférica. El diámetro de la microlente puede controlarse por el diámetro del haz enfocado, por el tiempo de exposición y la intensidad del láser. Pueden fabricarse otros elementos ópticos como arreglos de microlentes y rejillas de difracción mediante este método.

2.4.3 Maquinado con punta de diamante

El maquinado con punta de diamante es una tecnología que utiliza una máquina programable y una herramienta de corte optimizadas para la fabricación de superficies ópticas con una rugosidad mínima. El método está limitado a la fabricación de superficies con simetría de rotación, incluyendo microlentes asféricas, de Fresnel y otro tipo de kinoformas. La estructura deseada puede maquinarse directamente sobre el material o sustrato de trabajo, aunque también ésta puede utilizarse para replicar elementos en otros materiales (Bradburn, 1985; Sweeney, 1995). La herramienta de corte puede

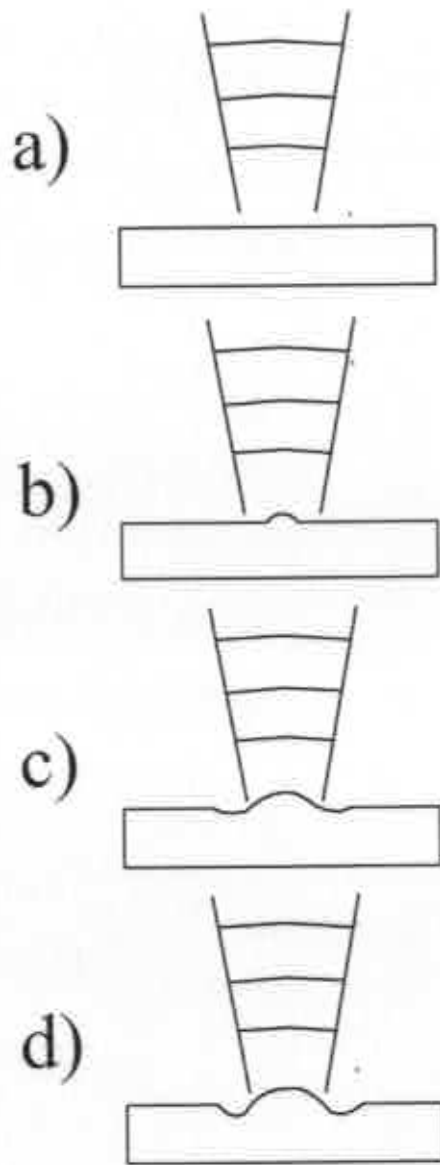


Fig. 2.5 Esquema del proceso de formación de una microlente cuando un sustrato se calienta localmente con un haz láser.

fabricarse en formas y tamaños diferentes y finalmente es el factor que impone las limitaciones en el perfil de superficie que puede ser fabricado.

El método de maquinado con punta de diamante puede dar excelentes resultados en ciertos casos, por ejemplo, es particularmente adecuado para fabricar elementos ópticos con perfiles que varían suavemente tal como microlentes con baja apertura numérica. Sin embargo, puede ser no adecuado para lentes de Fresnel con alta apertura numérica. Las limitaciones inherentes en el perfil de la microestructura y el requerimiento de simetría de rotación restringen el uso de este método a un grupo limitado de microelementos ópticos.

2.4.4 Técnica de máscara de medios tonos

En este método, la película de material fotosensible se expone a la imagen de una máscara en tonos de gris formada por un sistema óptico. La información del elemento de relieve que se desea fabricar se encuentra codificada en la máscara por medio de una escala discreta de niveles de gris. Esta escala cuantizada de grises se representa en la máscara por medio de puntos oscuros de tamaño y frecuencia variable. El sistema óptico de proyección debe tener incorporado un sistema de filtrado espacial para remover la estructura discreta de puntos, de tal manera que la imagen sea una distribución continua de niveles de gris. Esto formará una estructura de relieve continuo en la película sensible después del proceso de revelado. Es posible eliminar o remover el patrón discreto de puntos por filtrado espacial

seleccionando adecuadamente la frecuencia de puntos y la función de transferencia de modulación del sistema formador de imagen (MTF). Esta técnica ha sido usada exitosamente por diferentes autores en la fabricación de microelementos ópticos de relieve continuo (O'Shea, 1995; Navarrete-García, 1998).

2.5 Referencias

S. Aoyama, N. Horie and T. Yamashita, (1990), "Micro Fresnel lens fabricated by electron-beam lithography," in *Computer and Optically Formed Holographic Optics*, I. Cindrich and S. H. Lee, eds., Proc. SPIE **1211**, 175-183.

N. F. Borrelli, (1999), "Diffractive Element Lenses," Chap. 4 in *Microoptics Technology, Fabrication and Applications of Lens Arrays and Devices*, B. J. Thompson ed., 107-136, Marcel Dekker, New York.

G. Bradburn, (1985), "Design and manufacture of high quality plastic infrared fresnel lenses," in *Infrared Technology and Applications*, L. R. Baker and A. Masson, eds., Proc. SPIE **590**, 87-92.

S. Calixto and Z. Malacara, (1998), "Micromirror fabrication using dyedoped plastic," *Opt. Eng.* **37**, 2320-2323.

W. Däschner, M. Laarson and S. H. Lee, (1995), "Fabrication of monolithic diffractive optical elements by the use of e-beam direct write on an analog resist and a single chemically assisted ion-beam-etching step," *Appl. Opt.* **34**, 2534-2539.

R. A. Duarte-Quiroga and S. Calixto, (2000), "Dynamical optical microelements on dye-sensitized gels," *Appl. Opt.* **39**, 3948-3954.

M. Ekberg, F. Nikolajeff, M. Larsson and S. Hard, (1994), "Proximity-compensated blazed transmission grating manufacture with direct-writing, e-beam lithography," *Appl. Opt.* **33**, 103-107.

T. Fujita, H. Nishihara and J. Koyama, (1982), "Blazed gratings and Fresnel lenses fabricated by electron-beam lithography," *Opt. Lett.* **7**, 578-580.

M. T. Gale, M. Rossi, J. Pedersen and H. Schütz, (1994), "Fabrication of continuous-relief micro-optical elements by direct laser writing in photoresist," *Opt. Eng.* **33**, 3556-3566.

M. Haruna, M. Takahashi, M. Wakahayashi and H. Nishihara, (1990), "Láser beam lithographed micro-Fresnel lenses," *Appl. Opt.* **29**, 512-5126.

E. Hasman, N. Davidson and A. A. Friesem, (1991), "Efficient multilevel phase holograms for CO₂ laser," *Opt. Lett.* **16**, 423-425.

P. Langlois, H. Jerominek, L. Leclerc and J. Pan, (1992), "Diffractive optical elements fabricated by laser direct writing and other techniques," in *Miniature and Micro-optics: Fabrication and System Applications II*, C. Roychoudhuri and W. B. Veldkamp, eds., Proc. SPIE **1751**, 2-12.

E. Navarrete-García and S. Calixto, (1998), "Surface relief zone plates fabricated with photographic emulsions," *Appl. Opt.* **37**, 739-746.

D. C. O'Shea and W. S. Rockward, (1995), "Gray-scale masks for diffractive-optics fabrication: II Spatially filtered halftone screens," *Appl. Opt.* **34**, 7518-7526.

Z. D. Popovic, R. A. Sprague and G. A. Neville Connell, (1988), "Technique for monolithic fabrication of microlens arrays," *Appl. Opt.* **27**, 1281-1284.

G. J. Swanson and W. B. Veldkamp, (1989), "Diffractive optical elements for use in infrared systems," *Opt. Eng.* **28**, 605-608.

D. W. Sweeney and G. Sommargren, (1995), "Harmonic diffractive lenses," *Appl. Opt.* **34**, 2469-2475.

K. S. Urquhart, R. Stein and S. H. Lee, (1993), "Computer-generated holograms fabricated by direct-write of positive electron-beam resist," *Opt. Lett.* **18**, 308-310.

V. P. Veiko, E. B. Yakovlev, V. V. Frolov, V. A. Chujko, A. K. Kromin, M. O. Abbakumov, A. T. Shakola and P. A. Fomichov, (1991), "Laser heating and evaporation of glass and glass-borning materials and its application for creating MOC," in *Miniature and Micro-optics: Fabrication and System Applications*, C. Roychoudhuri and W. B. Veldkamp, eds., Proc. SPIE **1544**, 152-163.

W. B. Veldkamp and G. J. Swanson, (1983), "Developments in fabrication of binary optical elements," in *International Conference on Computer-Generated Holography*, S. H. Lee, ed., Proc. SPIE **437**, 54-59.

M. J. Verheijen, (1993), "E-beam lithography for digital holograms," *J. Mod. Opt.* **40**, 711-721.

M. Wakaki, Y. Komachi and G. Kanai, (1998), "Microlenses and microlens arrays formed on a glass plate by use of a CO₂ laser," *Appl. Opt.* **37**, 627-631.

T. Werner, J. A. Cox, S. Swanson and M. Holz, (1991), "Microlens array for staring infrared imager," in *Miniature and Micro-Optics: Fabrication and System Applications*, C. Roychoudhuri and W. B. Veldkamp, eds., Proc. SPIE **1544**, 46-57.

CAPITULO 3

ESCRITURA DIRECTA DE MICROELEMENTOS OPTICOS PARA RADIACION INFRARROJA MEDIA EN MATERIAL POLIETILENO

3.1 Introducción

En la actualidad, la mayoría de los microelementos ópticos fabricados han sido diseñados para trabajar con luz visible o en el infrarrojo cercano (Popovic, 1988; Oikawa, 1990; Calixto, 1997; Wakaki, 1998; Okamoto, 1999). Sin embargo, los avances científicos y tecnológicos demandan la explotación de otras regiones del espectro electromagnético. Por ejemplo, Werner (1991) reporta la fabricación y prueba de arreglos de microlentes para luz infrarroja media (8 a 12 μm de longitud de onda). Estas lentes se utilizan para mejorar el factor de llenado de un arreglo de microdetectores infrarrojos. Aunque se reportaron resultados aceptables, su fabricación requiere consumo de tiempo y equipo costoso y sofisticado.

En este capítulo se presenta un método más simple (método de escritura directa) para la fabricación de microlentes, arreglos de microlentes y rejillas de difracción que trabajan en transmisión con radiación infrarroja media ($\lambda=10.6 \mu\text{m}$). El substrato utilizado en su fabricación es el polietileno (PE).

En el método de escritura directa, el sustrato experimenta un calentamiento local intenso debido a la radiación incidente de un láser de bióxido de carbono (CO_2); y mediante el control de la densidad de potencia y del tiempo de exposición se produce una deformación permanente en el material, dando por resultado la obtención de un elemento óptico. En la sección 3.2 se describe el material y el método experimental empleados en la fabricación de microlentes. La sección 3.3 presenta los resultados de los estudios hechos por medios mecánicos y ópticos en las superficies de las microlentes fabricadas. La sección 3.4 trata con el desempeño de las microlentes y la sección 3.5 con la fabricación y prueba de rejillas de difracción.

3.2 Material y método empleados en la fabricación de microlentes

Entre los materiales comúnmente empleados en la fabricación de elementos ópticos para radiación infrarroja media se encuentran los semiconductores o el selenuro de zinc (ZnSe). Sin embargo, dichos materiales son costosos y la fabricación de los elementos requiere equipo especializado e inversión de tiempo. Los polímeros pueden reemplazar a estos materiales en algunas aplicaciones. En la fabricación de los microelementos ópticos, se probó inicialmente como sustrato el polimetilpenteno (TPX) en forma de placa con espesor de $500 \mu\text{m}$. Sin embargo, debido a la baja transmitancia del material ($\sim T=10\%$) a $10.6 \mu\text{m}$ de longitud de onda, los elementos obtenidos no

fueron atractivos. El polietileno se escogió como el sustrato más adecuado para la fabricación de los microelementos debido a que transmite adecuadamente la radiación infrarroja media, tiene bajo punto de reblandecimiento (120°C) y de fusión (130°C) y su precio es económico. Otra característica apropiada es su baja conductividad térmica, cuyo valor es igual a $0.44 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (Hall, 1986), lo cual permite que permanezca localizada la radiación absorbida del láser de CO_2 , haciendo posible la deformación del material con menores densidades de potencia y tiempos de irradiación. En el proceso de fabricación, fueron utilizadas placas planas de PE de 0.4 mm y 0.8 mm de espesor.

Se describe a continuación el método de fabricación de microlentes. Un láser de CO_2 , cuyas especificaciones técnicas se detallan en el Apéndice I, iluminó una hoja metálica con una apertura circular de 2 mm de diámetro colocada casi en contacto con el sustrato de PE. Esta hoja metálica se colocó en una mesa X-Y-Z para ubicarla en la mejor posición con respecto al centro del haz del láser. El haz tuvo un diámetro de aproximadamente 16 mm en el plano de la apertura circular. Un diagrama de este arreglo experimental se muestra en la figura 3.1. Los dos parámetros involucrados en este experimento fueron la densidad de potencia del haz de grabación y el tiempo de exposición. Las densidades de potencia tuvieron los siguientes valores arbitrarios: 0.108, 0.216 y 0.318 W/mm^2 . La incertidumbre en estas mediciones fue de $\pm 2.6\%$. Los tiempos de irradiación fueron controlados con un obturador electrónico adecuado para radiación infrarroja y variaron de 0.6 a 5 s. Se obtuvieron lentes biconvexas al final de este proceso.

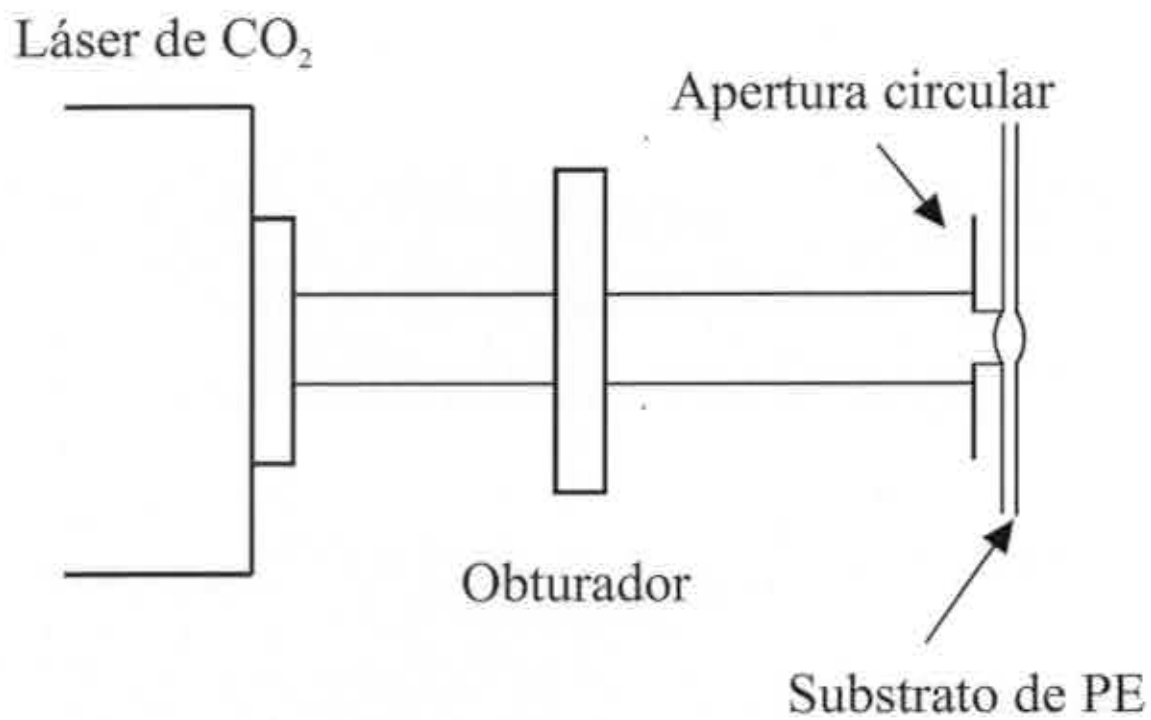


Fig. 3.1 Arreglo experimental empleado en la fabricación de microlentes para radiación infrarroja media.

También fueron fabricados arreglos unidimensionales y bidimensionales de microlentes. Esto se realizó enfocando secuencialmente el haz de CO₂ sobre diferentes áreas del sustrato de PE. Para enfocar el haz se utilizó una lente de ZnSe con una distancia focal de 19 cm. La distribución espacial del arreglo de microlentes se controló colocando el sustrato en una mesa X-Y-Z. Una representación de esta configuración experimental se muestra en la figura 3.2.

