



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.**

Centro de Investigaciones en Óptica A. C.

Algunos Avances de la Holografía Digital Microscópica

Como requisito parcial para obtener el grado de:

Doctor en Ciencias (Óptica)

Presenta:

M.C. Miguel León Rodríguez

Asesor:

Dr. Ramón Rodríguez Vera

León, Gto,

México

Marzo 2013

A mi esposa Sandy,

por todo su amor, paciencia y apoyo incondicional.

Y a mis hijos Isaac y Levit, ...

por su hermosa y grata presencia.

“Como todos los actos del universo, la dedicatoria de un libro es un acto mágico... También cabría definirla como el modo más grato y más sensible de pronunciar un nombre.”

Jorge Luis Borges (La cifra)

Agradecimientos familiares

Quiero dar mi más sincero agradecimiento a Dios por la existencia de mis hijos que finalmente ya están con nosotros, por mi esposa que es tan buena y tan generosa con migo, por mi propia vida y la oportunidad que me dio de iniciar y terminar los estudios doctorales. También quiero dar las gracias a mi esposa Sandy por creer en nuestros sueños y ser la principal motivación para hacerlos realidad. Es claro que sin su incondicional amor, apoyo, paciencia y palabras llenas de sabiduría no hubiera podido terminar este trabajo. Quiero agradecer a mi mamá y a mi papá por su apoyo, ejemplo y sus consejos que me ayudaron a entender y meditar la importancia del trabajo duro y constante. Agradezco también a mis hermanos por su apoyo y sus palabras que me animaron durante mis estudios. Quiero reservar un espacio especial para dar las gracias a los papás de mi esposa y su familia, el señor Francisco Calderón y la señora Graciela Oliveros por la compañía y gentileza con la que han tratado a mi esposa a mis hijos y a un servidor.

Agradecimientos

Agradezco al CONACYT por el apoyo económico durante mis estudios de Doctorado en Ciencias (Óptica), así mismo al personal académico y administrativo del CIO por su amable cooperación, y en especial a la Dirección de formación académica por el apoyo brindado y a la Lic. Guillermina Muñiz Plancares.

Quiero agradecer de manera especial al profesor Dr. Ramón Rodríguez Vera quien me ha guiado como asesor de tesis. También quiero extender este agradecimiento al Ing. Juan Antonio Rayas, que con sus consejos, sugerencias, charlas, apoyo y profesionalismo han sido parte importante para la realización de este trabajo.

*Agradezco a la Dra. Amalia Martínez por sus interesantes y valiosas charlas, por la atención y profesionalismo con que me trato, por sus valiosos comentarios en las revisiones de los artículos técnicos escritos y de la presente tesis, por aceptar formar parte del jurado, así como a la Dra. Ma. Del Socorro Hernández. De la misma manera quiero agradecer al Dr. Sergio Calixto por su apoyo, revisión y colaboración para la realización del presente trabajo. Al Dr. Moisés Cywiak Garbarcewicz, Dr. Rafael Espinosa, Dr. Luis Armando Díaz, Dr. Daniel Malacara Hernández, Dra. Reyna A. Duarte, Dr. Mauricio Flores, Dr. Carlos Pérez, Ing. Ricardo Valdivia Hernández, Octavio Pompa y el equipo de películas delgadas, a los trabajadores de taller óptico. Agradezco a los compañeros de generación Gilberto Muñoz, Cesar Augusto, Víctor M. Ambriz, Analía Segade, Alfredo Campos, Francisco Corral, Juan C. Hernández, Alejandro Tellez, Adrian González, Alan D. Blanco, David Serrano, Octavio Olvera, Joel, Moisés, Nayeli Machuca, Gelixtle, Héctor Santiago, Josué Tadeo, Carlos, por sus interesantes comentarios e intercambio de información durante este proyecto doctoral. A todos y cada uno de ellos, **gracias**.*

Él da a los hombres la ciencia para que lo alaben por sus maravillas.
Sua 38,6

Resumen

El presente trabajo aborda temas importantes dentro de la microscopia holográfica digital (HDM) y la metrología óptica. Uno de estos temas es el estudio y caracterización de la cantidad de ruido óptico inmerso dentro de la medición, el cual provoca un error significativo en la misma. Para disminuir este tipo de ruido, nosotros proponemos el uso de fuentes de baja coherencia: como los diodos emisores de luz (DEL o LED. Este último es el acrónimo en inglés: Light Emissor Diode) de alta potencia luminosa y la distancia de reconstrucción, la cual es una característica especial de la HDM. Las pruebas experimentales se realizaron dentro del laboratorio, cuyas condiciones ambientales fueron controladas. Muestras bien definidas y conocidas como tarjetas de resolución fueron utilizadas. Los resultados en simulaciones numéricas y experimentales validan los análisis realizados, así como la comparación con resultados de un microscopio de fuerza atómica. Es importante destacar que, se alcanzó en dichas pruebas una desviación estándar sobre una superficie plana del orden de 2.2 nm. Otro aspecto importante es la búsqueda de nuevas alternativas para obtener sistemas ópticos más compactos, insensibles a vibraciones ambientales, y capaces de proporcionar mediciones con resoluciones similares o mayores a las establecidas por las técnicas ópticas tradicionales (similares a la HDM). Uno de ellos es el uso de un objetivo interferométrico Mirau, donde los resultados obtenidos muestran la viabilidad de su uso en HDM. Una última aportación, a estos sistemas, fue el uso de doble longitud de onda en HDM. Esto nos permitió realizar mediciones sin necesidad de movimientos mecánicos, y además en una sola exposición sobre una cámara de color CCD con filtro Bayer. Teniendo con esto un sistema capaz de realizar inspecciones en tiempo real de fenómenos dinámicos. Objetos de estructuras básicas y conocidas como escalones de películas delgadas y micro lentes fueron examinadas en su topografía y espesor.

Contenido

Dedicatoria	III
Agradecimientos	IV
Resumen	VI
Contenido	VII
Lista de Figuras	X
Nomenclatura	XVI
Abreviaciones o acrónimos	XX
Capítulo I. Introducción	1
Capítulo II. Método	7
II.1. La holografía	7
II.1.1. Teoría escalar de difracción	9
II.1.2. Métodos para calcular la difracción	12
<i>II.1.2.1 Método de Convolución de Huygens</i>	12
<i>II.1.2.2 Método de la Transformada de Fresnel</i>	13
<i>II.1.2.3 Método del Espectro Angular</i>	14
<i>II.1.2.4 Comparación entre los Métodos</i>	15
II.1.3 Holografía Digital	16
<i>II.1.3.1 Registro digital del holograma</i>	17
<i>II.1.3.2. Configuración fuera de eje</i>	18
<i>II.1.3.3. Configuración en eje</i>	19
<i>II.1.3.4. Holografía de Phase-shifting</i>	20
<i>II.1.3.5. Métodos numéricos de reconstrucción</i>	21
<i>II.1.3.6. Holografía digital microscópica</i>	22
Capítulo III. Disminución de ruido en hologramas digitales	24
III.1 Introducción	24
III.2 Disminución de ruido óptico al usar una fuente coherente de iluminación en HDM	26
III.2.1 Reconstrucción del holograma	27

III.2.2 Resultados experimentales	30
<i>III.2.2.1 Promediado en distancias de foco</i>	34
III.3 Disminución de ruido shot al usar una fuente cuasi-coherente de iluminación en HDM	41
III.3.1 Configuración experimental	41
<i>III.3.1.2 Características del DEL</i>	41
<i>III.3.1.2 Reconstrucción del holograma</i>	42
<i>III.3.1.3 Profundidad de foco del sistema</i>	43
III.3.2 Simulación de hologramas	45
<i>III.3.2.1 Parámetros para la simulación</i>	45
<i>III.3.2.2 Análisis de la propuesta para reducir el ruido shot en imágenes de fase</i>	46
III.3.3 Resultados experimentales	50
<i>III.3.3.1 Disminución del ruido shot en imágenes de amplitud.</i>	55
<i>III.3.3.2 Disminución del ruido shot en imágenes de fase</i>	58
III.4 Conclusiones	62
Capítulo IV. Técnicas especiales en HDM	65
IV.1 Introducción	65
IV.2 Microscopia holográfica digital usando un objetivo interferométrico Mirau	67
IV.2.1 Configuración experimental	68
IV.2.2 Reconstrucción de los hologramas	69
<i>IV.2.2.1 Configuración en eje</i>	69
<i>IV.2.2.2 Configuración fuera de eje</i>	70
<i>VI.2.2.3 Reconstrucción numérica del frente de onda del objeto</i>	70
IV.2.3 Resultados experimentales	71
<i>IV.2.3.1 Reconstrucción en eje</i>	72
<i>IV.2.3.2 Reconstrucción fuera de eje</i>	73