3.3 Caracterización de las microlentes fabricadas

Se investigó la calidad de las superficies de las microlentes fabricadas con un analizador de superficies y con un microscopio interferométrico. Se obtuvieron los perfiles de las superficies frontales y posteriores de varias lentes fabricadas utilizando el analizador de superficies. Estos resultados se muestran en la figura 3.3. Se denomina superficie frontal a aquella que fue irradiada primero. Para estas muestras, la densidad de potencia del haz de grabación fue de 0.108 W/mm² y con este parámetro fijo, se aplicaron varios tiempos de exposición. En esta figura puede apreciarse que el diámetro de las lentes fabricadas es muy cercano al de la apertura (2 mm) empleada en su fabricación. Con la información obtenida del analizador de superficies es posible conocer la sagita y el diámetro de una microlente y con ellos calcular su distancia focal (Malacara, 1994). En la figura 3.4 se muestra el comportamiento de la distancia focal como una función del tiempo de exposición para varias microlentes fabricadas.

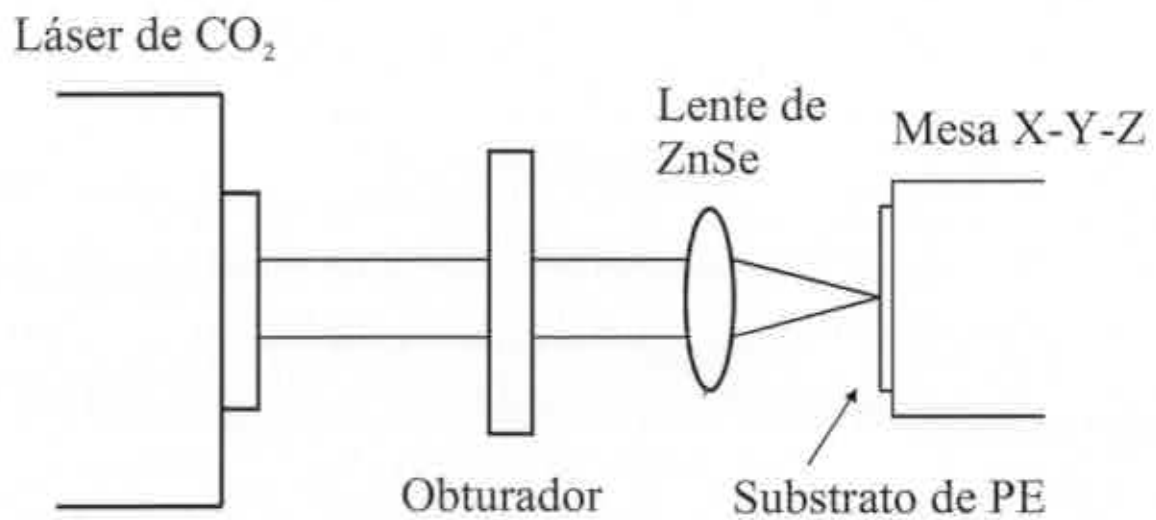
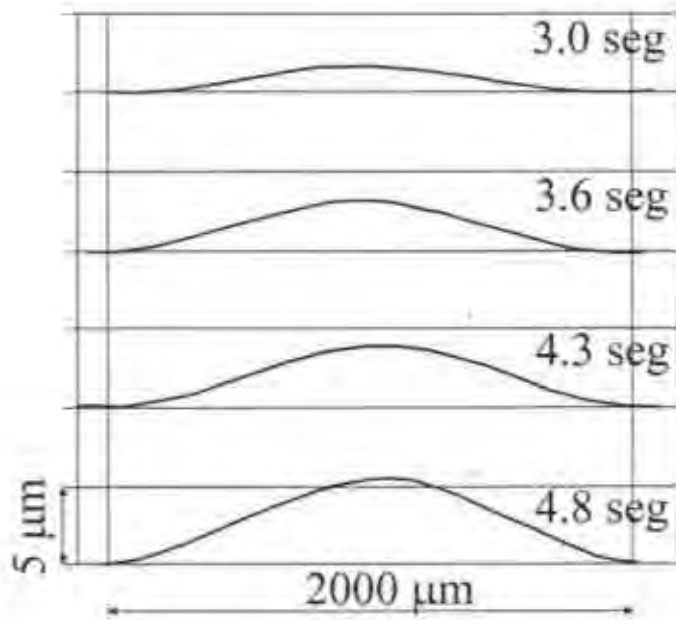
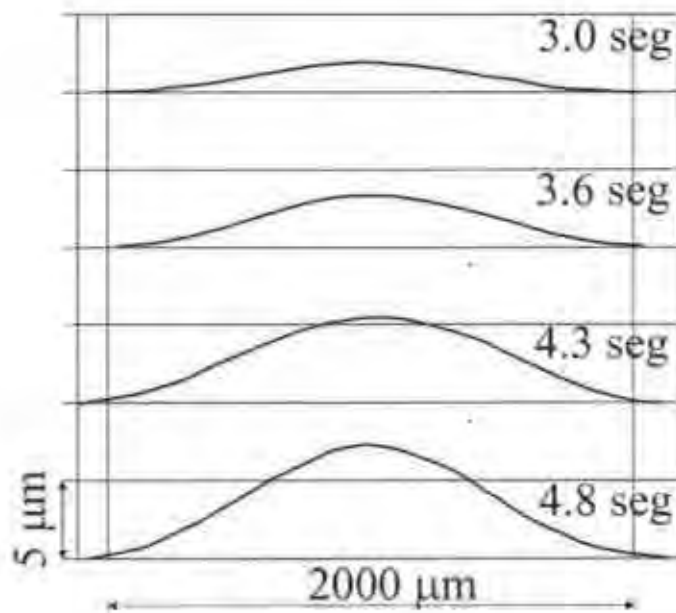


Fig. 3.2 Diagrama de la configuración empleada en la fabricación de arreglos de microlentes para infrarrojo.



a)



b)

Fig. 3.3 Perfiles de a) superficies frontales y b) superficies posteriores de varias microlentes, medidas con un analizador de superficies. Para estas muestras, el tiempo de exposición fue la variable. Una apertura circular de 2 mm de diámetro y una densidad de potencia de 0.108 W/mm^2 en el plano de grabación fueron empleadas en su fabricación.

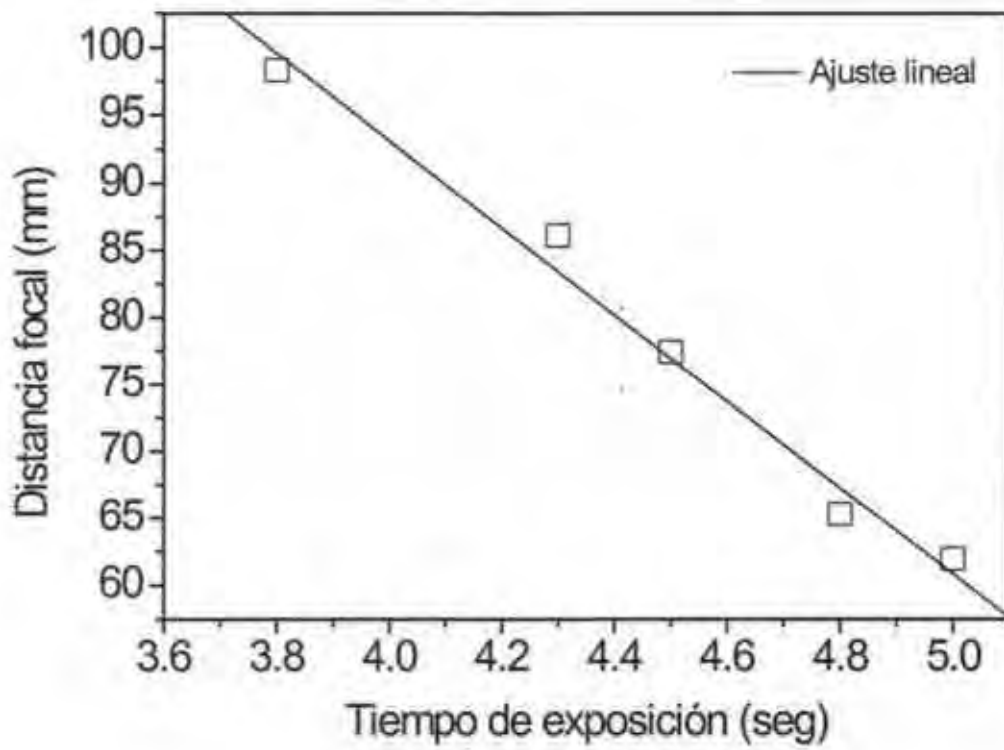
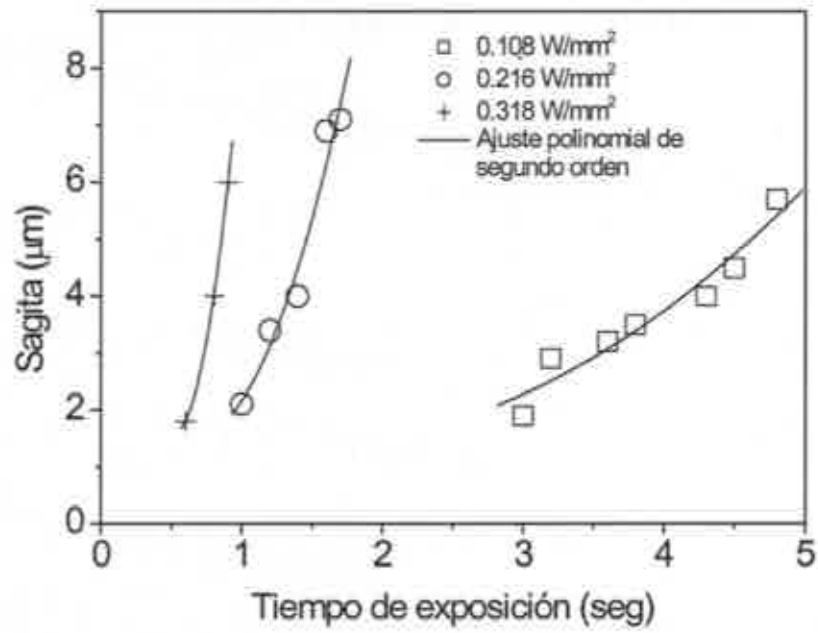


Fig. 3.4 Distancia focal como una función del tiempo de exposición para microlentes grabadas con una densidad de potencia de 0.108 W/mm^2 .

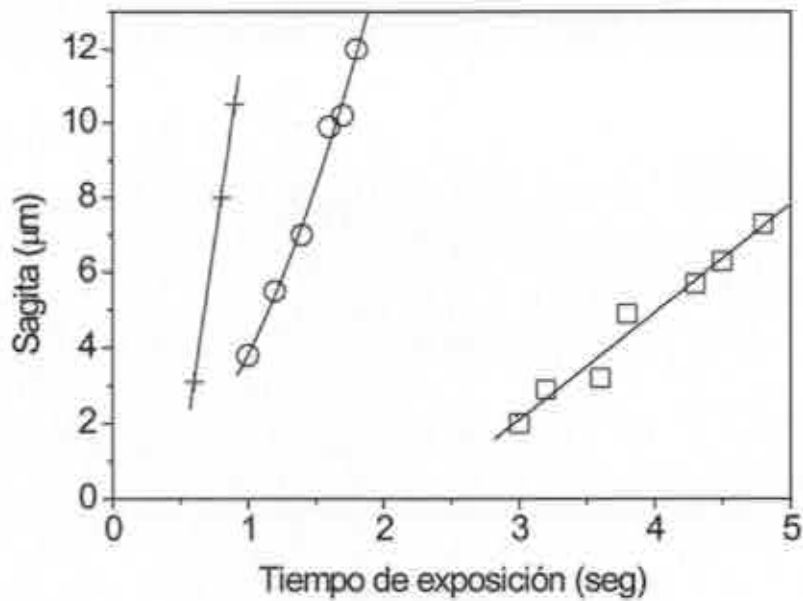
En adición a la información mostrada en la figura 3.4, es interesante analizar la variación de la sagita en función del tiempo de irradiación para diferentes densidades de potencia aplicadas. Este comportamiento se muestra en la figura 3.5. En esta figura puede observarse que, dentro del intervalo de valores de los parámetros empleados en este experimento, la sagita de la superficie posterior es más grande que la de la superficie frontal de una microlente. Veiko (1991) encontró un comportamiento similar en vidrios ópticos tratados por un láser de CO_2 .

Con la finalidad de obtener una estimación de la desviación del perfil real de una microlente con respecto a una curva ideal y basados en mediciones hechas con el analizador de superficies, se comparó el perfil transversal central de una microlente con el arco de un círculo ajustado. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 3.6, donde se aprecia que la desviación es cercana a cero solamente alrededor de la región central de la microlente y se incrementa rápidamente conforme se acerca a su periferia. Adicionalmente, la figura 3.7 muestra un mejor ajuste del perfil experimental a una curva gaussiana; esto debido a que el perfil de intensidad del haz de grabación también tiene un perfil gaussiano.

El analizador de superficies solo puede medir en dos dimensiones y existe la desventaja de que su palpador raya las superficies de las microlentes en el momento de la medición. Para superar estas dificultades se empleó un microscopio interferométrico, con una fuente de luz de sodio ($\lambda = 0.589 \mu\text{m}$), para examinar la forma de las microlentes en tres dimensiones. La figura 3.8 muestra el patrón de interferencia de una sección de un arreglo fabricado de microlentes. El diámetro de cada microlente es de aproximadamente $300 \mu\text{m}$ y

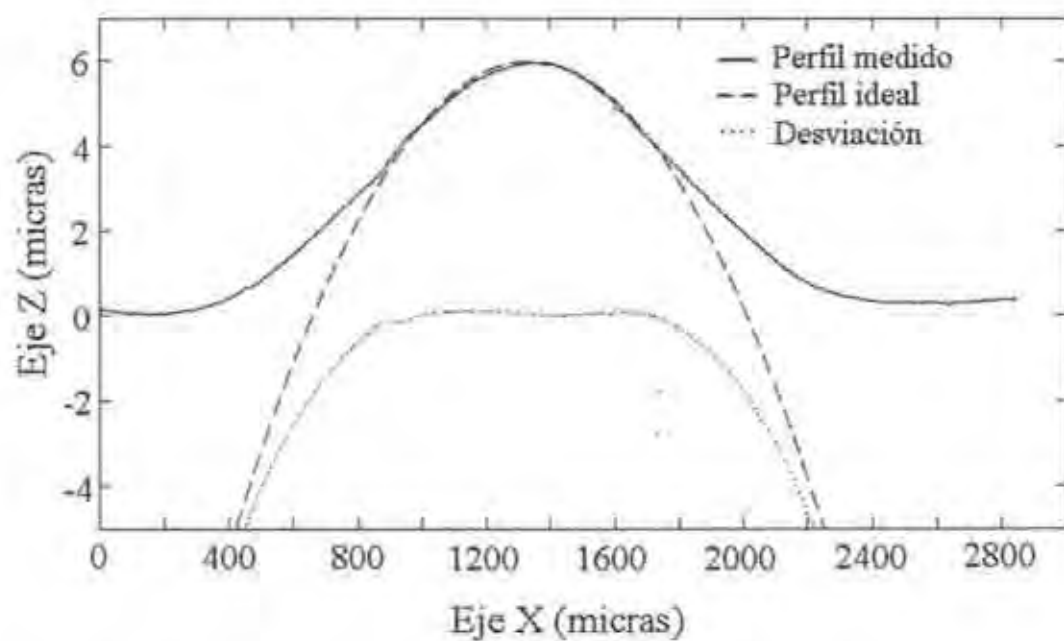


a)

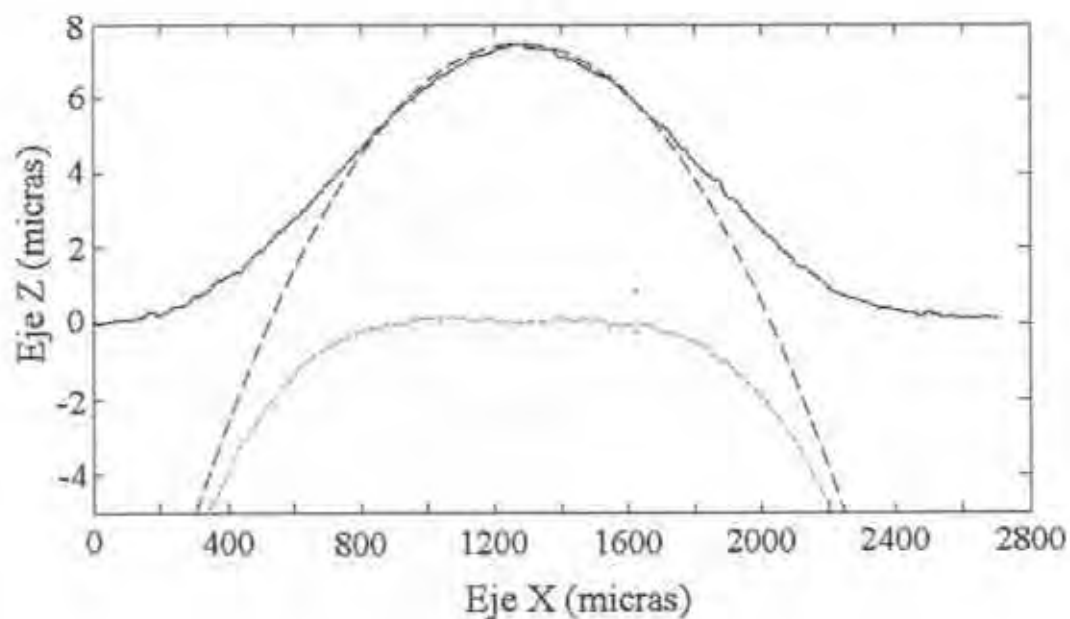


b)

Fig. 3.5 Comportamiento de la sagita como función del tiempo de irradiación para a) superficies frontales y b) superficies posteriores de varias microlentes fabricadas.