<i>IV.2.3.3 Profundidad de foco extendida</i>	75
VI.3 HDM en línea con un solo disparo y doble longitud de onda	77
IV.3.1 Método	77
IV.3.2 Resultados de simulación numérica	83
IV.3.3 Resultados experimentales	86
IV.4 Conclusiones	92
Capítulo V. Conclusiones generales y trabajo futuro	94
Referencias	97
Apéndice A	107
Apéndice B	109
Lista de publicaciones, conferencias y trabajo como resultado de la investigación	111

Lista de Figuras

Figura 2.1. Proceso holográfico. (a) Registro de un holograma: patrón de interferencia grabado por la placa holográfica. (b) Reconstrucción de la imagen.	7
Figura 2.2. Vistas en diferente perspectiva de una imagen reconstruida de un holograma (Hariharan, <i>Optical Holography: Principles, Techniques, and Applications</i> , 2 ed. Cambridge University Press, (2002) pp-3).	8
Figura 2.3. Imagen reconstruida de un holograma donde se muestra la propiedad de profundidad de foco al tomar una fotografía (Hariharan, <i>Optical Holography: Principles, Techniques, and Applications</i> , 2 ed. Cambridge University Press, (2002) pp-4).	9
Figura 2.4. Principio intuitivo de la difracción según Huygens.	10
Figura 2.5. Formulación de difracción Rayleigh-Sommerfeld para una pantalla plana.	11
Figura 2.6. Geometría de difracción de una abertura bi-dimensional.	13
Figura 2.7. Arreglo óptico de la configuración fuera de eje para HD.	17
Figura 2.8. Arreglo óptico de la configuración en eje para HDPS.	21
Figura 2.9. Geometría de difracción de la reconstrucción de un holograma digital.	22
Figura 3.1. Microscopio holográfico digital (MHD) en transmisión con configuración en eje. BS: divisor de haz; M: espejo; SP: filtro espacial; ND: filtro de densidad neutra; PZT: transductor piezoeléctrico; L: lente colimadora.	28
Figura 3.2. Fotografía del escalón fabricado con una película de SiO ₂ sobre un sustrato de vidrio. Algunas irregularidades del depósito de la película delgada (lado derecho).	31
Figura 3.3. Medición topográfica hecha con un MFA del escalón de	32

película delgada.	
Figura 3.4. Imagen de fase reconstruida al utilizar el MHCR.	33
Figura 3.5. Imagen de fase mejorada al aplicar la técnica del promediado temporal.	33
Figura 3.6. Imágenes de amplitud reconstruidas a diferentes DR. (a) Imagen de amplitud reconstruida a una $DR=df$; (b) imagen de amplitud reconstruida a $DR=-100\mu\text{m}$.	35
Figura 3.7. Imagen de fase mejorada por el método propuesto que promedia imágenes de fase reconstruidas a diferente DR.	35
Figura 3.8. Perfiles tomados de zonas similares de la muestra al usar los métodos de HDM y el MFA.	36
Figura 3.9. Medición de las alturas de los perfiles de la Fig. 3.8.	37
Figura 3.10. Fotografía del grabado sobre la película de fotorresina. Los números y líneas señaladas con las flechas tienen la película de fotorresina.	38
Figura 3.11. (a) Holograma digital de la muestra. (b) Imagen de fase reconstruida al aplicar el método propuesto.	39
Figura 3.12. Topografía 3D de la muestra de fotorresina cuya área de inspección es limitada por el rectángulo de la Fig. 3.11 (b).	40
Figura 3.13. (a) Surco medido con el MFA. (b) Surco medido con el método propuesto.	40
Figura 3.14. Distribución espectral normalizada de la intensidad de luz emitida por el DEL ultra brillante comercial.	42
Figura 3.15. Esquema del sistema óptico del microscopio implementado en un interferómetro Mach-Zehnder con una fuente de coherencia parcial en HDM.	43
Figura 3.16. STD de imágenes reconstruidas usando el MEA, en función de la potencia óptica.	47
Figura 3.17. Coeficientes de correlación entre las imágenes de fase reconstruidas a diferentes DR de una misma amplitud compleja.	48

Figura 3.18. Efecto del promediado de una serie de hologramas simulados con NFPF de 100, 500, 4000 y 8000: STD de las imágenes de fase mejoradas en función del número de imágenes de fase promediadas C_i utilizadas en el procedimiento de promediado.	49
Figura 3.19. Coeficientes de correlación entre las imágenes de fase reconstruidas a diferentes DR de una misma amplitud compleja con una amplificación de 20.	49
Figura 3.20. Imagen de fase reconstruida de un holograma grabado experimentalmente sin muestra dentro del sistema. (a) Imagen de fase sin compensación de aberraciones donde una STD de 12.6° es medida en el área delimitada por el rectángulo negro. (b) Imagen de fase aplicando el MHCR para compensar las aberraciones del sistema obteniendo una DST de 0.7° en el área delimitada por el rectángulo negro.	51
Figura 3.21. Coeficiente de correlación entre imágenes de fase reconstruidas a diferentes DR de una sola amplitud compleja, la cual es obtenida de hologramas reales experimentales con un NFPF de 5100.	52
Figura 3.22. Reducción del ruido Shot por medio de la técnica de promediado propuesta en hologramas experimentales. (a) Imagen de fase reconstruida sin aplicar el método propuesto con una DST de fase de 0.693° . Imagen de fase reconstruida y mejorada al aplicar el método propuesto con diez imágenes de fase reconstruidas con $\Delta d = 2\mu\text{m}$ entre cada reconstrucción, con una STD de 0.231° .	53
Figura 3.23. Efecto de la reducción de la DST de fase cuando el método de promediado propuesto es aplicado. (a) Medición de la DST de fase de las imágenes de la Figura 3.22, donde el perfil está indicado con línea blanca. Se puede observar claramente una disminución de la STD cuando 10 imágenes son promediadas. (b) Medición de la STD de fase en función de C_i , donde un comportamiento de $C_i^{-1/2}$ es mostrado en la reducción de la DST.	54

Figura 3.24. Ilustración de la PF, determinada de manera experimental. (a) Un holograma experimental grabado de una tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A y la zona donde se tomo un perfil para determinar la PF del sistema. (b) Evolución de la intensidad determinada de una línea perfil cuando la DR incrementa.	56
Figura 3.25. Imágenes de amplitud reconstruidas enfocadas. (a) Imagen de amplitud reconstruida enfocada sin aplicar el promediado. (b) Imagen de amplitud reconstruida enfocada y aplicando el método de promediado propuesto con cuatro imágenes.	57
Figura 3.26. Comparación entre los perfiles medidos a lo largo de las líneas blancas definidas en las Figuras 3.25 (a) y (b).	58
Figura 3.27. Medición topográfica del escalón de película delgada de TiO_2 . (a) Imagen topográfica sin aplicar el promediado propuesto. (b) Imagen topográfica mejorada al aplicar el método de promediado propuesto. (c) Acercamiento del área mostrada por el rectángulo blanco en (b). (d) Medición topográfica con un MFA.	60
Figura 3.28. Comparación entre los perfiles, medidos con el MFA y el MHD, a lo largo de las líneas blancas definidas en las Figuras 3.27 (c) y (d).	61
Figura 3.29. Vista 3D del escalón de película delgada de TiO_2 . (a) Medición topográfica hecha con el MFA. (b) Medición topográfica realizada con HDM y mejorada con el método de promediado propuesto.	62
Figura 4.1. Esquema del MIO el cual muestra el camino óptico. L: lente del microscopio, STM: espejo semi-transparente, S: superficie del objeto, CG: vidrio compensador y RM: espejo de referencia.	69
Figura 4.2. Arreglo óptico del microscopio holográfico digital Mirau (MHDM).	71
Figura 4.3. HDM en eje aplicada al análisis de la tarjeta de resolución NBS Edmund 1963 A. (a) Uno de los cuatro hologramas grabados (el punto brillante en el holograma son reflexiones parásitas de diferentes	72