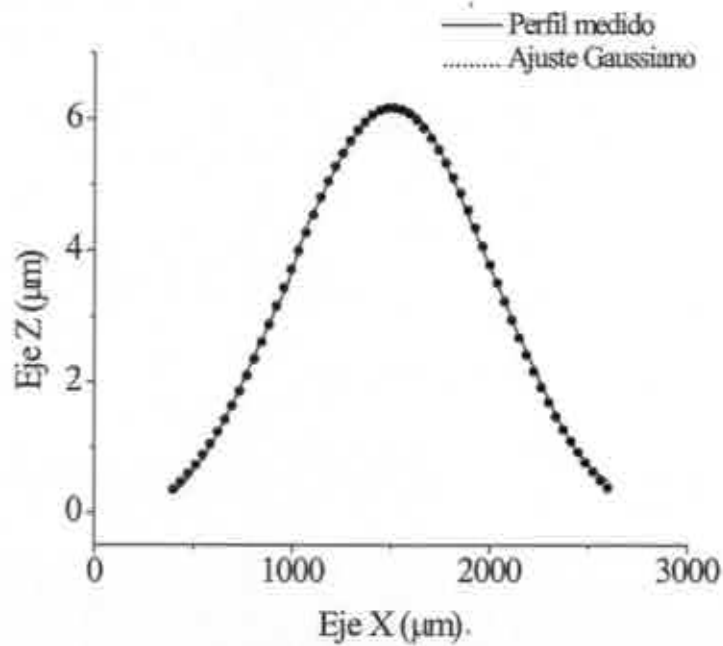


a)

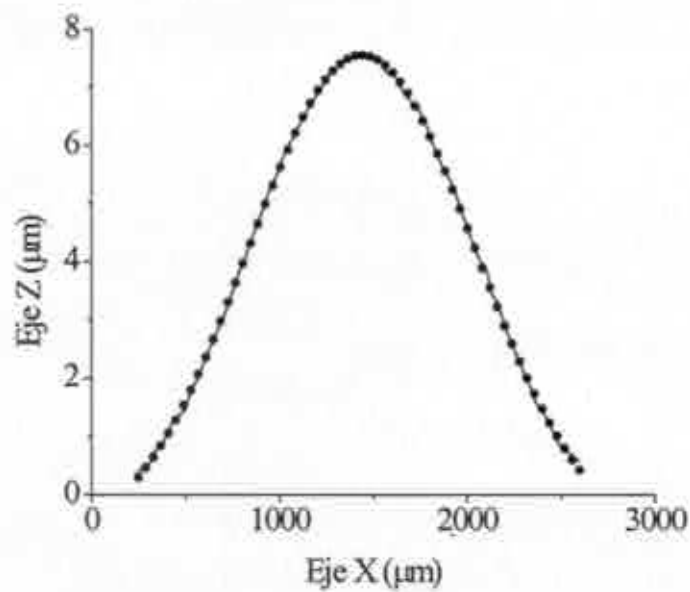


b)

Fig. 3.6 Comparación entre los perfiles medidos de a) la superficie frontal y b) la superficie posterior de una microlente con el arco de un círculo ajustado.



a)



b)

Fig. 3.7 Comparación entre los perfiles experimentales de a) la superficie frontal y b) la superficie posterior de la microlente de la figura 3.6 con una curva gaussiana.

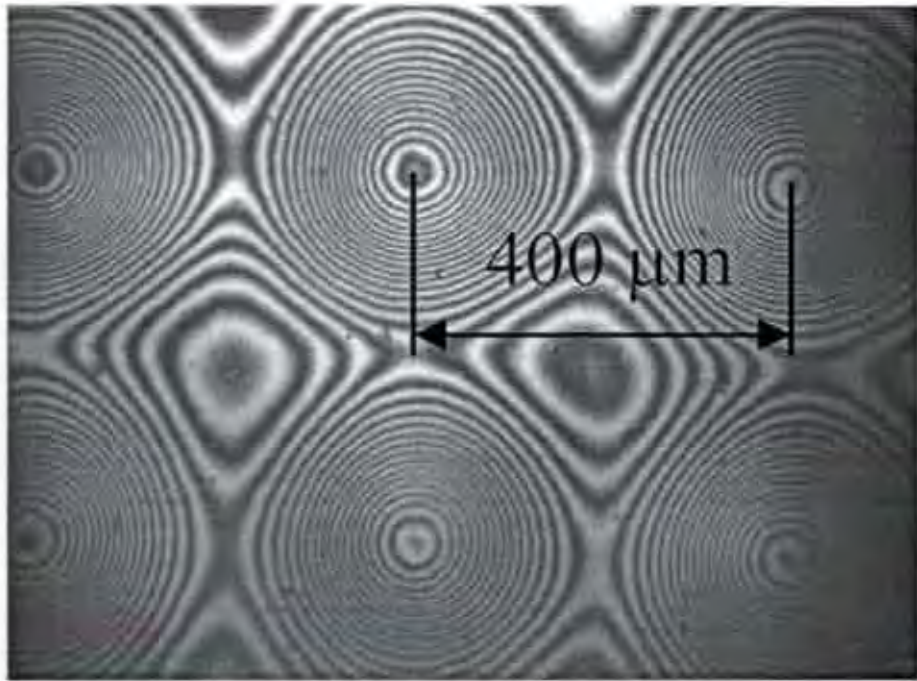


Fig. 3.8 Patrón de una sección de un arreglo de microlentes dado por un microscopio interferencial.

sus centros están separados por 400 μm . Contando las franjas de interferencia en cada microlente, se puede observar que la desviación de la sagita alrededor del valor promedio (5 μm) es de ± 0.3 μm (una franja de interferencia). Esta variación se debe probablemente a fluctuaciones en la intensidad del haz láser y/o a inhomogeneidades en el material de grabación.

3.4 Desempeño de las microlentes fabricadas

Se probó la capacidad de las microlentes para enfocar luz infrarroja media ($\lambda=10.6$ μm) de la manera siguiente. Un haz de un láser de CO_2 con un diámetro de 16 mm se utilizó para iluminar una microlente fabricada con un diámetro de 1.9 mm. Para encontrar la distribución de intensidad en el mejor plano focal se usó un detector de termopila. Para muestrear el área se fijó en la cara frontal de este detector una placa metálica con una apertura de 78 μm y el conjunto se colocó en una mesa X-Y-Z. De esta forma se localizó el punto focal a 61 mm del plano de la lente. Este valor es cercano al calculado a partir de las mediciones de la sagita y del diámetro de la lente (62 mm). La figura 3.9 muestra el perfil de intensidad en el foco, dado por una graficadora conectada a la señal de salida del detector. El tamaño medido de la mancha, definido como el diámetro del primer anillo oscuro del patrón de Airy, fue de 1120 μm . El tamaño correspondiente de la mancha limitado por difracción para una lente con estas características es de 843 μm . La discrepancia se debe a las aberraciones de la lente.

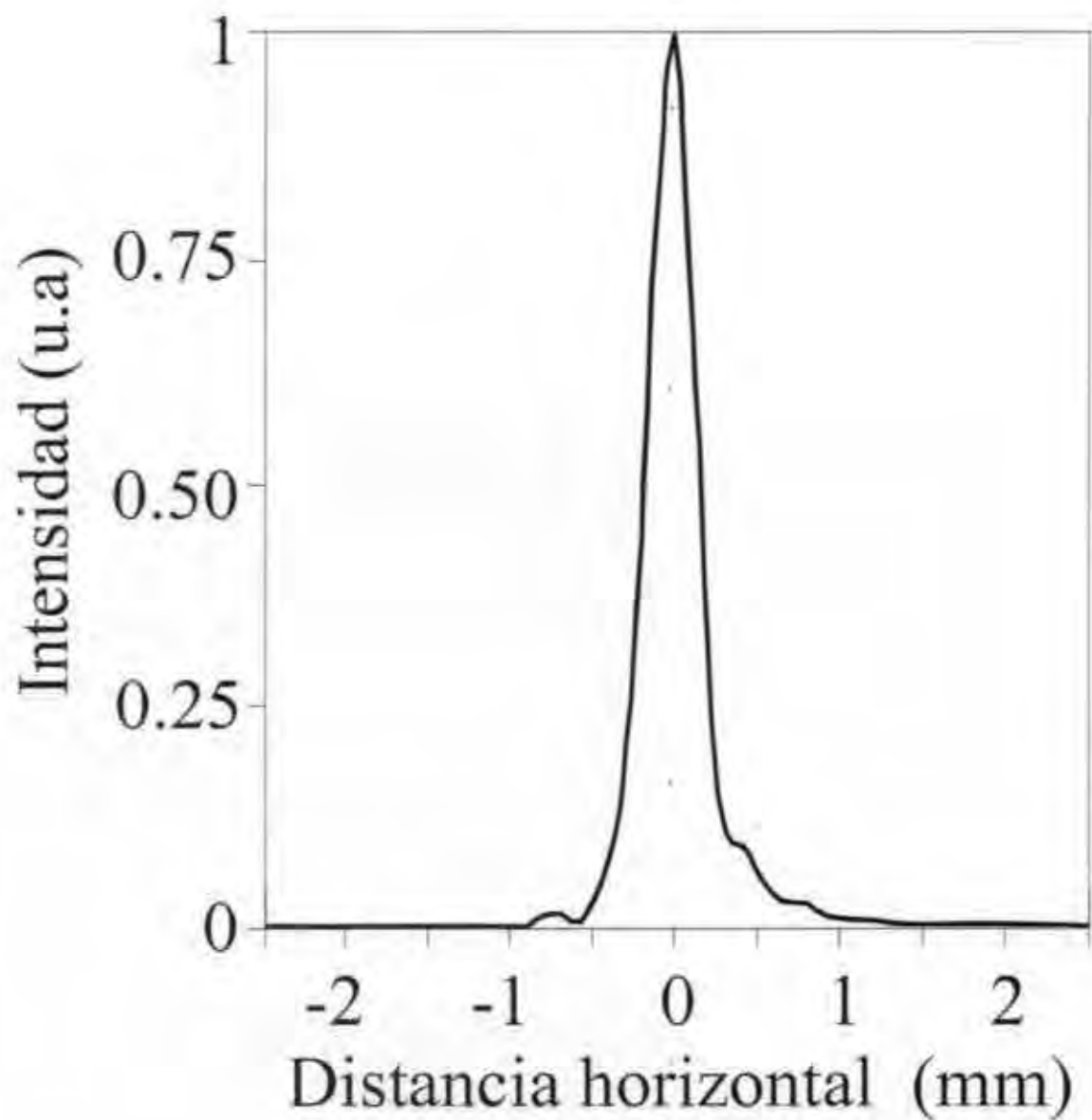


Fig. 3.9 Perfil de intensidad de un haz de un láser de CO₂ enfocado por una microlente biconvexa de 1.9 mm de diámetro y una longitud focal de 61 mm.

Para analizar el perfil de intensidad producido por un arreglo de microlentes en su plano focal se utilizó una cámara comercial piroeléctrica. La figura 3.10 exhibe el patrón de intensidad de un haz láser de CO_2 enfocado por el arreglo de microlentes mostrado en la figura 3.8. En esta imagen puede apreciarse que se obtiene una distribución casi uniforme de máximos de intensidad.

Se estudio la habilidad de las microlentes para formar imágenes infrarrojas de la manera descrita a continuación. Se colocó un objeto formado por el carácter "2", grabado sobre un substrato de sulfuro de zinc (Cleartran) y recubierto de una película antirrefleitora de fluoruro de cerio (CeF), frente a una microlente fabricada con una distancia focal de 62 mm. Enseguida se iluminó el objeto con un láser de CO_2 . Para detectar la imagen formada por la microlente, se colocó la cámara piroeléctrica en el mejor plano imagen. Como se esperaba, se obtuvo una imagen real e invertida (figura 3.11). Esta figura muestra una imagen no uniforme del objeto debido a una iluminación defectuosa del mismo.

3.5 Fabricación y caracterización de rejillas de difracción

Además de la fabricación de microlentes y arreglos de microlentes, se produjeron varias rejillas de difracción en placas de PE con 0.4 mm de espesor. Para grabar las rejillas se separó el haz de un láser de CO_2 con una potencia de 20 W, con un divisor de Germanio 50-50. Posteriormente se dirigieron ambos haces hacia la placa de PE utilizando varios espejos de cobre



Fig. 3.10 Arreglo de manchas de luz infrarroja enfocadas por un arreglo 3x3 de microlentes con 300 μm de diámetro y 400 μm de periodo.



Fig. 3.11 Imagen térmica producida por una microlente fabricada y vista por una cámara piroeléctrica.

para que, por interferencia, se grabaran las rejillas de difracción. El arreglo experimental se muestra en la figura 3.12. Se empleó un obturador electrónico para controlar los tiempos de exposición. Para rejillas con una frecuencia de 6.3 líneas/mm, los tiempos de irradiación variaron de 0.62 a 0.74 s.

El efecto térmico producido en la placa de PE debido a la iluminación del láser de CO₂ indujo diferentes modulaciones en cada superficie del sustrato. Se grabó una rejilla de difracción en la cara frontal de la placa y se formó simultáneamente una superficie convexa que abarcaba la región de la rejilla en el lado opuesto. Para evaluar las rejillas de difracción obtenidas, se utilizó también un analizador de superficies y un microscopio interferencial. Basados en mediciones realizadas con el primer instrumento, se obtuvo el comportamiento de la modulación de la superficie como una función del tiempo de exposición (figura 3.13). La gráfica muestra que se obtuvo una rejilla con una máxima modulación de aproximadamente 10 μm con un tiempo de exposición de 0.72s.

La eficiencia de difracción es uno de los parámetros que representan la calidad de las rejillas fabricadas y está definida como la razón de la intensidad del primer orden difractado a la intensidad total de iluminación incidente en la rejilla. La figura 3.14 muestra la eficiencia de difracción ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) como una función del tiempo de exposición para rejillas con una frecuencia espacial de 6.3 líneas /mm. La máxima eficiencia de difracción obtenida fue de aproximadamente 20% para una rejilla fabricada con un tiempo de irradiación de 0.72 s. Sin embargo, en esta misma gráfica puede observarse que para una rejilla fabricada con un tiempo de 0.74 s, se tiene una eficiencia de difracción de 8%. Esta baja eficiencia se debe a que el perfil de la rejilla se destruye por

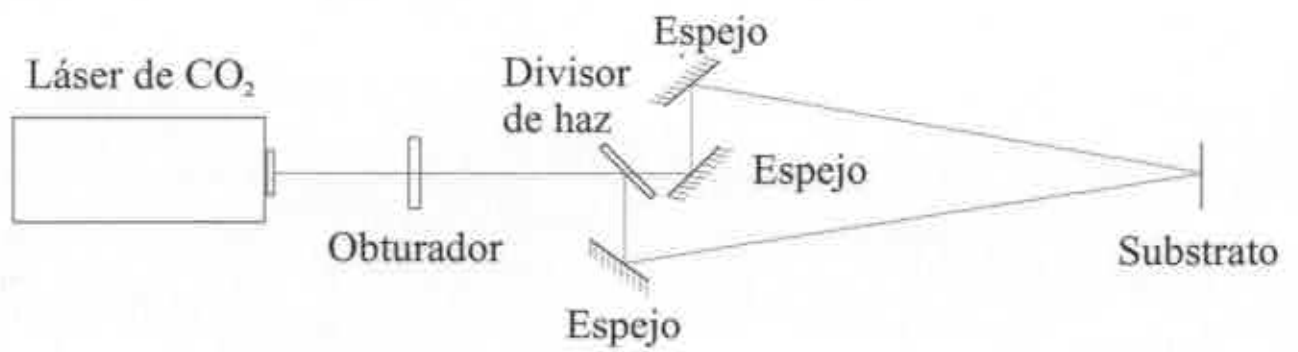


Fig. 3.12 Diagrama del arreglo experimental empleado en la grabación de rejillas de difracción por interferencia.