lugares y enfocadas por la lente de campo localizado frente a la cámara CDD), (b) imagen de amplitud reconstruida con $z=0$ cm, (c) imagen de amplitud reconstruida enfocada con $z=5$ cm, y (d) imagen de fase de (c).	
Figura 4.4. HDM fuera de eje aplicada a la tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A. (a) Holograma digital grabado fuera de eje (el punto brillante en el holograma son reflexiones parásitas de diferentes lugares y enfocadas por la lente de campo localizado frente a la cámara CDD), (b) Espectro de frecuencias de (a). (c) imagen de amplitud reconstruida con $z=0$ cm, (d) Imagen de amplitud reconstruida enfocada con $z=-10$ cm, y (e) imagen de fase de (d). Comparación entre perfiles medidos a lo largo de la línea punteada negra en ambas configuraciones fuera de eje (Figura 4.4(e)) y en eje (Figura 4.3(d)).	74
Figura 4.5. HDM en eje aplicado a una micro lente. (a) Uno de los cuatro hologramas digitales grabados, (b) imagen de amplitud reconstruida enfocando la zona inferior de la muestra, (c) imagen de amplitud reconstruida enfocando todas las zonas del objeto, (d) mapa de fase desenvuelta aplicando el método de interferometría de PS, (e) mapa de fase desenvuelta de (c), (f) comparación entre perfiles de medición a lo largo de la línea punteada negra de (d) y (e).	76
Figura 4.6. Sistema óptico basado en un microscopio interferométrico Mach-Zehnder modificado con dos fuentes de iluminación laser. M1 y M2 son espejos y ND es un filtro de densidad neutra.	79
Figura 4.7. Patrones de difracción con dos λ de una rejilla positiva a 5 mm y el comportamiento de difracción con distancias ajustadas usando la fórmula de propagación de la Ec. (37).	82
Figura 4.8. Objeto de amplitud-fase usado en la simulación numérica. (a) Amplitud, (b) fase y (c) intensidad del holograma a una distancia $z=0.7$ mm del plano objeto.	84
Figura 4.9. Reconstrucción numérica del objeto amplitud-fase usando el método propuesto. (a) Imagen de amplitud, (b) mapa de fase.	86

<p>Figura 4.10. Resultados experimentales de una réplica de la tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A fabricada en el laboratorio con fotorresina. (a) Holograma de doble λ, (b) holograma extraído del canal verde, (c) holograma extraído del canal rojo.</p>	<p>88</p>
<p>Figura 4.11. Imágenes reconstruidas de la muestra. (a) Imagen de amplitud y (b) de fase envuelta al usar la propuesta. (c) Vista isométrica de la fase desenvuelta.</p>	<p>89</p>
<p>Figura 4.12. (a) Imagen de fase envuelta reconstruida. (b) Representación 3D de la fase desenvuelta al utilizar el método de PS. (c) Comparación entre los perfiles de fase de nuestro método propuesto y el método de PS.</p>	<p>91</p>

Nomenclatura

nm	nanómetro
μm	micrómetro
mm	milímetro
lp mm	Líneas pares por mm
λ	Longitud de onda
n	Índice de refracción
z	eje óptico o distancia de reconstrucción
d	Distancia en dirección al eje óptico
k	Número de onda
π	Numero pi
$U(P_0)$	Campo complejo de un frente de onda en un punto dado
\vec{r}_{01} y \vec{r}_{21}	Vectores de posición
\otimes	Operación de convolución
\iint	Operación de integración
dx, dy, ds	Términos diferenciales
$\left \vec{r}_{01} \right , \left \vec{r}_{21} \right $	Distancias de \vec{r}_{01} y \vec{r}_{21}
(x, y)	Coordenadas espaciales en el plano objeto

(x', y')	Coordenadas espaciales en el plano holograma
(X, Y)	Coordenadas espaciales en el plano imagen
Σ	Pantalla plana
P_2	Fuente puntual de iluminación
A	Constante compleja
L	Tamaño lateral del objeto
\vec{n}	Vector normal unitario a Σ
j, i	Números imaginarios
θ	Ángulo de interferencia
\cos	Operación trigonométrica coseno
\tan	Operación trigonométrica tangente
h	Función de punto extendido
h_f	Espesor físico
f	Distancia focal
d_f	Distancia de reconstrucción para imagen enfocada
(f_x, f_y)	Coordenadas en el dominio de la frecuencia
$\hat{U}_0(f_x, f_y; 0)$	Espectro angular de $U_0(x, y)$
R	Haz de referencia
O	Haz objeto
Δ_x, Δ_y	Tamaño de pixel del sensor
$\Delta\xi, \Delta\eta$	Tamaño de pixel

Ψ	Frente de onda
*	Complejo conjugado
$I(x', y')$	Función holograma o patrón de interferencia
N_x	Número de pixels en dirección x
N_y	Número de pixels en dirección y
N	Número de pixels en una dirección
C	Constante real
p y q	Imágenes digitales
CC	Coefficiente de correlación
$\langle I^p \rangle$	Irradiancia promedio de la imagen p
$\langle I^q \rangle$	Irradiancia promedio de la imagen q
\mathfrak{F}^{-1}	Transformada de Fourier continua inversa
\mathfrak{F}	Transformada de Fourier continua
$T\{\}$	Operador de propagación en el espacio libre
R_D	Onda de referencia sintética o numérica
φ	Término de fase
$ O $	Término de amplitud
(m, n)	Coordenadas discretas
(r, s)	Coordenadas discretas
°	Grados

Rad	Radián
a. u.	Unidades arbitrarias
et. al	Colaboradores
Γ	Función HCR
W	Watts
mW	mili watts
s	segundos
ms	milisegundos
V	Volts
A	Amperes
lm	Lumen
dB	Decibeles

Abreviaciones o acrónimos

MHD	Microscopio holográfico digital
MFA	Microscopio de fuerza atómica
MEMS	Sistemas micro-electromecánicos
MOEMS	Sistemas micro-óptico-electromecánicos
MIO	Objetivo interferométrico Mirau
MHDM	Microscopio holográfico digital Mirau
HDM	Holografía digital microscópica o microscopia holográfica digital
HD	Holografía digital
DEL o LED	Diodo emisor de luz
TiO ₂	Óxido de Titanio
SiO ₂	Óxido de Silicio
DC	Orden de difracción cero
MTF	Método de la transformada de Fresnel
MCH	Método de convolución de Huygens
MEA	Método del espectro angular
FRI	Función de respuesta al impulso
FPE	Función de punto extendido
HC	Holografía convencional
HCR	Holograma conjugado de referencia

MHCR	Método del holograma conjugado de referencia
PS	Corrimiento de fase
TPS	Técnica de corrimiento de fase o phase-shifting
HDPS	Holografía digital de Phase-Shifting
PZT, TPZ	Transductor piezoeléctrico
OM	Objetivo de microscopio
CCD	(Charge-Coupled Device) o dispositivo de carga acoplada
CMOS	Complemento Metal-Óxido-Semiconductor
He-Ne	Helio-Neón
FFT	Transformada de Fourier rápida
NG	Nivel de gris
<i>IFR</i>	Imagen de fase reconstruida
<i>DR</i>	Distancia de reconstrucción
<i>LC</i>	Longitud de coherencia
STD	Desviación estándar
CG	Vidrio compensador
RM	Espejo de referencia
STM	Espejo semi-transparente
DCO	Diferencia de camino óptico
BS	Divisor de haz
M	Espejo

SP	Filtro espacial
NIST	Instituto Nacional de Estándares y Tecnología
ND	Filtro de densidad neutra
L, TL	Lente
A	Amplitud del objeto
AN	Apertura numérica
D	Diafragma
S	Muestra
CP	Placa de compensación
PF	Profundidad de foco
<i>M</i>	Amplificación
NFPF	Número promedio de fotones por pixel
C_i	Número de imágenes

Capítulo I. Introducción

La metrología óptica es la ciencia que estudia la medición de los objetos mediante el uso de la luz. El propósito fundamental de esta actividad es medir algunos parámetros físicos usando métodos ópticos [1]. Un haz de luz es una onda óptica caracterizada por su amplitud, frecuencia, fase, polarización y dirección de propagación. Cuando una onda óptica coherente o cuasi-coherente incide sobre algún objeto, las ondas reflejadas o transmitidas contienen información acerca de las propiedades ópticas y físicas del objeto [2]. Por ejemplo, la amplitud contiene información acerca de la reflectancia o atenuación del objeto; mientras que la fase contiene información de la forma o topografía y espesor del objeto. Este tipo de técnicas ópticas poseen importantes ventajas en el análisis de muestras. Por citar algunas ventajas están: la visualización de campo completo, pruebas no destructivas, medición sin contacto o invasivas, no se requiere de una preparación especial de la muestra, análisis remoto, entre otras. Una de estas técnicas ópticas, que se ha convertido en una herramienta importante dentro de la metrología óptica en las últimas dos décadas, es la holografía digital (HD). La cual a diferencia de la holografía tradicional inventada por Dennis Gabor en 1948 [3] la cual radica en el cambio de un proceso químico (Placas holográficas y proceso fotográfico) por un proceso numérico digital (computadora y cámaras digitales) [4]. Este cambio de proceso ha permitido obtener la fase y la amplitud del objeto de interés directamente de un holograma digital en un tiempo menor [5]. Investigaciones exhaustivas y aplicaciones de la holografía digital se han realizado en la última década, dentro de las cuales destacan los sistemas ópticos cada vez más robustos, mediante el acoplamiento a sistemas bien establecidos [6-8], el mejoramiento y búsqueda de nuevas alternativas de algoritmos de reconstrucción numérica [9-18], aplicaciones de formación de imágenes para determinar la ruta de partículas en fluidos [19-21], medición de las distribuciones del índice de refracción [22-24], aplicación en el análisis de deformación y medición de forma

[25-28], aplicaciones biológicas [29-32] y el análisis de sistemas micro-electromecánicos (MEMS) y micro-óptico-electromecánicos (MOEMS) [33-40].

En esta tesis doctoral se trata de manera especial la técnica de la holografía digital, enfocándonos principalmente en la dimensión microscópica. En esta dimensión algunas consideraciones importantes se deberán tener en cuenta, como la amplificación del sistema [40-42], la profundidad de foco [43-46], las aberraciones provocadas por elementos ópticos [47-51], consideraciones físicas del sensor CCD [52-54], algoritmos útiles para la reconstrucción [43,55] y distancias de reconstrucción modificadas por la óptica del sistema [40,43,56]. En este trabajo abordaremos como primer aspecto, la disminución de ruido óptico y electrónico de los hologramas grabados a través del uso de una cámara CMOS. Este tipo de ruidos es uno de los retos más importantes en holografía digital microscópica (HDM), ya que, entre menos nivel de ruido se vea involucrado en la medición, el error de ésta será menor. Varios métodos para la reducción de ruido han sido propuestos, de los cuales destacan principalmente los que reducen el ruido de moteado. Por ejemplo, Kang *et. al*, usa diferentes ángulos de iluminación para obtener múltiples hologramas del objeto para lo cual se hace girar el objeto de prueba. Esto lo hace girando el objeto o la muestra-objeto. Él obtiene una imagen mejorada promediando las imágenes reconstruidas [57]. Baumbach *et. al*, graba múltiples hologramas desplazando la cámara CCD para posteriormente realizar un procedimiento de promediado [58]. L. Rong varía el ángulo de polarización de la onda de referencia para obtener diferentes hologramas en cada caso. Posteriormente aplica un procedimiento de promediado para obtener una imagen reconstruida mejorada [59]. Charrière *et. al*, aplica un método para reducir el ruido shot en hologramas digitales, el cual consiste en el promediado de varios hologramas grabados en cierto tiempo determinado. De esta manera ellos obtienen una imagen de fase mejorada [60]. Todos los métodos previamente comentados tiene una desventaja común, la cual, se refiere al registro de varios hologramas en un tiempo mínimo definido por la velocidad de captura del sistema y por el tiempo computacional de procesamiento numérico, imposibilitándolos con esto a realizar aplicaciones dinámicas de alta velocidad. Existen métodos para

reducir grandemente el ruido debido a reflexiones múltiples y de interferencias parásitas, como es el de la fuente de iluminación de baja coherencia o cuasi-coherentes (diodos laser o los diodos emisores de luz (DEL)). Cuya principal desventaja es su imposibilidad para reconstruir el frente de onda del objeto a grandes distancias [43,61-63]. El método propuesto en esta tesis utiliza, la característica única de la holografía digital que es, la distancia de reconstrucción dentro de un rango específico. Este método nos permitió disminuir el ruido, permitiéndonos tener un error menor en la medición. Mostramos la influencia del ruido shot (electrónico) y óptico en hologramas grabados con una cámara CMOS. Utilizamos dos tipos de fuentes de iluminación en la configuración óptica. En una primera aproximación utilizamos un diodo laser, mientras que, para una segunda propuesta utilizamos un DEL comercial. En la segunda propuesta, no solo presentamos los resultados experimentales sino que, también mostramos como éstos se ajustan y coinciden con los resultados de simulaciones numéricas. El método muestra también que es necesaria solo una exposición para la captura de hologramas, pues múltiples imágenes de fase o de amplitud son obtenidas de un solo frente de onda objeto. Estas imágenes reconstruidas a diferentes distancias de reconstrucción son promediadas logrando así una disminución del ruido. Usamos en ambos casos tarjetas de resolución y copias de éstas para validar nuestros resultados, también usamos escalones de películas delgadas de óxido de Titanio (TiO_2) de 100nm y óxido de Silicio (SiO_2) de 78nm sobre sustratos de vidrio. Además, nuestro sistema fue calibrado usando como medida de referencia los resultados de un microscopio de fuerza atómica (MFA) en ambos casos. El nivel en la disminución de ruido cuando utilizamos la fuente de iluminación coherente fue de 30%, mientras que para cuando utilizamos la fuente de iluminación DEL fue de un 50%. La segunda parte de este trabajo está dedicada a la búsqueda de nuevas alternativas para obtener sistemas ópticos en HDM más compactos, insensibles a vibraciones ambientales, y capaces de proporcionar mediciones con resoluciones similares o mayores a las establecidas por las técnicas ópticas similares a la HDM sin la necesidad de movimientos mecánicos, capaces de ser utilizados en fenómenos dinámicos de alta velocidad. Uno de ellos