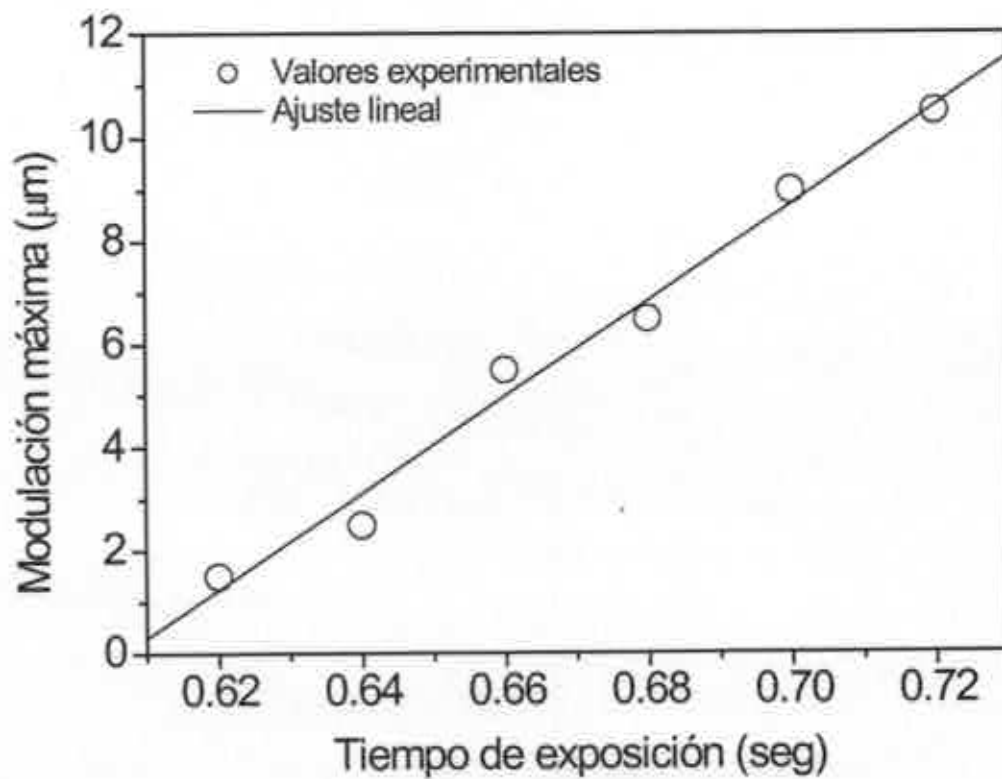


Fig. 3.13 Máxima modulación de superficie de rejillas de difracción fabricadas como función del tiempo de exposición. Las rejillas tuvieron una frecuencia espacial de 6.3 líneas/mm.

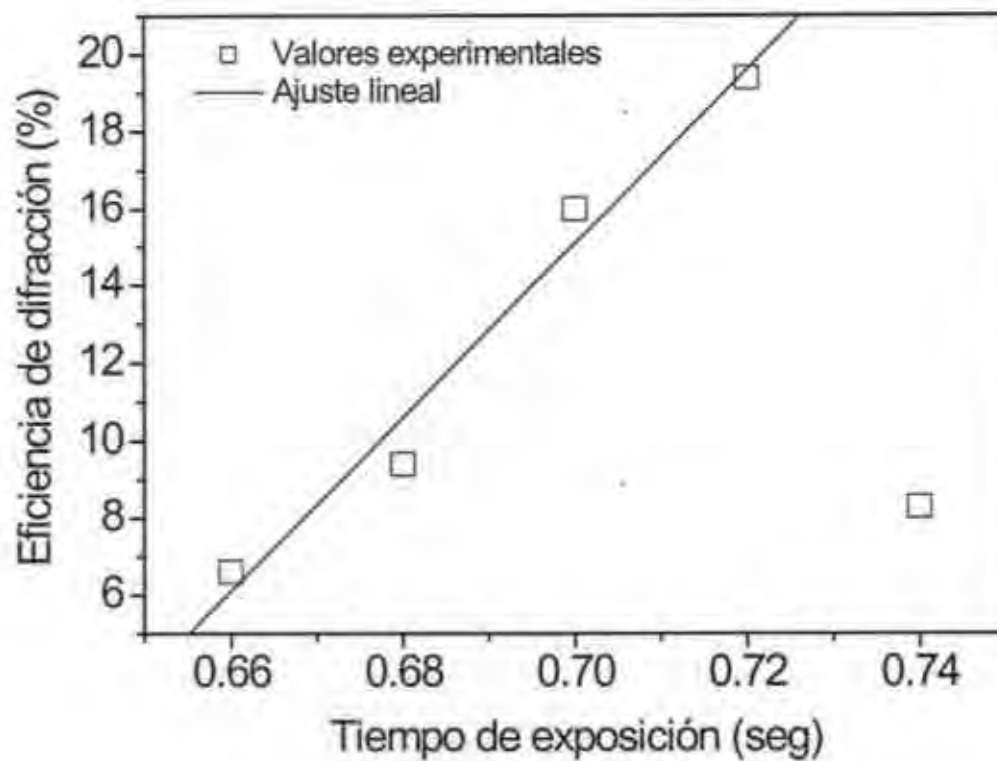


Fig. 3.14 Eficiencia de difracción como función del tiempo de exposición para rejillas fabricadas con una frecuencia espacial de 6.3 líneas/mm.

conducción de calor entre las líneas de interferencia en el substrato y /o fundición del material. Una imagen de los ordenes difractados producidos por una rejilla fabricada fue obtenida con la cámara piroeléctrica y exhibida en la figura 3.15.

También se fabricaron rejillas de difracción con frecuencias espaciales más altas; sin embargo, las modulaciones de superficie y las eficiencias de difracción obtenidas fueron demasiado bajas para fines prácticos. Por ejemplo, para rejillas con una frecuencia espacial de 10 líneas/mm, la máxima modulación y eficiencia de difracción obtenidas fueron de 3.5 μm y 2.5% respectivamente.



Fig. 3.15 Imagen de los ordenes infrarrojos difractados por una rejilla de 6.3 líneas/mm. Su eficiencia de difracción fue de ~20%.

3.6 Referencias

S. Calixto and M. S. School, (1997), "Relief optical microelements fabricated with dichromated gelatin," *Appl. Opt.* **36** (10), 2101-2106.

C. Hall, (1986), "Mechanical and thermal properties," Chap. 3 in *Polymer Materials, an introduction for technologists and scientists*, 83-89, Macmillan, Hong Kong.

D. Malacara and Z. Malacara, (1994), "Optical Surfaces, Ray Tracing and Wavefront Shape Calculation," Chap. 2 in *Handbook of Lens Design*, B. J. Thompson ed., pp. 45-82, Marcel Dekker, New York.

M. Oikawa, H. Nemoto, K. Hamanaka and E. Okuda, (1990), "High numerical aperture planar microlens with swelled structure," *Appl. Opt.* **29** (28), 4077- 4080.

T. Okamoto, M. Mori, T. Karasawa, S. Hayakawa, I. Seo and H. Sato, (1999), "Ultraviolet-cured polymer microlens arrays," *Appl. Opt.* **38** (14), 2991-2996.

Z. D. Popovic, R. A. Sprague and G. A. Neville Connell, (1988), "Technique for monolithic fabrication of microlens arrays," *Appl. Opt.* **27** (7), 1281-1284.

V. P. Veiko, E. B. Yakovlev, V. V. Frolov, V. A. Chujko, A. K. Kromin, M. O. Abbakumov, A. T. Shakola and P. A. Fomichov, (1991), "Laser heating and evaporation of glass and glass-forming materials and its application for creating MOC," in *Miniature and Micro-optics: Fabrication and System Applications*, C. Roychoudhuri and W. B. Veldkamp, eds., Proc. SPIE **1544**, 152-163.

M. Wakaki, Y. Komachi and G. Kanai, (1998), "Microlenses and microlens arrays formed on a glass plate by use of a CO2 laser," *Appl. Opt.* **37** (4), 627-631.

T. Werner, J. A. Cox, S. Swanson and M. Holz, (1991), "Microlens array for staring infrared imager," in *Miniature and Micro-Optics: Fabrication and System Applications*, C. Roychoudhuri and W. B. Veldkamp, eds., Proc. SPIE **1544**, 46-57.

CAPITULO 4

HOLOGRAFIA DIGITAL

4.1 Introducción

Desde hace más de un siglo, el hombre ha sido capaz de grabar y retener permanentemente casi cualquier escena que sus ojos perciben a través del proceso de la fotografía. El proceso básico de la fotografía consiste en formar una imagen de un objeto (distribución de irradiancia) sobre la superficie de un material sensible a la luz, el cual registrará esta imagen.

La holografía óptica, aunque también considerada un proceso fotográfico, es radicalmente diferente en concepto. En la holografía el objetivo es registrar el frente de onda completo proveniente de un objeto tal como intercepta al plano de grabación. Este campo se registra de tal manera que una subsecuente iluminación de la grabación reconstruye la onda original del objeto. Al observar este frente de onda reconstruido se visualiza al objeto prácticamente como si fuera el original. Así, la diferencia básica entre la fotografía convencional y la holografía óptica radica en la grabación del frente de onda del objeto más que en el registro de la imagen del mismo.

De esta forma, grabar el frente de onda del objeto significa el registro de la amplitud y fase de la onda. Dado que la mayoría de los medios de grabación

responden sólo a la intensidad de la luz, puede registrarse fácilmente el cuadrado de la amplitud (irradiancia). Sin embargo la información de fase debe convertirse en variaciones de intensidad para propósitos de su grabación. Una técnica para conseguir este objetivo es la interferometría, la cual consiste en adicionar en el plano de grabación dos frentes de onda, uno proveniente del objeto y otro llamado onda de referencia, mutuamente coherente con el primero, con amplitud y fase conocidas. Así la intensidad de la suma de los dos campos complejos depende de la amplitud y fase del frente de onda proveniente del objeto. Si definimos (Goodman, 1988)

$$a(x) = |a(x)| \exp[-j\phi(x)] \quad (4.1)$$

como el frente de onda objeto a ser detectado y reconstruido, y

$$A(x) = |A(x)| \exp[-j\psi(x)] \quad (4.2)$$

representa la onda de referencia con la que $a(x)$ interfiere en el plano de grabación, la intensidad de la suma de las dos ondas está dada por

$$I(x) = |A(x)|^2 + |a(x)|^2 + 2 |A(x)| |a(x)| \cos[\psi(x) - \phi(x)] \quad (4.3)$$

Mientras los dos primeros términos de ésta última expresión dependen solamente de las intensidades de las ondas individuales, el tercer término depende de sus fases relativas. De esta manera se consigue registrar la información de amplitud y fase del frente de onda proveniente del objeto. Al registro de este patrón de interferencia se le conoce como holograma.

Supongamos que el material usado para la grabación del patrón de interferencia proporciona un “mapeo” lineal de la intensidad incidente durante el proceso de detección en amplitud transmitida por el material durante el proceso de reconstrucción, esto es, las variaciones de exposición (energía incidente por unidad de área sobre el material de registro durante el proceso de exposición) permanecen dentro de una región lineal de la curva de amplitud de la transmitancia (t_A) vs. exposición (E). También supongamos que la función de transferencia de modulación (MTF) del material se extiende lo suficiente como para poder resolver todas las frecuencias espaciales del patrón incidente y que la intensidad $|A|^2$ de la onda de referencia es uniforme a lo largo de toda el área de grabación. Con estas premisas, la transmitancia de amplitud del material revelado puede escribirse como

$$t_A(x) = t_b + \beta'(|a|^2 + A^* a + A a^*) \quad (4.4)$$

donde t_b es una transmitancia uniforme (DC) resultante de la exposición constante de la onda de referencia y β' el producto de la pendiente β de la curva t_A vs. E en el punto DC y el tiempo de exposición.

Una vez grabada la información de amplitud y fase de la onda objeto, sólo queda realizar la reconstrucción de este frente de onda. Supongamos que la transparencia revelada es iluminada por una onda de reconstrucción coherente $B(x)$. La luz transmitida por la transparencia es

$$B(x) t_A(x) = t_b B + \beta' a a^* B + \beta' A^* a B + \beta' A a^* B = U_1 + U_2 + U_3 + U_4 \quad (4.5)$$

Si $B(x)$ es exactamente un duplicado del frente de onda original del haz de referencia $A(x)$, el tercer término de la ecuación (4.5) queda como

$$U_3(x) = \beta' |A|^2 a(x) \quad (4.6)$$

Dado que la intensidad de la onda de referencia es uniforme, se puede observar que la componente U_3 es un duplicado del frente de onda del objeto $a(x)$ multiplicado por una constante.

De manera similar si $B(x)$ es escogido como el conjugado de la onda de referencia, el cuarto término de la ecuación (4.5) queda

$$U_4(x) = \beta' |A|^2 a^*(x) \quad (4.7)$$

el cual es proporcional al conjugado del frente de onda del objeto.

En cada caso, como puede observarse de la ecuación (4.5), la componente del campo de interés (U_3 cuando $B=A$ y U_4 cuando $B=A^*$) está acompañada por tres componentes adicionales. Evidentemente, como lo que se desea es obtener un duplicado de la onda objeto $a(x)$ (o de $a^*(x)$), es necesario utilizar algún método para separar las diferentes componentes de la luz transmitida por el holograma. Así, la holografía óptica consiste básicamente de dos pasos: (1) la grabación interferométrica del frente de onda del objeto en un material sensible y (2) la reconstrucción del frente de onda del objeto.

Por otro lado, a partir de la década de los 60's y con la ayuda de los avances en la computación digital, surgió una nueva alternativa para generar elementos holográficos, la cual se conoce como holografía digital. Su característica principal radica en que el proceso de grabación del holograma es ejecutado sintéticamente con la ayuda de una computadora digital. El paso de reconstrucción permanece igual al de la holografía óptica. Debido a la naturaleza de la técnica, el procedimiento comienza definiendo un objeto determinado (imagen reconstruida) y mediante un proceso de difracción inversa se calcula la amplitud compleja que se graba posteriormente en el holograma. Así la holografía digital consta de los pasos siguientes:

1. Cálculo de la amplitud compleja en el plano del holograma a partir de la distribución de intensidad que se desea reconstruir (objeto). Este primer paso se divide en dos partes: (a) Una decisión del número de puntos de muestreo que deben usarse para representar al objeto y al holograma; y (b) la aplicación de una transformación adecuada al campo del objeto dependiendo de la distancia entre el objeto y el holograma. El objeto puede estar localizado en el campo cercano o lejano del holograma y por lo tanto, será necesaria una transformación discreta de Fresnel o de Fourier para calcular la distribución en el plano del holograma.

2. Codificación del campo calculado en el plano del holograma. El resultado del cálculo anterior está representado generalmente por un conjunto de muestras discretas de un campo complejo, donde cada muestra tiene un valor de magnitud y de fase. En general, no es posible crear estructuras que controlen directamente tanto la amplitud y la fase de la onda transmitida por el holograma. Por lo tanto, debe aplicarse un esquema de codificación a la

distribución de amplitud compleja del holograma para que pueda representarse adecuadamente en algún material de registro.

3. Materialización del holograma. La transferencia de la información codificada del campo del holograma a un substrato se lleva a cabo mediante la selección y empleo de un material y técnica de grabación adecuados. Esta selección depende de la aplicación del holograma y de la tecnología disponible. Mediante la realización de estos pasos se obtiene un holograma generado por computadora (CGH).

4. Reconstrucción óptica. Una iluminación adecuada del CGH producirá la reconstrucción del objeto. Esta reconstrucción mostrará ciertas características como resultado de las propiedades del holograma.

El potencial de la holografía digital radica en las flexibilidades que poseen los tres primeros pasos del proceso, las cuales no existen en los procesos ópticos.

4.2 Cálculo de la distribución de amplitud en el plano del holograma

Los hologramas, como elementos difractivos, manipulan una onda incidente (onda de reconstrucción) de tal manera que en su campo cercano o lejano reconstruyen la distribución de intensidad del objeto deseado. Para este fin, el elemento puede trabajar por transmisión o por reflexión y modulando la

amplitud o la fase de la onda de iluminación. En la siguiente discusión se tratará el cálculo de elementos difractivos que modulan solamente la fase, pues se prefieren éstos a los hologramas de amplitud debido a que idealmente no absorben energía y por tanto su eficiencia de difracción puede ser mayor. Estos elementos reconstruyen la distribución de intensidad deseada en el plano de Fraunhofer. Se considera que los elementos diseñados tienen un perfil cuantizado debido a que la mayoría de las técnicas de materialización se adecuan a este tipo de estructuras y suponemos también que las dimensiones transversales características del holograma son grandes comparadas con la longitud de onda de la luz de iluminación; esto con la finalidad de aplicar la teoría escalar de difracción.

La iluminación del holograma con una onda plana y a un ángulo de incidencia de 0° nos conduce a una onda transmitida que podemos expresar por la amplitud compleja $\exp[i\Phi(u)]$. Si representamos el perfil del holograma por $d(u)$, la fase de la onda transmitida es $\Phi(u) = (2\pi/\lambda) d(u) (n - 1)$, donde n es el índice de refracción del material y λ la longitud de onda del haz de iluminación. El patrón de difracción en el plano de Fraunhofer está dado por la amplitud compleja

$$f(x) = FT\{\exp[i\Phi(u)]\} \quad (4.8)$$

donde FT indica la transformada de Fourier. El problema radica en calcular una fase cuantizada $\Phi(u)$, tal que pueda ser reconstruida la deseada distribución de intensidad $|f(x)|^2$, la cual llamaremos señal.

Un tratamiento a este problema es el siguiente: se calcula por medio de la computadora la transformada inversa de Fourier de $f(x)$ expresada como $F(u) = |F(u)| \exp [i \Phi(u)] = FT^{-1} |f(x)|$, donde $F(u)$ describe la estructura difractiva que se requiere para generar el patrón de Fraunhofer $f(x)$. Sin embargo, para la mayoría de las señales el módulo de $F(u)$ no es constante y la fase $\Phi(u)$ no está cuantizada. Por lo tanto, el resultado no corresponde a un elemento difractivo cuantizado que module exclusivamente la fase.

Un método directo para obtener una distribución de fase cuantizada es la de desechar la información de amplitud de $F(u)$, es decir, hacer $|F(u)|=1$, y cuantizar directamente la fase $\Phi(u)$. Desafortunadamente, el patrón de difracción de Fraunhofer resultante de esta estructura será una señal alterada. Para evitar distorsiones, la idea es buscar una nueva distribución $G(u) = |G(u)| \exp[i \Gamma(u)]$ que cumpla con las siguientes restricciones: $|G(u)|=1$ y $\Gamma(u)$ cuantizada en Z niveles. Además el patrón de difracción de Fraunhofer de $G(u)$, esto es, $g(x) = FT[G(u)]$, tiene que contener la señal $|f(x)|^2$. Esto puede expresarse como

$$|g(x)|^2 \sim |f(x-x_0)|^2, \quad x \in \Sigma \quad (4.9)$$

donde Σ es la ventana o área donde se localiza la señal. La distribución $g(x)$ no contiene información de la señal fuera de Σ . La figura 4.1 muestra gráficamente la relación entre $f(x)$ y $g(x)$ de acuerdo con la expresión (4.9).

A continuación se describe el método para encontrar la distribución $G(u)$ que satisfaga las restricciones mencionadas arriba. En la sección 4.2.1 se

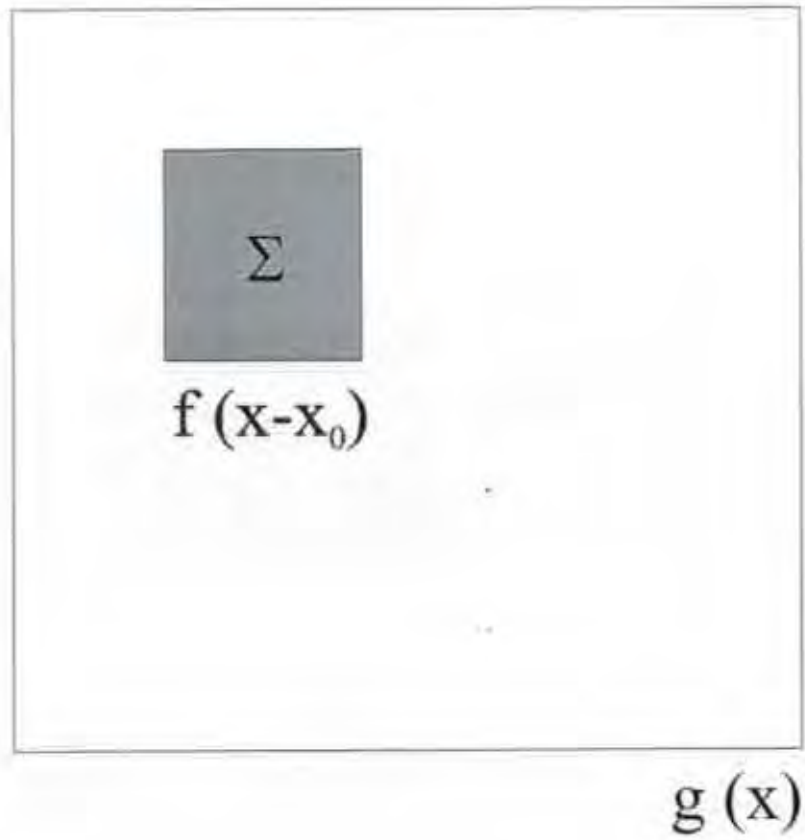


Fig.4.1 Ilustración de la relación entre $g(x)$ y $f(x)$: la amplitud compleja $g(x)$ está dada dentro del campo total y la señal $f(x)$ dentro de la ventana Σ .

muestra el cálculo de la estructura analógica del holograma y la sección 4.2.2 trata sobre su cuantización.

4.2.1 Cálculo de la estructura analógica del holograma.

Una alternativa para relacionar las funciones $f(x)$ y $g(x)$, que representan la amplitud compleja en el plano de Fraunhofer, está dada por

$$g(x) = f(x-x_0) \quad (4.10)$$

Esta relación indica que $g(x)$ es una versión fuera de eje de $f(x)$. El valor de $g(x)$ fuera de la ventana Σ es igual a cero.

Para una señal $f(x)$ de forma arbitraria, el espectro de $g(x) = f(x-x_0)$ no cumple, por lo general, con la restricción $|G(u)|=1$ (a excepción de que $f(x) = \delta(x)$). Por lo que resulta necesario modificar la distribución $g(x) = |f(x-x_0)| \exp [i\varphi(x-x_0)]$. Una posibilidad consiste en introducir una distribución de amplitud fuera de la ventana de la señal Σ para asegurar que $|G(u)|=1$. Además, de acuerdo con la relación (4.9), solamente es de interés la intensidad de $f(x-x_0)$, por lo que la fase $\varphi(x-x_0) = \arg [f(x-x_0)]$ puede manipularse también para cumplir con el requisito de que $|G(u)|=1$.

En resumen, pueden calcularse una distribución $c(x)$ y/o una fase $\varphi(x-x_0)$ para asegurar que

$$g(x) \sim |f(x-x_0)| \exp[i \varphi(x-x_0)] + c(x) \quad (4.11)$$

tenga un espectro $G(u)$ con amplitud constante. El valor del término $c(x)$ debe ser igual a cero dentro de la ventana de la señal y puede tener un valor diferente fuera de ella para evitar distorsiones en la misma. El uso de $\varphi(x-x_0)$ dentro de Σ se conoce como libertad de fase y el de $c(x)$ fuera de Σ se llama libertad de amplitud.

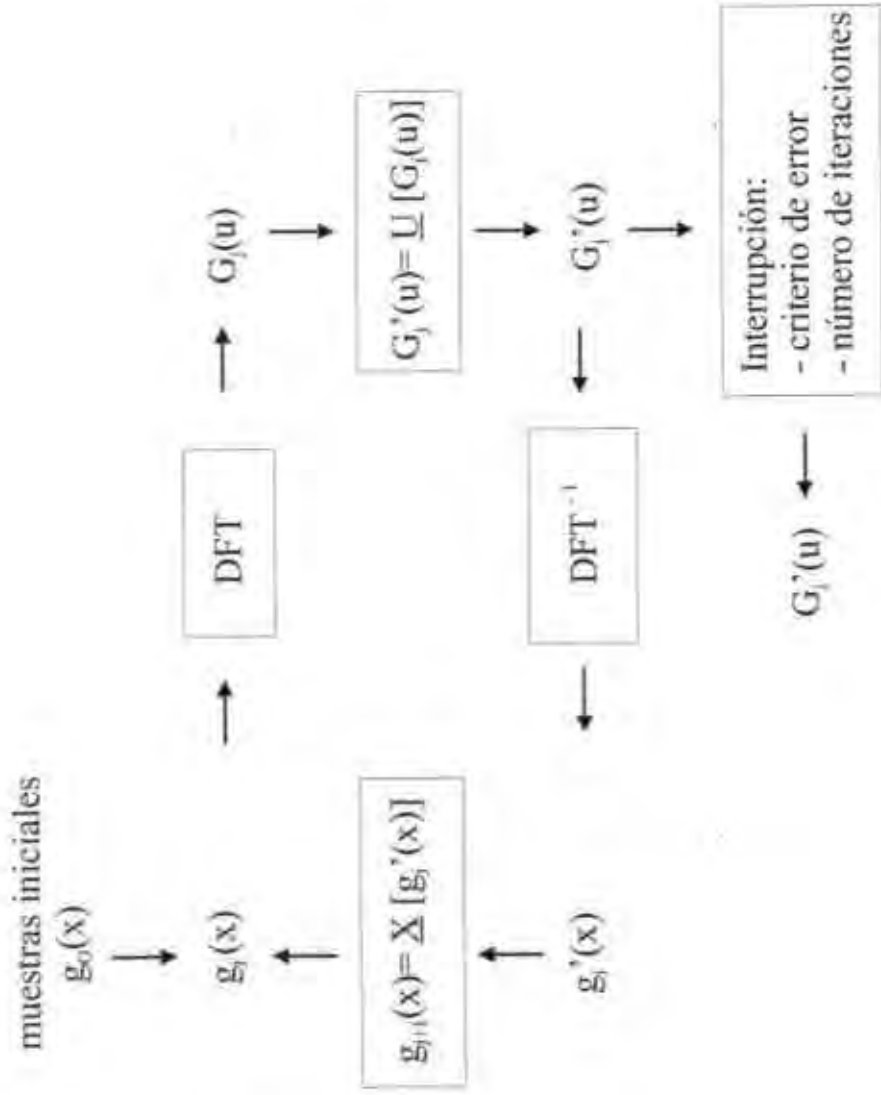
Un método para calcular una fase adecuada $\varphi(x-x_0)$ consiste en la aplicación del algoritmo iterativo de la transformada de Fourier (IFTA) (Gallagher, 1973; Fienup, 1982). En la figura 4.2 se muestra un diagrama de bloques de este algoritmo. Los operadores \underline{X} y \underline{U} contienen las reglas para cumplir con las restricciones en los planos x y u respectivamente (relación (4.9) y $|G(u)|=1$). Estos operadores son los siguientes (Wyrowski, 1990):

$$\begin{aligned} \underline{X}[g_j'(x)] &= g_{j+1}(x) = |f(x-x_0)| \exp[i \gamma_j'(x)], & \text{para } x \in \Sigma \\ &= 0, & \text{para } x \notin \Sigma \end{aligned} \quad (4.12)$$

y

$$\underline{U}[G_j(u)] = G_j'(u) = \exp[i \Gamma_j(u)] \quad (4.13)$$

donde $\gamma_j'(x)$ es la fase de $g_j'(x)$ y $\Gamma_j(u)$ de $G_j(u)$.



Interrupción:
 - criterio de error
 - número de iteraciones

Fig. 4.2. Diagrama de un algoritmo iterativo de transformada de Fourier.

El operador \underline{X} mantiene la fase $\gamma_j'(x)$ dentro de Σ , reemplaza el módulo dentro de Σ por $|f(x-x_0)|$, y elimina la amplitud compleja fuera de Σ . El efecto de \underline{X} representa la utilización de la libertad de fase durante cada iteración. El operador \underline{U} reemplaza el módulo de $G_j(u)$ por el valor 1 para cumplir con la restricción de módulo constante en el plano de Fourier. Ambos operadores cumplen con la restricción en el plano x y u de un mínimo cambio de $g_j'(x)$ y $G_j(u)$, respectivamente. Es necesario un conjunto de muestras iniciales $g_0(x)$ para implementar este algoritmo. En este trabajo se usó $g_0(x) = |f(x-x_0)| \exp[i\varphi(x-x_0)]$ con φ igual a una fase aleatoria.

Para señales de forma arbitraria, el uso exclusivo de la libertad de fase no es suficiente para obtener un módulo constante en el plano de Fourier, dando por resultado que se detenga el procedimiento iterativo. Para superar este problema, es necesario utilizar la libertad de amplitud en adición a la libertad de fase. Por tanto, el operador \underline{X} expresado en la ecuación (4.12) tendrá que reemplazarse por (Wyrowski, 1990)

$$\begin{aligned} \underline{X}' [g_j'(x)] &= g_{j+1}(x) = |f(x-x_0)| \exp [i \gamma_j'(x)], & \text{para } x \in \Sigma \\ &= g_j'(x) & \text{para } x \notin \Sigma \end{aligned} \quad (4.14)$$

El operador \underline{X}' no afecta a $g_j'(x)$ fuera de Σ . Esto representa el uso de la libertad de amplitud en conjunción con la libertad de fase para obtener una adecuada $\varphi(x-x_0)$ y $c(x)$.

La implementación del algoritmo computacional queda como sigue:

La versión discreta de $f(x)$

$$f(m_f) = |f(m_f)| \exp [i \varphi (m_f)] = f(x) \text{ comb } (x, \delta x) \quad (4.15)$$

con

$$\text{comb}(x, \delta x) \sim \sum_{\alpha\beta} \delta(x-\alpha\delta x) \delta(y-\beta\delta) \quad (4.16)$$

se introduce dentro de una matriz de ceros de tamaño MN alrededor de la posición $m_0 = (m_0, n_0)$. $\varphi (m_f)$ es una fase aleatoria y $m_f = [-(M_f/2), \dots, (M_f/2)-1]$. Los vectores M_f y l están definidos como $M_f = (M_f, N_f)$ y $l = (1,1)$. La función $\delta x = (\delta x, \delta y)$ representa las distancias de muestreo en las direcciones x y y . La versión discreta resultante de $g_o(x)$ está dada por

$$g_o(m) = f(m-m_o) \quad (4.17)$$

con $m = [-(M/2), \dots, (M/2)-1]$ y $M = (M, N)$. La función $g_o(m)$ se utiliza como la distribución inicial para el procedimiento iterativo.

Para alcanzar una eficiencia de difracción alta es importante conservar la energía de la distribución $c(x)$ tan pequeña como sea posible. Este resultado puede alcanzarse por el siguiente procedimiento: El operador \underline{X} de acuerdo con la ecuación (4.12) se utiliza en las primeras iteraciones hasta que la utilización exclusiva de la libertad de fase provoque un detenimiento del

proceso. Luego, se utiliza el operador \underline{X} de acuerdo con la ecuación (4.14) para implementar la combinación de libertad de fase y de amplitud.

4.2.2 Cuantización de la estructura analógica del holograma

El procedimiento iterativo descrito en la sección anterior produce una distribución $G(u) = \exp[i\Gamma(u)]$ con una fase analógica $\Gamma(u)$. Por razones prácticas la estructura de un elemento difractivo de fase es usualmente cuantizada o discretizada. Esto simplifica el paso de materialización del holograma.