es el uso de un objetivo interferométrico Mirau el cual normalmente es utilizado como un perfilómetro óptico cuando grandes ampliaciones son necesarias [64,65]. Presentamos en este trabajo una nueva alternativa para el uso de este dispositivo al usarlo en HDM. Las ventajas al usar este dispositivo son: una configuración óptica más pequeña y compacta en comparación con los interferómetros típicos utilizados en HDM como son el interferómetro Mach-Zehnder, Michelson o Linnik, la insensibilidad a vibraciones externas, y un reducido término de aberración cuadrático [64]. Además, cuando se usa fuentes de iluminación de baja coherencia para reducir el ruido óptico, un sistema de compensación de camino óptico y de alineación se hace necesario, el cual con este tipo de configuración es fácil alcanzar [43,46]. Presentamos como resultados experimentales, la medición topográfica de una película delgada y una micro lente, los cuales validan la propuesta y mostramos su capacidad al aplicarlo en HDM, en las dos configuraciones implementadas para objetos especulares, de reflexión que son: fuera de eje y en línea. También, mostramos como una evidencia de su viabilidad, el reenfoque numérico que se tiene en HDM y que es una característica única de esta técnica. Como objetos de prueba usamos la tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 y una micro lente de fotorresina de 4.2 μm de altura. Comparamos los resultados con interferometría de Phase-Stepping de 4 pasos [66]. Una última aportación a estos sistemas fue el uso de doble longitud de onda en HDM en su configuración en línea. Normalmente el uso de doble longitud de onda es aplicado para tener un rango de medición aumentada, en cuanto a la altura se refiere, obteniendo una onda sintética al combinar dos o más longitudes de onda [67-69]. Sin embargo, nuestra propuesta está basada en la teoría de difracción y la captura de ambos hologramas simultáneamente al usar una cámara a color con filtro Bayer. Esto nos permitió realizar mediciones sin necesidad de movimientos mecánicos y además en una sola exposición. Se eliminó el término de difracción de orden cero con el método de sustracción del promedio del holograma [70] y la imagen virtual con el método en el dominio de Fourier [71-73]. Teniendo con esto, un sistema capaz de realizar inspecciones en tiempo real de fenómenos dinámicos con resoluciones de la configuración en línea. La evaluación

teórica, los resultados en simulación numérica y los resultados experimentales validan esta propuesta, además de comparar los resultados experimentales con la técnica interferométrica de Phase-Stepping de 4 pasos [66]. La muestra utilizada fue una copia de la tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 hecha con fotorresina.

La presente tesis está organizada de la siguiente manera:

En el capítulo II se describe de manera breve el procedimiento para la generación de hologramas y la reconstrucción de los mismos, así como el fundamento matemático que lo describe, en el marco de la teoría escalar de difracción.

En el capítulo III se presentan dos métodos para reducir el ruido en HDM con el objetivo de obtener una medición del espesor de un objeto de fase con mayor exactitud. El primer método disminuye el ruido coherente proveniente de múltiples refracciones parásitas, donde se utilizó como fuente coherente un laser de estado sólido. El segundo método reduce el ruido shot de hologramas digitales donde se utilizó como fuente de iluminación de baja coherencia un DEL.

En el capítulo IV se muestran dos métodos diferentes en HDM. En el primero de éstos métodos presentamos como alternativa para una alineación sencilla en el arreglo óptico, disminución de la aberración esférica, mayor estabilidad ante vibraciones externas en el ambiente el uso de un OM interferométrico Mirau. Un segundo método se presenta al final de este capítulo, donde el uso de la doble longitud de onda se propone como método para recuperar la amplitud y la fase de una muestra de fase. Aprovechando la propiedad de difracción que se tiene con diferente longitud de onda, se propone un método para utilizarlo en un solo disparo y en configuración en eje.

En el capítulo V se describen las conclusiones generales del trabajo de tesis y el trabajo a futuro.

En el apéndice A se describe el proceso matemático del método para eliminar la imagen virtual en el dominio de la frecuencia.

En el apéndice B se muestra el proceso algebraico para evitar la indeterminación en el dominio de la frecuencia para una Δz dada.

Capítulo II. Método

II.1. La holografía

En las técnicas convencionales de formación de imágenes, tal como la fotografía, el registro que se hace sobre una placa fotográfica es la distribución de la intensidad de la escena original. Como resultado, toda la información acerca de los caminos ópticos de diferentes partes de la escena se pierde.

La característica única de la holografía es que, tanto la amplitud y la fase de las ondas de luz que proviene de un objeto son posibles de grabarse. Debido a que los materiales utilizados son sensibles a la intensidad luminosa, es necesario convertir la información de fase en variaciones de esta intensidad. La holografía hace esto por medio de la iluminación coherente e introduciendo un haz de referencia derivado de la misma fuente, como se muestra en la Figura 2.1(a). La película fotográfica graba el patrón de interferencia producido por este haz de referencia y las ondas de luz reflejadas por el objeto.

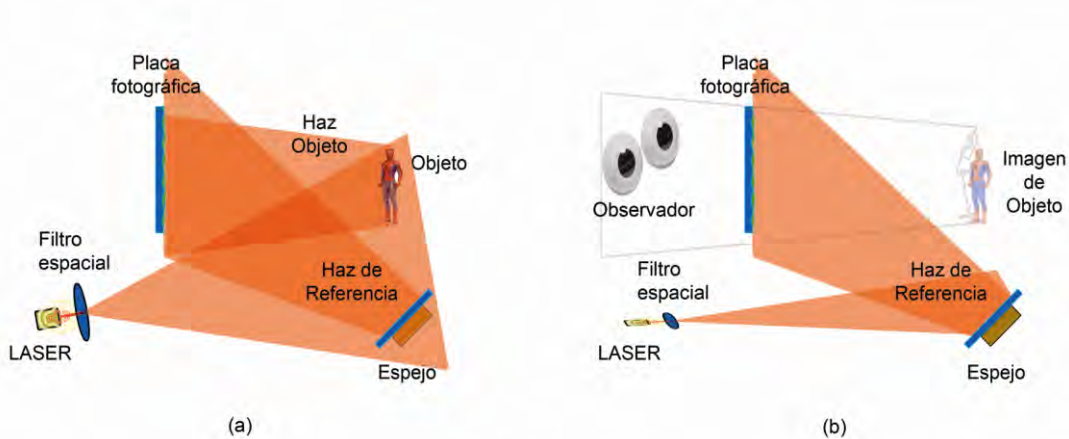


Figura 2.1. Proceso holográfico. (a) Registro de un holograma: patrón de interferencia grabado por la placa holográfica. (b) Reconstrucción de la imagen.

Como la intensidad en cualquier punto de este patrón de interferencia también depende de la fase de la onda objeto, el holograma resultante contiene información tanto de la fase como la amplitud de la onda objeto. Si el holograma es iluminado nuevamente con la onda de referencia original como se muestra en la Figura 2.1(b), entonces es posible reconstruir la onda del objeto original.

Si un observador mira a través del holograma observará una imagen tridimensional perfecta. Esta imagen exhibirá todos los efectos que caracteriza al objeto original de perspectiva y profundidad de foco cuando sea fotografiada como se muestra en las Figuras 2.2 y 2.3 [74].

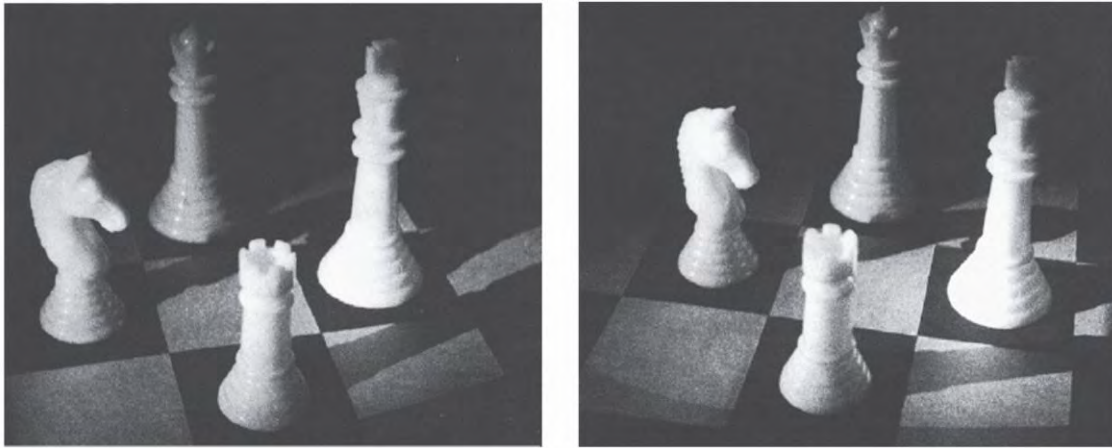


Figura 2.2. Vistas en diferente perspectiva de una imagen reconstruida de un holograma (Hariharan, *Optical Holography: Principles, Techniques, and Applications*, 2 ed. Cambridge University Press, (2002) pp-3).



Figura 2.3. Imagen reconstruida de un holograma donde se muestra la propiedad de profundidad de foco al tomar una fotografía (Hariharan, *Optical Holography: Principles, Techniques, and Applications*, 2 ed. Cambridge University Press, (2002) pp-4).

II.1.1. Teoría escalar de difracción

Es conocido, según la óptica geométrica que, aparece una sombra bien definida en una pantalla colocada detrás de un obstáculo, cuando éste es iluminado por un haz de luz. Sin embargo, si se examina de cerca esta zona, uno se da cuenta que esto no es completamente cierto. Pues, al realizar esta exploración, uno puede ver que se forma un patrón de regiones brillantes y oscuras cerca de los bordes entre la sombra y la parte iluminada. Este fenómeno se le conoce como difracción. El término difracción definido por Sommerfeld [75] establece que: “Es cualquier desviación de rayos de luz de trayectorias rectilíneas, los cuales no pueden ser interpretadas como refracción o reflexión.” Este fenómeno de la difracción es de gran importancia en los campos de la física e ingeniería donde se trata especialmente con la propagación de las ondas electromagnéticas. La difracción puede ser explicada cualitativamente con el principio de Huygens, el cual fue postulado en 1678, donde se expresaba de manera intuitiva que: si cada punto sobre el frente de onda de una perturbación fuera considerada como una nueva fuente de una perturbación puntual de ondas esféricas secundarias, entonces el

frente de onda en un instante después formarían el nuevo frente de onda (Figura 2.4) [76].

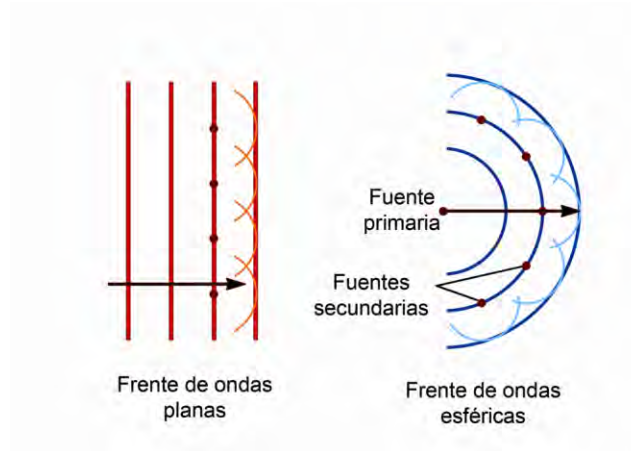


Figura 2.4. Principio intuitivo de la difracción según Huygens.

Posteriormente en 1818 Augustin Jean Fresnel retomando este principio calculó la distribución de luz en patrones de difracción, mientras que, en 1882 G. Kirchhoff estableció los fundamentos matemáticos. Estos fundamentos principalmente los estableció bajo dos criterios de condiciones de frontera, surgiendo así la primera aproximación de la teoría escalar del principio de difracción Huygens-Fresnel establecido como sigue [76]:

$$U(P_0) = \frac{A}{j\lambda} \iint_{\Sigma} \left\{ \frac{\exp \left[jk \left(\left| \vec{r}_{21} \right| + \left| \vec{r}_{01} \right| \right) \right]}{\left| \vec{r}_{21} \right| \left| \vec{r}_{01} \right|} \left[\frac{\cos \left(\vec{n}, \vec{r}_{01} \right) - \cos \left(\vec{n}, \vec{r}_{21} \right)}{2} \right] \right\} ds, \quad (1)$$

donde, $U(P_0)$ es el campo complejo de un frente de onda esférico localizado a una distancia $\left| \vec{r}_{01} \right|$ de una pantalla plana Σ , $\left| \vec{r}_{21} \right|$ es la distancia de la pantalla plana a la

fuente puntual de iluminación P_2 , mientras que \vec{n} es un vector normal unitario a Σ (Figura 2.5), k es el número de onda, λ es la longitud de onda y A es una constante compleja. Posteriormente en 1894, Sommerfeld eliminó un criterio en las condiciones de frontera referente a la amplitud de luz, descartando de esta

manera algunas inconsistencias de la propuesta de Kirchhoff. Debido a esto se tuvo una mejor aproximación del principio de difracción, la cual se muestra a continuación:

$$U(P_0) = \frac{A}{j\lambda} \iint_{\Sigma} \left\{ \frac{\exp[jk(r_{21} + r_{01})]}{r_{21}r_{01}} \cos\left(\vec{n}, \vec{r}_{01}\right) \right\} ds. \quad (2)$$

Uno puede notar que la principal diferencia entre (1) y (2) es el factor de oblicuidad [76], el cual es la dependencia angular debido a los términos cosenoidales. Si la fuente puntual estuviera suficientemente lejana de la abertura se tendría un frente de onda plano, entonces el factor de oblicuidad sería para la aproximación de Kirchhoff $\frac{1}{2}[1 + \cos \theta]$ y para la aproximación de Sommerfeld $\cos \theta$, donde θ es el ángulo que existe entre \vec{n} y \vec{r}_{01} . Ahora si el ángulo θ es pequeño entonces tendremos que el factor de oblicuidad se aproximara a 1, de esta manera (1) y (2) son equivalentes. Bajo estas consideraciones tendremos entonces la siguiente aproximación del principio de difracción:

$$U(P_0) = \frac{A}{j\lambda} \iint_{\Sigma} \left\{ U(P_1) \frac{\exp[jk(r_{01})]}{r_{01}} \right\} ds, \quad (3)$$

donde $U(P_1)$ es el campo complejo en el punto P_1 .

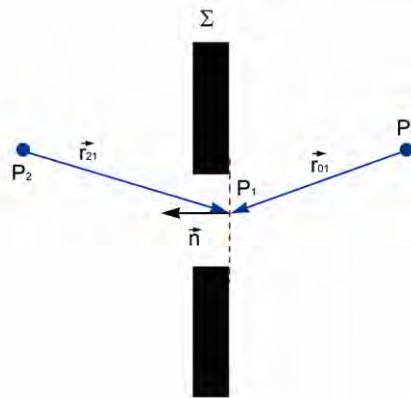


Figura 2.5. Formulación de difracción Rayleigh-Sommerfeld para una pantalla plana.

II.1.2. Métodos numéricos para calcular la difracción

Existen varios métodos y aproximaciones para calcular la difracción de un campo complejo $U(P_I)$. En este trabajo haremos mención a tres de los más comunes en HDM. Estos métodos son: método de la transformada de Fresnel (MTF), método de convolución de Huygens (MCH) y el método del espectro angular (MEA).

II.1.2.1 Método de convolución de Huygens

Consideremos la geometría de la Figura 2.6, donde el campo $U_0(x,y)$ localizado en el plano Σ_0 se propaga a lo largo del eje z teniendo entonces en el plano Σ el campo de salida $U(x',y';z)$. Utilizando (3) tenemos que:

$$\begin{aligned} U(x', y'; z) &= \frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma_0} \left\{ U_0(x, y) \frac{\exp[jk(r)]}{r} \right\} dx dy \\ &= \frac{1}{j\lambda z} \iint_{\Sigma_0} \left\{ U_0(x, y) \exp \left[jk \left(\sqrt{(x'-x)^2 + (y'-y)^2 + z^2} \right) \right] \right\} dx dy, \end{aligned} \quad (4)$$

donde se realiza la siguiente aproximación $r \sim z$ solamente en el denominador. De esta manera entonces (4) puede verse como una integral de convolución de la siguiente forma:

$$U(x', y'; z) = U_0(x, y) \otimes h(x, y; z) = \mathfrak{F}^{-1} \{ \mathfrak{F}[U_0(x, y)] \mathfrak{F}[h(x, y)] \}, \quad (5)$$

donde la función de respuesta al impulso (FRI) también conocida como función de punto extendido (FPE) es

$$h(x, y; z) = \frac{1}{j\lambda z} \exp \left[jk \left(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \right) \right]. \quad (6)$$

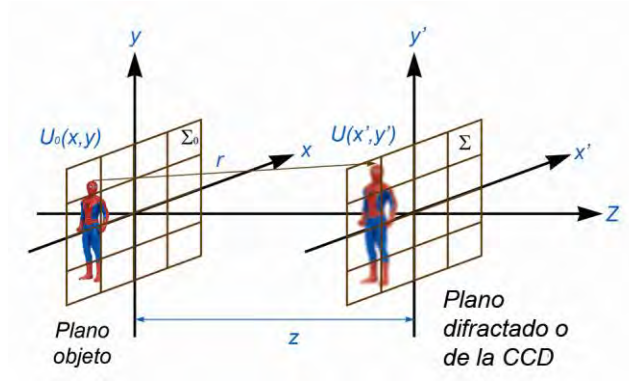


Figura 2.6. Geometría de difracción de una abertura bi-dimensional.