En lo que sigue, la versión cuantizada de $G(u)$ se expresará como $\underline{G}(u) = \exp[i\underline{\Gamma}(u)]$, donde $\underline{\Gamma}(u)$ es una distribución de fase discreta

$$\underline{\Gamma}(u) \in \{-\pi, -\pi + \Delta, \dots, \pi - \Delta\} \quad (4.18)$$

con $\Delta = 2\pi/Z$. El parámetro Z indica el número de niveles de discretización de la fase.

Una discretización directa de $G(u)$ está dada por el operador (Wyrowski, 1990)

$$\begin{aligned}
Q[G(u)] = \underline{G}(u) &= \exp(-i\pi), & \Gamma(u) + \pi \leq 0.5\Delta \\
&= \exp[i(-\pi + z\Delta)], & (z - 0.5)\Delta < \Gamma(u) + \pi \leq (z + 0.5)\Delta \\
&= \exp(i\pi), & (z - 0.5)\Delta < \Gamma(u) + \pi
\end{aligned}
\tag{4.19}$$

con el parámetro $z = 0, \dots, Z$. El operador Q cumple con la restricción de que la cuantización debe hacerse con el mínimo cambio de $G(u)$.

Para analizar los resultados de la cuantización de la estructura difractiva, recurriremos a las conclusiones obtenidas por J. W. Goodman y A. M. Silvestri (1970), en relación a los efectos de la cuantización de fase de una distribución de amplitudes complejas. Estas conclusiones son las siguientes:

Si la transformada de Fourier de una función $g(x)$ se cuantiza ($\underline{G}(u)$), la función recuperada por transformación inversa difiere de $g(x)$. Esta función recuperada consta de la suma de varias contribuciones, cuyo peso depende del número de niveles de cuantización de fase Z . En términos matemáticos, la función recuperada está dada por:

$$\underline{g}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left[\left(m + \frac{1}{Z}\right)\pi\right] g_m(x) \tag{4.20}$$

donde

$$g_m(x) = \int_{-\infty}^{\infty} |G(u)| \exp[i(Zm+1)\Gamma(u)] \exp[i2\pi ux] du \quad (4.21)$$

De estas ecuaciones se puede observar que la contribución del término $m=0$ es simplemente una versión atenuada del objeto original, esto es,

$$\text{sinc} [(1/Z)\pi] g(x) \quad (4.22)$$

A este término se le conoce como "imagen primaria". A medida que el número de niveles de cuantización aumenta, el argumento de la función sinc se aproxima a cero y el peso de la imagen primaria se incrementa aproximándose cada vez más a la imagen original $g(x)$.

En adición a la imagen primaria, existen contribuciones de los términos $m \neq 0$, las cuales se conocen como imágenes falsas. Como puede verse de la ecuación (4.20), el peso de la m -ésima imagen falsa se atenúa por el factor $\text{sinc} \{[m+(1/Z)]\pi\}$. Dado que m es siempre un entero y el valor de la función sinc para un argumento entero es cero, conforme se incrementa el número Z de niveles de cuantización, el peso de las imágenes falsas decrece.

En general, la forma de una imagen falsa es diferente a la imagen primaria. Esto puede deducirse de la ecuación (4.21), la cual muestra que la distribución de fase en el espectro de la m -ésima imagen falsa está dada por $(Zm+1)\Gamma(u)$. Es evidente que existe un efecto importante de esta multiplicación de fase en el dominio de Fourier cuando consideramos una función $g(x)$ que consiste de un objeto $g_1(x)$ diferente de cero ubicado dentro

de un campo vacío. Si $g_1(x)$ está centrado en el origen de este campo, la transformada de Fourier de $g(x)$ es

$$G(u) = G_1(u) = |G_1(u)| \exp[i \Gamma_1(u)] \quad (4.23)$$

pero si $g_1(x)$ está desplazado con respecto al centro del campo por una cantidad x_0 , se tiene

$$G(u) = |G_1(u)| \exp\{-i[2\pi x_0 u - \Gamma_1(u)]\} \quad (4.24)$$

El efecto de la multiplicación de fase expresado por la ecuación (4.21) será desplazar el centro de las imágenes falsas a nuevos puntos dentro del campo de la imagen, separándolas de la imagen primaria. Si le llamamos ruido de cuantización a las contribuciones de las imágenes falsas, mediante la selección de un valor adecuado de desplazamiento x_0 , es posible separar el ruido de la señal.

4.3 Referencias

J. R. Fienup, (1982), "Phase retrieval algorithms: a comparison", *Appl. Opt.* **21**, 2758-2769.

N.C. Gallagher y B. Liu, (1973), "Method for computing kinoforms that reduces image reconstruction error," *Appl. Opt.* **12**, 2328-2335.

J. W. Goodman and A. M. Silvestri, (1970), "Some effects of Fourier-domain phase quantization," *IBM J. Res. Dev.* **14**, 478-484.

J. W. Goodman, (1988), "Holography," Chap. 9 in *Introduction to Fourier Optics*, 295-392, McGraw-Hill.

F. Wyrowski, (1990), "Diffractive optical elements: iterative calculation of quantized, blazed phase structures," *J. Opt. Soc. Am. A* **7**, 961-969.

CAPITULO 5

PRENSADO TERMICO DE ELEMENTOS DIFRACTIVOS MEDIANTE EL USO DE UN PATRON MAESTRO AUTOREVELABLE

5.1 Introducción

Los elementos ópticos difractivos (DOEs) son atractivos para una gran variedad de aplicaciones donde se requieren componentes ópticos con dimensiones pequeñas, peso ligero y bajos costos de producción. Algunas aplicaciones incluyen interrupción óptica (Gani, 1999), prueba de superficies esféricas (Lee, 1999), despliegue de imágenes (Schertler, 1999), seguridad óptica (Staub, 1999), y metrología (Zhao, 1999; Spagnolo, 2001), por mencionar unas pocas. En la región del infrarrojo medio, los DOEs son particularmente importantes porque pueden mejorar el desempeño de sistemas ópticos que trabajan a esas longitudes de onda (Swanson, 1989; Werner, 1991).

Los elementos difractivos pueden modular la luz por medio de un relieve en su superficie o por cambios espaciales en su índice de refracción. Los DOEs que trabajan con radiación infrarroja media utilizan un relieve en su superficie debido a que en la actualidad no se tienen materiales que muestren

cambios locales de índice de refracción para esas longitudes de onda. Estos elementos de relieve pueden trabajar por transmisión o por reflexión. Para elementos de transmisión, la absorción del sustrato sobre el cual están hechos debe ser muy débil. Desafortunadamente existen pocos materiales ópticos que exhiben buena transmitancia a longitudes de onda del infrarrojo medio y los materiales comúnmente utilizados como el selenuro de zinc (ZnSe) o el germanio (Ge) son costosos. Por otro lado, en los elementos reflectivos el sustrato no necesita tener una buena transmitancia en el infrarrojo, debido a que su superficie se cubre con una película altamente reflectiva para obtener un buen desempeño.

Entre los métodos utilizados para fabricar DOEs para infrarrojo se encuentran la litografía (Swanson, 1989; Hasman, 1991), grabación de patrones de interferencia (Hutley, 1991) y maquinado con punta de diamante (Bradburn, 1985). El primer método involucra el uso de herramientas y procesos desarrollados por la industria de los circuitos integrados, como por ejemplo sistemas generadores de patrones por haz de electrones, alineadores de máscaras y ataque reactivo de iones. Los elementos difractivos fabricados con esta técnica pueden proporcionar las más altas eficiencias de difracción. Sin embargo, el costo del equipo de fabricación es alto y el proceso complicado y lento.

En este capítulo se presenta un método simple y económico para fabricar elementos difractivos de fase con relieve binario que trabajan por transmisión con radiación infrarroja media ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$). Estos elementos están hechos en material polietileno (PE). El método de fabricación propuesto se resume en los siguientes pasos. Inicialmente la función de transmisión de

fase del elemento difractivo se calcula en una computadora y se codifica en una matriz cuyos pixeles pueden tener dos niveles de gris (blanco o negro). Luego, por medio de una impresora de alta resolución, la matriz se imprime en una película de alto contraste. Esta matriz impresa se llama máscara. Enseguida, la información de amplitud binaria contenida en la máscara es transferida por litografía a un material fotopolímero autorevelable que se cura con radiación ultravioleta (UV). Al final de este proceso litográfico, el material presenta un relieve de superficie. A este polímero se le llama patrón maestro. Finalmente, el elemento difractivo de fase se obtiene mediante prensado térmico del patrón maestro y un substrato de PE.

En la sección 5.2 se revisa el cálculo de hologramas generados por computadora. La sección 5.3 describe los materiales polímeros empleados en el proceso de fabricación. La sección 5.4 presenta la técnica de fabricación del patrón maestro y del elemento difractivo. Finalmente la sección 5.5 analiza la caracterización y prueba de los elementos fabricados.

5.2 Diseño de hologramas generados por computadora

El paso inicial en la fabricación de los CGHs es el cálculo de la función de transmitancia del elemento difractivo. Se seleccionó el diseño de hologramas de fase debido a que estos tienen un mejor desempeño que los hologramas de amplitud. El cálculo se realizó empleando una versión estándar del algoritmo iterativo de la transformada de Fourier (IFTA), el cual fue discutido en el capítulo anterior. El programa fue realizado en Matlab.

Para demostrar los procesos de diseño, materialización y desempeño óptico de los CGHs fabricados por este método propuesto, se calculó la función de transmisión de fase de un DOE binario que genera el logotipo del Centro de Investigaciones en Optica (CIO) en el campo lejano o plano de Fraunhofer. El objeto generado por computadora (logotipo del CIO) se realizó en una matriz de 64 x 64 píxeles con dos niveles de gris: 0(negro) y 255 (blanco). Esta matriz de datos, la cual fue empleada como la señal de entrada para el algoritmo de diseño, fue ubicada dentro de un campo vacío de 128 x 128 píxeles y con un determinado desplazamiento con respecto al centro del campo, como se muestra en la figura 5.1. Esto se realizó con la finalidad de separar el ruido de cuantización de la señal durante la etapa de reconstrucción, tal como se explicó en el capítulo 4.

Para calcular la función de transmitancia del holograma de Fourier, se realizaron 20 iteraciones con el IFTA. Sin embargo, debido a limitaciones del método de fabricación, la función analógica obtenida tuvo que ser cuantizada a $N=2$ niveles de fase 0 y π . Esta función de fase cuantizada fue codificada como una matriz de píxeles con dos niveles de gris, donde cada valor de 0 ó 255 correspondió a un valor de fase discreto. El holograma binario diseñado se muestra en la figura 5.2. Una simulación en computadora del patrón de difracción en el campo lejano producido por este holograma se muestra en la figura 5.3. Esta simulación se realizó con el objetivo de tener una imagen de referencia de la reconstrucción y una estimación de la calidad del CGH calculado. En la figura 5.3 puede apreciarse que dos señales son generadas simétricamente con respecto al centro de la escena reconstruida, esto debido a que el holograma fue diseñado como un holograma delgado binario, lo cual



Fig. 5.1 Patrón de difracción deseado a ser generado en el campo lejano por el holograma.

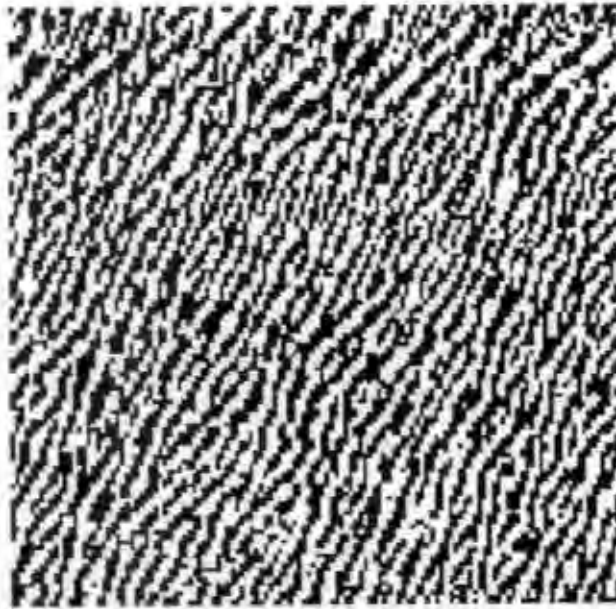


Fig. 5.2 Función de transmisión de fase binaria del elemento difractivo.



Fig 5.3 Simulación del patrón de intensidad normalizado generado en el plano de Fraunhofer por el holograma diseñado.

fue predicho por Goodman y Silvestri (1970). La aparición de una señal gemela en el patrón de difracción de Fraunhofer provoca que la máxima eficiencia de difracción teórica del primer orden sea de 40.5% de acuerdo con la relación (Hasman, 1991)

$$\eta = \left[\frac{N}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{N}\right) \right]^2 \quad (5.1)$$

La eficiencia de difracción calculada para este holograma fue de 37%.

Después del cálculo del holograma, se fabricó una máscara binaria en una impresora de alta resolución (133 puntos/mm). Se utilizó una película fotográfica de alto contraste como medio de grabación y el tamaño de pixel fue seleccionado de 100 μm x 100 μm ; así el tamaño total de la máscara fue de 12.8 mm x 12.8 mm (128 pixeles x 128 pixeles).

5.3 Selección de los materiales de grabación

Para seleccionar los materiales empleados en la fabricación del patrón maestro y del elemento difractivo se consideró la aplicación del DOE y la tecnología disponible. Así, se fabricó el patrón maestro en un substrato fotopolímero (Lougnot, 1998) que cura bajo la acción de luz UV ($\lambda=365$ nm). Este material es autorevelable ya que no requiere un tratamiento químico posterior a la exposición para transformar la información óptica contenida en

la máscara en cambios locales de espesor. La formulación de la mezcla utilizada en este estudio comprende un oligómero epóxico multiacrílico (Ebecryl 600 de UCB) y un éter vinílico (Bis[4-(vinyloxy) butyl] isophthalate de Aldrich) que actúa como diluyente reactivo; ambos componentes en una razón de peso de 1:1. También se adicionó un sistema fotoiniciador adecuado para iluminación UV (2-3% en peso). La característica distintiva de esta formulación comparada con mezclas acrílicas fotopolimerizables clásicas radica en el alto grado de conversión de las funciones reactivas durante el proceso de exposición, lo cual produce un grado de dureza sobresaliente en su superficie y estabilidad química. La figura 5.4 muestra el comportamiento de la transmitancia y la absorbancia de la mezcla como función de la radiación UV.

Por otro lado, para la fabricación de los elementos de difracción para infrarrojo, se seleccionó como sustrato al PE debido a que transmite adecuadamente la radiación infrarroja media (Figura 5.5). Este material se vende comercialmente en una amplia variedad de formas y espesores y su precio es económico. Además, debido a su bajo punto de fusión (130°C), es posible hacer réplicas desde el patrón maestro mediante prensado térmico. En trabajos anteriores (Erismann, 1997) se ha reportado la utilización del PE para la fabricación de lentes de Fresnel para radiación infrarroja media. En el presente estudio se utilizaron placas de PE con 0,4 mm de espesor. Su índice de refracción es de 1,54 para el infrarrojo (Erismann, 1997).