II.1.2.2 Método de la Transformada de Fresnel

En el MTF además de realizar las aproximaciones que se hicieron con el MCH se hace una aproximación en la FPE por el método de expansión de la serie de Taylor resultando en lo siguiente:

$$h(x, y; z) = \frac{1}{j\lambda z} \exp(jkz) \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right]. \quad (7)$$

Por consiguiente tendremos entonces en el plano Σ el campo de salida $U(x', y'; z)$ siguiente:

$$U(x', y'; z) = \frac{1}{j\lambda z} \exp(jkz) \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda z}(x'^2 + y'^2)\right] \mathfrak{F}^{-1}\left\{U_0(x, y) \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right]\right\}, \quad (8)$$

cuya ecuación (8) completa es conocida como la Transformada de Fresnel y \mathfrak{F} es la transformada de Fourier.

Debido a tales aproximaciones en los dos anteriores métodos es importante hacer mención la manera en que estos se verán afectados.

Como primer aspecto a destacar y más importante es la aproximación de la FPE con la expansión de la serie de Taylor. Este cambio significa que de un frente de onda esférico se cambia por un frente de onda parabólico.

Como segundo aspecto son las distancias a las que ambos métodos están restringidos. Es decir, existen distancias máximas y mínimas donde se tendrá un patrón de difracción válido. Estas restricciones se deben principalmente a que se tiene en el denominador de (6) y (7) la distancia z involucrada.

Como último aspecto a destacar es la resolución del tamaño de pixel que se deberá tener en cuenta, pues como ya se mencionó anteriormente, los frentes de onda utilizados para generar difracción no son frentes de onda plano; dando como resultado un cambio de tamaño en la imagen a medida que la distancia z cambia. Para ver algunas ventajas y desventajas con más detalle de estos métodos se puede revisar [43,77,78].

II.1.2.3 Método del Espectro Angular

A diferencia de los dos métodos anteriores, la propagación del espectro angular de un campo complejo se aproxima y se ajusta demasiado al principio de difracción de Huygens. Además de que no está establecido bajo ninguna condición de frontera.

Se tiene el campo $U_0(x,y)$ localizado en el plano Σ_0 y este es propagado a lo largo del eje z tenemos entonces, en el plano Σ la siguiente representación del campo de salida $U(x',y';z)$ al utilizar el método de propagación del espectro angular [76]:

$$U(x',y';z) = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \hat{U}_0(f_x, f_y; 0) \exp \left[ikz \sqrt{1 - f_x \lambda - f_y \lambda} \right] \right\}, \quad (9)$$

donde $\hat{U}_0(f_x, f_y; 0)$ es la transformada de Fourier de $U_0(x,y)$, también conocido como el espectro angular de $U_0(x,y)$ y el término exponencial es conocido como el término de propagación.

Debido a que este método está fundado sobre la propagación de frentes de onda planas las dimensiones del plano complejo resultante serán las mismas a cualquier distancia z . También es importante hacer saber que no tiene restricción

alguna por reconstruir el patrón de difracción a distancias muy pequeñas (inclusive a $z=0$) ni muy grandes (consideradas dentro del campo cercano).

II.1.2.4 Comparación entre los Métodos

Una comparación importante a resaltar entre estos métodos es la cantidad de transformadas de Fourier que utilizan para generar el patrón de difracción correspondiente. El método con menor gasto computacional es el MTF que utiliza solamente una transformada de Fourier. Sin embargo, esto provoca que no se tenga un control sobre la resolución del pixel y del tamaño del plano Σ . Esto se puede mostrar numéricamente si decimos que al aplicar el MTF en un área de $x \times y$ en el campo de entrada $U_0(x,y)$ es muestreado sobre un arreglo de $N_x \times N_y$ con tamaño de pixel o muestra de $\Delta_x \times \Delta_y$, entonces el campo de salida $U(x',y')$ es otro arreglo de $N_x \times N_y$ de área $x' \times y'$ con tamaño de pixel o muestra de $\Delta_{x'} \times \Delta_{y'}$. Un pixel en $U(x',y',z)$ del plano Σ corresponde a $\Delta_{x'} = (\lambda/x)z$, donde λ es la longitud de onda. Esto indica que tanto el tamaño del pixel y el plano Σ crecen de manera lineal con la distancia z . De esto surge otra desventaja pues para obtener un patrón de difracción válido una distancia mínima es requerida. Para evitar aliasing el plano Σ debe ser de las mismas dimensiones que Σ_0 , teniendo que $z_{min} = (x^2/N\lambda)$.

El MCH utiliza tres transformadas de Fourier, evitando así el problema sobre el control de la resolución del pixel en comparación con del MTF. Al igual que el MTF el MCH tiene la desventaja de no poder generar patrones de difracción válidos a cortas distancias, a pesar de que la expresión que limita este hecho es la misma que para el MTF la interpretación está fundada en la propagación de frentes de onda esféricas. Esto es que cuando la curvatura del frente de onda está muy cercana al CCD la frecuencia de franjas de difracción es muy grande de manera que el teorema de muestreo no se cumpla. Como el MCH se basa en esta propagación de frentes de ondas esféricas, surge otra desventaja la cual surge cuando la distancia de propagación es muy grande de manera que no es posible registrar patrón de franjas difractadas. Esta distancia está dada por $z_{max} = (x^2/2\lambda)$.

El MEA requiere dos transformadas de Fourier en comparación con los dos anteriores métodos la distancia z no es una limitación para generar o reconstruir patrones de difracción debido a que está basado en la propagación de frentes de ondas planas. Tampoco tiene el problema de la resolución de pixel. Finalmente, con este método también es posible evitar errores en la propagación de frentes con ligeras inclinaciones [78]. Un error numérico podría surgir en el caso cuando el tamaño de pixel, por razones de amplificación de un OM, fuera menor que la longitud de onda.

II.1.3 Holografía Digital

En el proceso holográfico descrito al inicio de este capítulo, donde una placa fotográfica es el medio en el cual se registra la interferencia de una onda de referencia y la onda propagada por un objeto, es conocida como holografía convencional (HC). En este tipo de holografía existe un proceso foto-químico para poder reconstruir el objeto. Sin embargo, con el advenimiento y mejoramiento de la tecnología ahora es posible grabar el holograma en una cámara electrónica, tales como las cámaras CCD o CMOS, y transferirlo a una computadora de forma digital. La reconstrucción también es posible realizarla de manera numérica mediante el uso de una computadora al simular la propagación y difracción de las ondas de luz. A esta holografía se le conoce como *Holografía Digital* (HD). La HD tiene un amplio rango de capacidades únicas y capacidades interesantes, por ejemplo, los hologramas pueden ser procesados más fácilmente que en la HC. El proceso foto-químico para grabar un holograma en HC es más tardado que el grabado digital por cámaras electrónicas, en HD el registro y procesamiento es mucho más rápido, más controlable y más económico. Una de las características más importantes de la HD es que se tiene acceso a la distribución de fase del frente de onda del objeto. Otra característica importante de la HD es que es posible controlar el enfoque a diferentes planos del objeto de manera numérica. Una desventaja es la baja resolución que tienen los sensores CCDs, comparados con las placas holográficas, que son al menos un orden de magnitud menor.