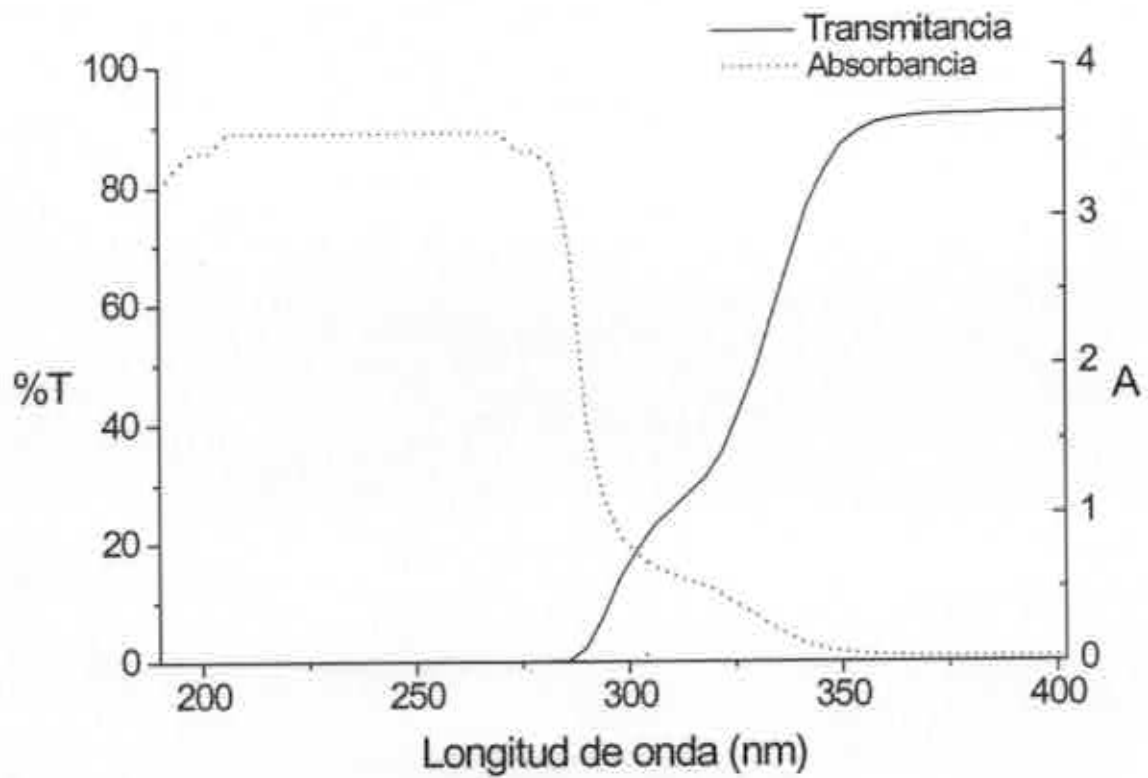


Fig. 5.4 Transmittancia y absorbancia como función de la radiación UV para el material fotopolímero usado en la fabricación de los patrones maestros.

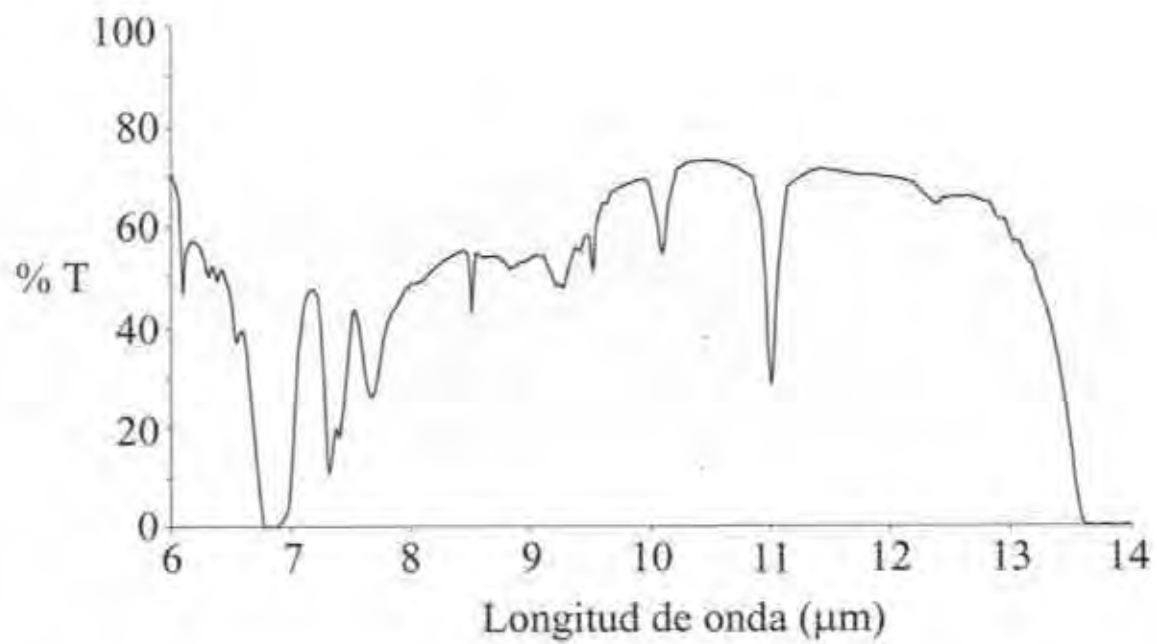


Fig. 5.5 Transmitancia como función de la radiación infrarroja para placas de PE con 0.4 mm de espesor.

5.4 Fabricación de patrones maestros y elementos difractivos

A continuación se describe el proceso de fabricación del patrón maestro. Inicialmente, se colocó la mezcla fotopolimerizable entre dos placas planas de vidrio. El espesor de la película se determinó por espaciadores de aluminio colocados en las orillas de las placas. En este trabajo se utilizaron espaciadores de 20 y 50 μm de espesor. Posteriormente, se colocó una máscara binaria en la parte superior de una de las placas de vidrio y se irradió la mezcla desde el lado de la máscara con una lámpara de UV (Zeta 7400 de Loctite). La densidad de potencia de la luz en la superficie de la película fue de 150 mW/cm^2 a 365 nm de longitud de onda. Un diagrama de este arreglo experimental se muestra en la figura 5.6. La iluminación a través de la máscara controló la distribución espacial de la luz incidente e indujo una fotopolimerización inhomogénea en el material; desarrollando así, un gradiente de composición química que generó esfuerzos internos en la película. Estos esfuerzos mecánicos se disiparon posteriormente a través de movimientos convectivos entre zonas oscuras e iluminadas del material. Como resultado de esta transferencia de masa, se produjeron deformaciones locales en la superficie del substrato y se obtuvo un elemento de relieve. Finalmente, se recoció el elemento en un horno por un periodo de 30 minutos aproximadamente a 80°C con la finalidad de favorecer la conversión de macroradicales atrapados en la estructura polimérica y obtener un mejoramiento en la estabilidad química y en la dureza de la superficie del material.

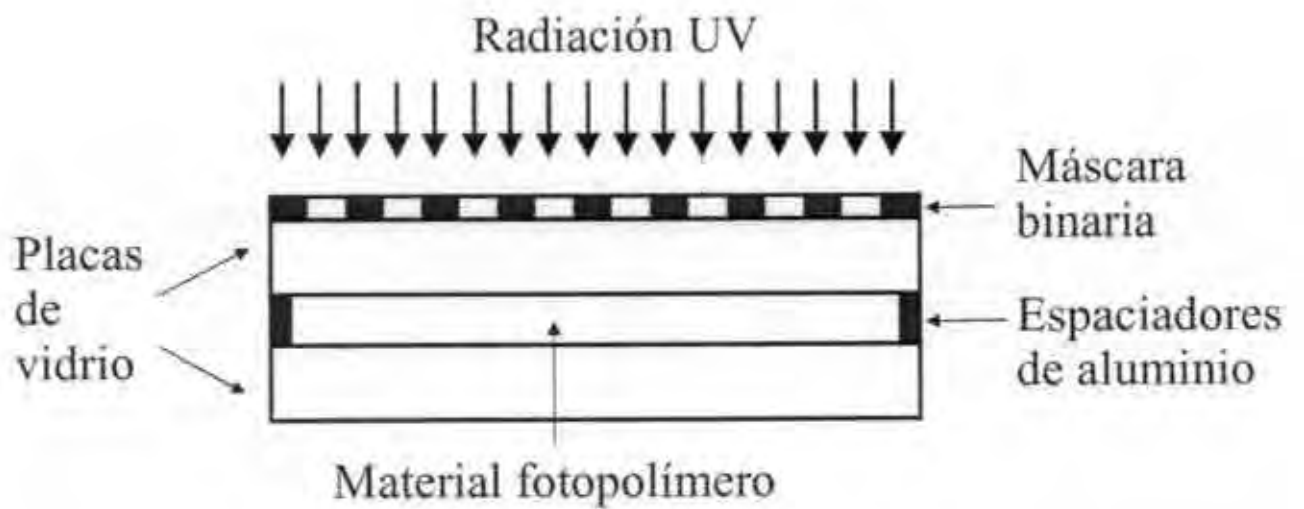


Fig. 5.6 Diagrama del arreglo experimental para la fabricación de patrones maestros.

Los materiales empleados para registrar información óptica requieren ser probados para caracterizar su capacidad de resolución espacial, esto es, el número de líneas por milímetro que pueden ser grabadas. Para determinar la respuesta a la frecuencia espacial en el intervalo de interés del fotopolímero usado, fueron fabricados algunos patrones maestros usando 3 rejillas de Ronchi como máscaras. Las rejillas tuvieron frecuencias espaciales de 3.93, 5.90 y 11.81 líneas/mm. Para cada una de estas frecuencias espaciales, se aplicaron tiempos de irradiación de 30 s y 60 s. Los resultados de la caracterización de los patrones fabricados se presentan en la sección 5.5.

Los DOEs se obtuvieron directamente mediante prensado térmico de un patrón maestro fabricado y un substrato plano de PE. Para este propósito, el patrón maestro y el PE fueron colocados en contacto entre dos placas planas de vidrio. Posteriormente se aplicó una presión de 0.76 kg/cm^2 al conjunto y se colocó dentro de un horno que inicialmente estaba a temperatura ambiente. Enseguida el horno permaneció encendido por dos horas y al final de este periodo la temperatura alcanzó aproximadamente 140°C . Así fueron fabricadas algunas rejillas de difracción. La figura 5.7 muestra una sección de una rejilla de difracción fabricada. Esta imagen se obtuvo con un microscopio de barrido electrónico (SEM). De la misma manera se fabricaron algunos CGHs. La única diferencia radicó en que las máscaras usadas en el proceso de fabricación del patrón maestro fueron aquellas diseñadas en computadora. La figura 5.8 muestra una fotografía de una sección de un CGH.

Este método está limitado a la fabricación de elementos difractivos binarios debido a lo siguiente: La impresora empleada para fabricar las máscaras de amplitud muestra la escala discreta de niveles de gris de 0(negro)

a 255 (blanco) mediante la variación del tamaño de puntos oscuros impresos. Los puntos espaciados que representan valores de gris intermedios son registrados como subestructuras binarias por el material fotopolímero empleado en la fabricación de los patrones maestros; y no como el nivel de gris que representan. Es por ello que el método se restringe al empleo de máscaras binarias con sólo dos niveles de gris, 0 y 255.

5.5 Resultados experimentales

Para investigar el comportamiento de la modulación de la superficie del material fotopolímero con relación a diferentes frecuencias espaciales, las superficies de los patrones maestros de las rejillas de difracción se estudiaron con un analizador de superficies. Las figuras 5.9(a) y 5.9(b) muestran el comportamiento de la modulación de superficie como una función de la frecuencia espacial para patrones hechos con espesores de película de 20 y 50 μm , respectivamente. En la figura 5.9(b) puede observarse un perfil con una máxima modulación de aproximadamente 10.5 μm (una longitud de onda del infrarrojo medio) obtenido con un tiempo de exposición de 30 s y una frecuencia espacial de 3.93 líneas/mm.

La altura del relieve de superficie requerido para inducir un cambio de fase de π radianes en un CGH está dada por:

$$d = \frac{\lambda}{2 * \Delta n} \quad (5.2)$$

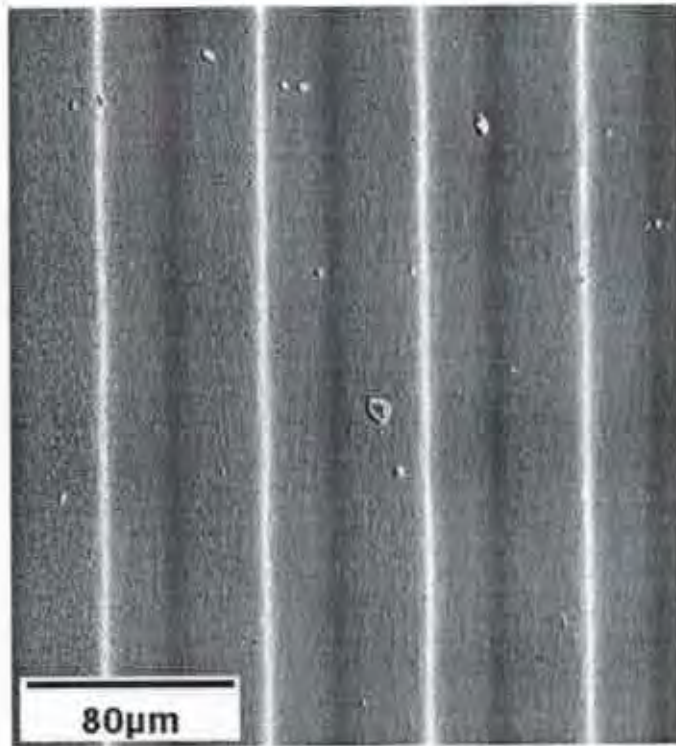


Fig. 5.7 Fotografía de una parte de una rejilla de difracción fabricada por prensado térmico en PE.

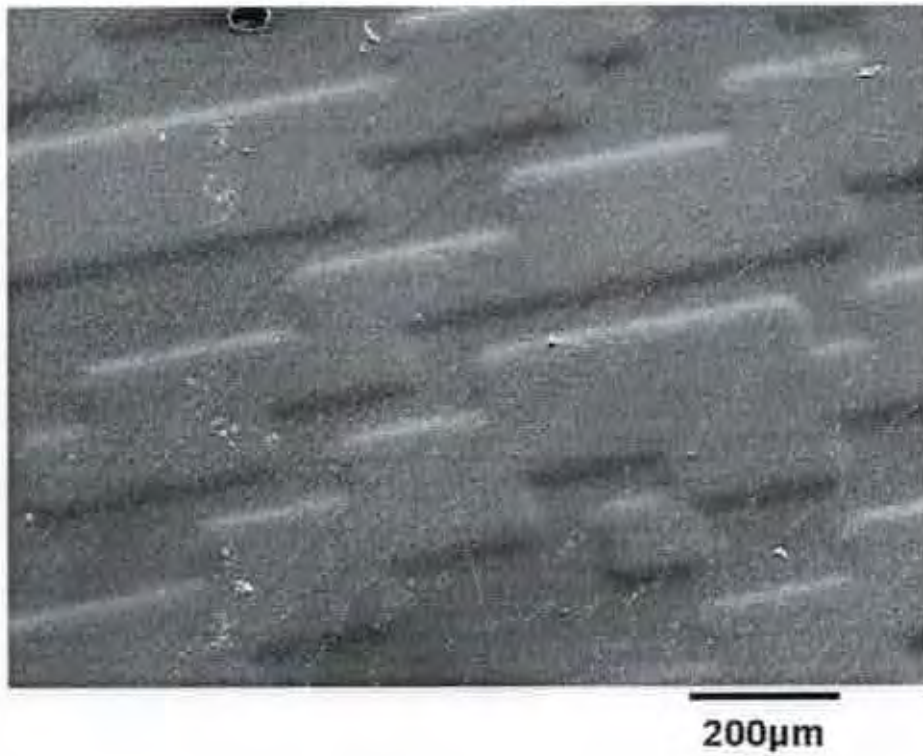
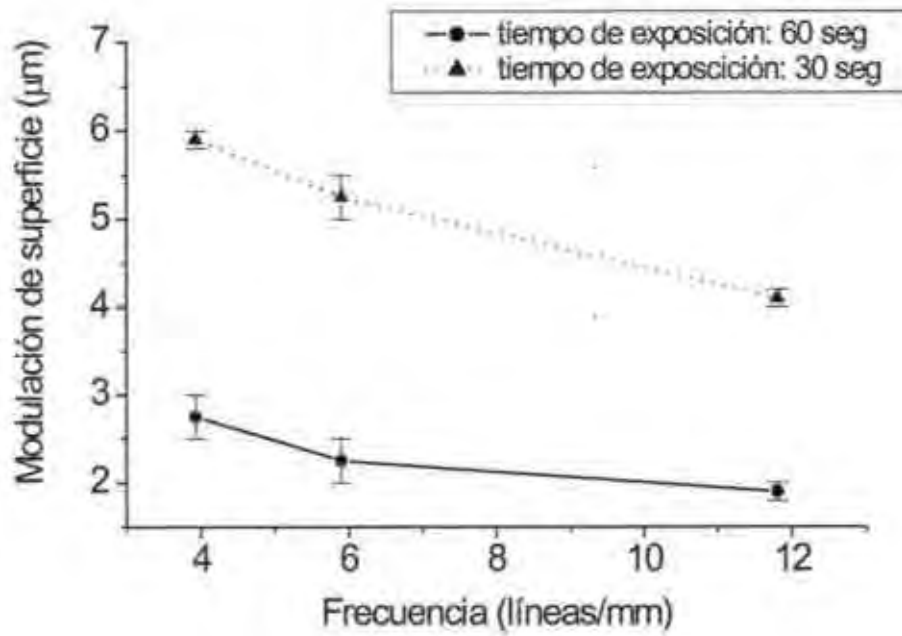
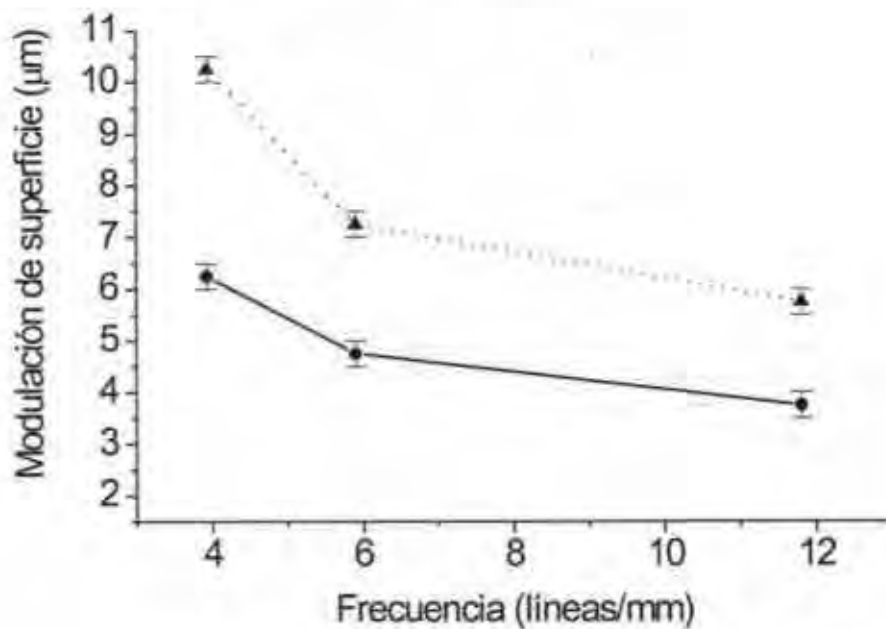


Fig. 5.8 Fotografía de una sección de un CGH binario fabricado en un substrato de PE.



a)



b)

Fig. 5.9 Comportamiento de la modulación de superficie del material fotopolímero como función de la frecuencia espacial para películas con espesores de a) 20 μm y b) 50 μm.

donde d es la altura del relieve, λ la longitud de onda de la luz de iluminación y Δn la diferencia de índices de refracción entre el sustrato y el medio adyacente (aire). Para el sustrato de PE seleccionado con un índice de refracción de $n=1.54$ en el infrarrojo, la altura correspondiente del relieve necesaria a $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ es $9.8 \mu\text{m}$. El patrón maestro debería de exhibir también este valor, dado que es utilizado para replicar los CGHs. Así, de acuerdo con los resultados obtenidos se observa que es posible obtener la altura de relieve necesitada en la fabricación de los patrones maestros de las rejillas de difracción (figura 5.9), con películas de material fotopolímero de $50 \mu\text{m}$ de espesor y tiempos de exposición de aproximadamente 30 s.

La eficiencia de difracción es una característica importante en el desempeño de los DOEs. La eficiencia de las rejillas fabricadas se midió como se describe a continuación. Se utilizó un haz de un láser de CO_2 para iluminar una rejilla. La energía del primer orden difractado se midió con un potenciómetro para luz infrarroja media. Luego se comparó este valor con la energía total transmitida por la rejilla, la cual se midió con el mismo detector localizado muy cerca del elemento difractivo. De esta manera, se midió una eficiencia de difracción relativa, pues se despreciaron pérdidas por reflexión y absorción del material. La figura 5.10 muestra el comportamiento de la eficiencia de difracción como una función de la modulación de superficie de las rejillas fabricadas. La máxima eficiencia de difracción obtenida fue de 29% para una rejilla con una modulación de aproximadamente $10.5 \mu\text{m}$. Los ordenes difractados producidos por una rejilla se analizaron con una cámara piroeléctrica comercial (de Spiricon, Inc.) y se muestran en la figura 5.11. Para obtener imágenes adecuadas con esta cámara fue necesaria la sincronización

electrónica entre el disparo del láser de CO_2 y el comienzo del proceso de captura de la imagen a una frecuencia de 30 Hz. Las imágenes se procesaron con un software especial (LBA-300PC de Spiricon, Inc.) para el control de la cámara.

El patrón de difracción en el campo lejano producido por un CGH fabricado en PE se obtuvo de la manera siguiente. Un láser de CO_2 iluminó el elemento difractivo. Se colocó enseguida del CGH una lente biconvexa de Germanio con 12.7 cm de longitud focal para obtener su transformada de Fourier. En el plano focal de la lente, se empleó la cámara piroeléctrica para analizar la distribución de intensidad térmica. La figura 5.12 muestra el patrón de difracción obtenido. En esta imagen, el orden de difracción cero fue bloqueado para evitar daños a los elementos sensores de la cámara. Una comparación de este patrón experimental con la simulación en computadora mostrada en la figura 5.3 muestra que ambos patrones son semejantes. La máxima eficiencia de difracción obtenida para uno de los CGHs fabricados fue de 21%, valor que corresponde a un elemento replicado de un patrón maestro hecho en una película de material fotopolímero de 50 μm de espesor y 30 s de exposición a la radiación UV. La eficiencia de difracción calculada para un elemento con estas características fue de 37%. Creemos que la discrepancia se debe a alturas inadecuadas en el relieve del CGH.

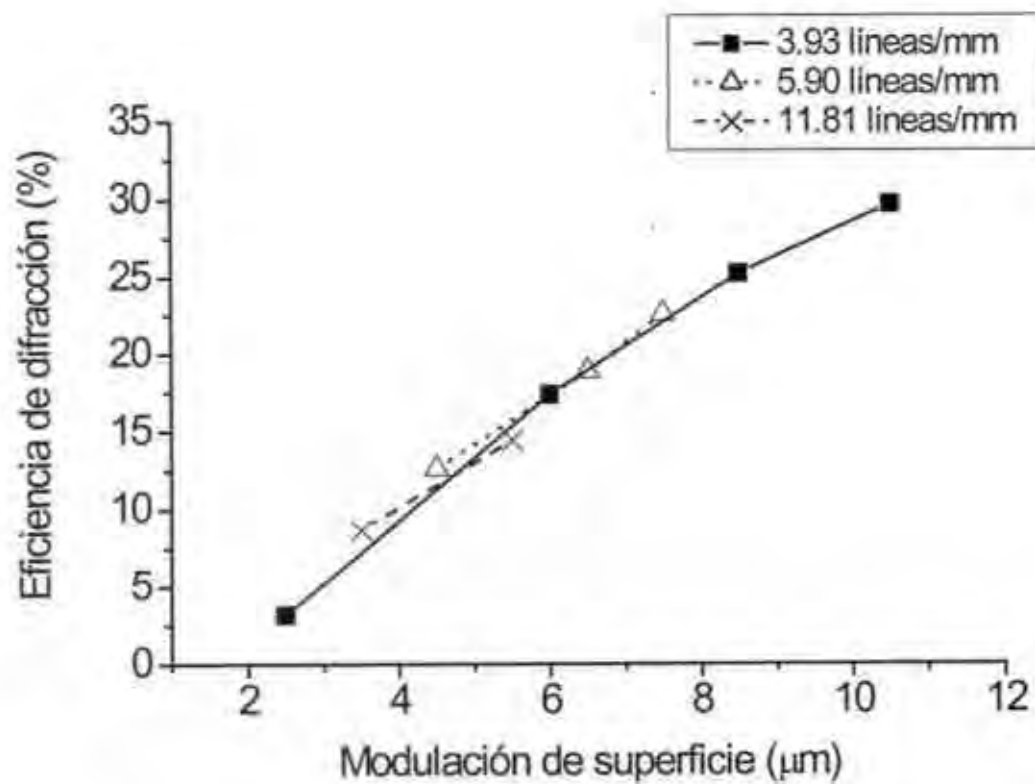


Fig. 5.10 Comportamiento de la eficiencia de difracción en el infrarrojo medio como una función de la modulación de superficie para rejillas de difracción fabricadas en PE.

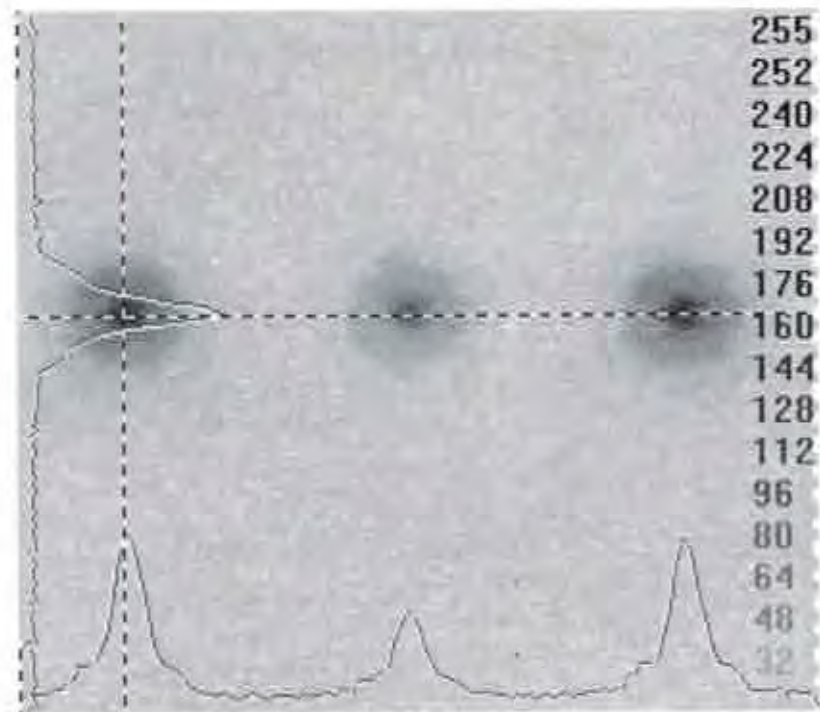


Fig. 5.11 Ordenes difractados en el infrarrojo medio producidos por una rejilla fabricada y vistos por una cámara piroeléctrica.



Fig. 5.12 Patrón de difracción infrarrojo producido en el campo lejano por un CGH fabricado en PE.

5.6 Referencias

G. Bradburn, (1985), "Design and manufacture of high quality plastic infrared fresnel lenses," in *Infrared Technology and Applications*, L. R. Baker and A. Masson, eds., Proc. SPIE **590**, 87-92.

F. Erismann, (1997), "Design of a plastic aspheric Fresnel lens with a spherical shape," *Opt. Eng.* **36**, 988-991.

D. Gani, M. Auslender and S. Hava, (1999), "Variable gratings for optical switching: rigorous electromagnetic simulation and design," *Opt. Eng.* **38**, 552-557.

J. W. Goodman and A. M. Silvestri, (1970), "Some effects of Fourier-domain phase quantization," *IBM J. Res. Dev.* **14**, 478-484.

E. Hasman, N. Davidson and A. A. Friesem, (1991), "Efficient multilevel phase holograms for CO₂ laser," *Opt. Lett.* **16**, 423-425.

M. C. Hutley, R. F. Stevens and S. J. Wilson, (1991), "Manufacture of blazed zone plates in germanium for use in the 10- μ m spectral region," *Opt. Eng.* **30**, 1005-1010.

H. Lee and S. Kim, (1999), "Precision profile measurement of aspheric surfaces by improved Ronchi test," *Opt. Eng.* **38**, 1041-1047.

D.J. Loughnot, C. Turck and C. Leroy-Garel, (1998), "New holographic recording materials based on dual-cure photopolymer systems," in *Photopolymer Device Physics, Chemistry and Applications IV*, R. A. Lessard, ed., Proc. SPIE **3417**, 165-171.

D. J. Schertler and N. George, (1999), "Uniform scattering patterns from grating-diffuser cascades for display applications," *Appl. Opt.* **38**, 291-303.

G. S. Spagnolo and D. Ambrosini, (2001), "Diffractive optical element-based profilometer for surface inspection," *Opt. Eng.* **40**, 44-52.

R. Staub, W. R. Tompkin and A. Schilling, (1999), "Gratings of constantly varying depth for visual security devices," *Opt. Eng.* **38**, 89-98.

G. J. Swanson and W. B. Veldkamp, (1989), "Diffractive optical elements for use in infrared systems," *Opt. Eng.* **28**, 605-608.

T. Werner, J. A. Cox, S. Swanson and M. Holz, (1991), "Microlens array for staring infrared imager," in *Miniature and Micro-Optics: Fabrication and System Applications*, C. Roychoudhuri and W. B. Veldkamp, eds., Proc. SPIE **1544**, 46-57.

B. Zhao and A. Asundi, (1999), "Strain microscope with grating diffraction method," *Opt. Eng.* **38**, 170-174.

CAPITULO 6

CONCLUSIONES

En esta investigación se presentaron métodos y materiales alternativos para la fabricación de microelementos ópticos de relieve continuo y binario. Estos elementos han sido diseñados para trabajar en el modo de transmisión con radiación infrarroja media ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$).

Los métodos de fabricación propuestos son simples, económicos y compatibles con la producción en masa. Los materiales empleados como sustratos son polímeros que se adquieren comercialmente y cuyo costo es bajo comparado con el de los materiales que tradicionalmente se utilizan para aplicaciones en infrarrojo.

En la primera parte de este trabajo se fabricaron microlentes, arreglos de microlentes y rejillas de difracción de relieve continuo directamente en sustratos de polietileno mediante la irradiación controlada de un láser de CO_2 . Se mostraron características de los elementos fabricados y su habilidad para formar imágenes térmicas y patrones de difracción.

Algunas investigaciones futuras podrían realizarse con el objetivo de fabricar microelementos ópticos de mejor calidad. Una variante en el método de fabricación sería la disminución de los tiempos de irradiación del sustrato mediante el uso de láseres de CO_2 con mayor potencia. Con esto se podrían

obtener elementos ópticos con características diferentes debido a una reducción del área afectada por el calor en el material.

En la segunda parte de la investigación se mostró que puede utilizarse un patrón maestro, fabricado por litografía en un material fotopolímero autorevelable, para la fabricación directa mediante prensado térmico de elementos difractivos binarios en polietileno. Esto es posible gracias a la estructura molecular altamente entrelazada que adquiere el fotopolímero después del proceso de exposición, lo que origina un grado de dureza en la superficie del patrón maestro adecuado para el proceso de prensado del polietileno.

En la fabricación del patrón maestro por litografía se emplearon solamente máscaras binarias. Esta limitación se debió a que la estructura puntual que representa niveles intermedios de gris en las máscaras de medios tonos, forman rejillas subperiódicas en el material fotopolímero al momento de la exposición. Esto impide la generación de patrones maestros con múltiples niveles en su relieve de superficie.

Experimentos adicionales empleando estos mismos materiales polímeros y máscaras con niveles de gris continuos pueden conducir a la fabricación de patrones maestros y elementos difractivos cuyos relieves estén formados por varios niveles. Esto mejorará la calidad y desempeño de los elementos fabricados.

APENDICE 1

Especificaciones técnicas del láser de CO₂ marca Synrad empleado en la fabricación de microelementos ópticos para radiación infrarroja media

Características	
Modelo	57-1
Longitud de onda	10.59 micras
Potencia de salida	100 W continuos 210 W pulsados*
Estabilidad en potencia	± 5%
Calidad de modo	TEM ₀₀ > 90 % pureza
Tamaño del haz	4 mm
Divergencia típica del haz	3.5 mR
Polarización	Lineal, vertical
Modulación (respuesta óptica)	5 kHz
Control eléctrico	Entrada TTL (+3.5 V) a 20 kHz
Alimentación eléctrica	30 VDC, 65 A
Enfriamiento	
Carga calorífica (máxima)	2000
Razón de flujo	2 GPM (<70 psi)
Temperatura	18 – 20°C
Peso	
Cabeza	30 lb (13.6 kg)
Fuente de radiofrecuencias	29 lb (13.2 kg)
Dimensiones (largo x ancho x alto)	
Cabeza	958.85 x 163.32 x 117.86 mm
Fuente de radiofrecuencias	304.8 x 482.6 x 225.43 mm

* Valor típico para ancho de pulsos de 100 a 200 μs a 5% de ciclo de trabajo