II.1.3.1 Registro digital del holograma

La difracción de un campo complejo $U(x',y')$ que es propagado en el espacio libre en cierta dirección esta categorizado en dos regiones. Se le llama difracción de campo cercano o de Fresnel cuando la aproximación de (4) es válida. Cuando la distancia de propagación del campo sea mayor que la máxima permitida en (4) entonces estaremos en la región de campo lejano o de Fraunhofer [76]. De la misma manera en que las regiones de difracción se categorizaron, el registro de hologramas digitales también es clasificado. Es decir, si un holograma se graba en la región de difracción de Fresnel; este holograma se llama holograma de Fresnel. Por otro lado, si el holograma es grabado en la región de difracción de Fraunhofer; el holograma se llama holograma de Fraunhofer. En este documento nos enfocaremos principalmente con hologramas de Fresnel.

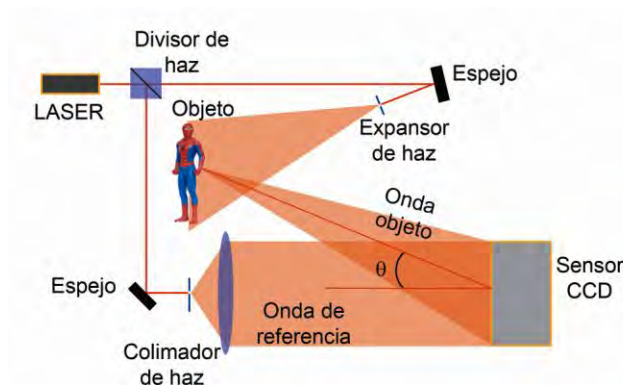


Figura 2.7. Arreglo óptico de la configuración fuera de eje para HD.

De acuerdo a la Figura 2.7, la interferencia del haz de referencia $R(x',y')$ y el haz objeto $O(x',y')$ es grabada por una cámara CCD. El haz de referencia es un frente de onda plano el cual incide en forma normal sobre el sensor, mientras que, el frente de onda objeto incide sobre el sensor formando un ángulo θ (ángulo de interferencia) con respecto al haz de referencia. Para utilizar eficientemente el sensor, es importante que el teorema de muestreo se cumpla [76]. Por tanto, para cierto tamaño lateral del objeto (L), la distancia de grabado d (dada por la distancia que existe entre el objeto y el sensor) deberá ser más grande que el valor mínimo en particular establecido por la longitud de onda, tamaño de pixel del sensor y las

dimensiones del objeto esto es: $d_{\min} = \sqrt{2} \frac{\Delta x}{\lambda} (L + N\Delta x)$ [79,80]. La resolución limitada de los sensores limita también el ángulo de interferencia θ a unos pocos grados [80]. Para recuperar los datos del objeto durante el proceso de reconstrucción el teorema de muestreo requiere que el periodo de las franjas de interferencia debe ser más grande que el tamaño de dos pixeles ($2\Delta_x$) del CCD, esto es:

$$\theta \leq \frac{\lambda}{2\Delta_x} . \quad (10)$$

Considerando la geometría de la Figura 2.6, tenemos que el plano (x',y') es el plano del holograma el cual se forma por la interferencia de $R(x',y')$ y $O(x',y')$ y puede ser escrito como:

$$I(x',y') = |O(x',y') + R(x',y')|^2 = |O(x',y')|^2 + |R(x',y')|^2 + O(x',y')R^*(x',y') + O^*(x',y')R(x',y'), \quad (11)$$

Donde O^* y R^* son los complejos conjugados de O y R , respectivamente. El patrón de interferencia grabado por el sensor CCD es realizado en forma discreta teniendo un arreglo bidimensional de señales discretas. Si se tiene que el tamaño de pixel del sensor es $\Delta_x \times \Delta_y$ entonces el holograma digital puede ser escrito como:

$$I(k,l) = \left[I(x',y') \otimes \text{rect} \left(\frac{x'}{\Delta_x}, \frac{y'}{\Delta_y} \right) \right] \text{rect} \left(\frac{x'}{N_x \Delta_x}, \frac{y'}{N_y \Delta_y} \right) \text{comb} \left(\frac{x'}{\Delta_x}, \frac{y'}{\Delta_y} \right), \quad (12)$$

donde $N_x \times N_y$ es el tamaño del sensor CCD en pixeles, $k=0,1,\dots,N_x-1$ y $l=0,1,\dots,N_y-1$ son los índices de los pixeles de la cámara.

II.1.3.2. Configuración fuera de eje

Cuando el ángulo de interferencia está dentro del intervalo permitido por los parámetros físicos del sensor CCD, comentados en la sección anterior, y es

diferente de cero entonces estamos hablando de una configuración fuera de eje. Esta configuración genera hologramas modulados espacialmente, es decir, que la intensidad del holograma grabado por el CCD estará acompañado de un patrón de franjas de alta frecuencia (dependiendo de θ). Estos hologramas permiten una separación de términos holográficos Ec. (11) en el dominio de Fourier. Al existir esta separación normalmente es posible escoger solamente la contribución del campo complejo del objeto $U_{OR}(x',y')=O(x',y')R^*(x',y')$ por medio de un filtro pasa-bajas, eliminando de esta manera los términos de DC e imagen virtual. Esta configuración es muy utilizada en fenómenos dinámicos, debido a que es requerido un solo holograma para obtener el campo complejo del objeto. Sin embargo, esta configuración utiliza solamente un cuarto del total del espectro de frecuencias [52-54]. Una consecuencia del proceso de filtrado anterior es una baja resolución en el campo complejo del objeto reconstruido y pérdida en las altas frecuencias [78-82].

II.1.3.3. Configuración en eje

Cuando $\theta \sim 0^\circ$ la configuración es conocida como configuración en eje. A diferencia de la configuración fuera de eje los términos holográficos de (11) están superpuestos o traslapados y no es posible hacer una elección de un término en particular como su contraparte fuera de eje. Existen algunos métodos para eliminar los términos de DC e imagen virtual. Una de estas técnicas es conocida como la sustracción de la intensidad promedio del holograma [80]. Otra técnica muy popular para eliminar el término de DC y la imagen virtual es la técnica de corrimiento de fase o phase-shifting (TPS) [83]. La resolución de la imagen reconstruida es mayor, sin embargo se requieren al menos tres hologramas y dispositivos micro-mecánicos especiales en el sistema óptico.

II.1.3.4. Holografía de Phase-shifting

Esta técnica fue y es muy utilizada por Yamaguchi *et. al* [83-85] en sus investigaciones. Aunque fue Skarman [86] quien comenzó a utilizarla en holografía digital. Existen varios métodos y técnicas para realizar un desplazamiento de fase del frente de onda, sin embargo en este documento nos enfocaremos solamente al que se describe a continuación: un sistema óptico clásico en holografía digital de Phase-Shifting (HDPS) se muestra en la Figura 2.8. Las ondas objeto y de referencia interfieren en el plano del CCD. La onda de referencia es dirigida por un espejo el cual está montado sobre un transductor piezoeléctrico (PZT, acrónimo en inglés o TPZ). Por medio de este dispositivo la fase de la onda de referencia puede ser desplazada a pasos discretos bien definidos. De esta manera podemos calcular la distribución inicial de la fase del objeto $\phi(x',y')$. Para calcular esta distribución de fase podemos utilizar el algoritmo de cuatro pasos, donde se obtienen cuatro hologramas (I_1, I_2, I_3, I_4) con desplazamientos de $\pi/2$ radianes uno del otro [64], esto es:

$$\phi(x', y') = \tan^{-1} \left[\frac{(I_4(x', y'; 3\pi/2) - I_2(x', y'; \pi/2))}{(I_1(x', y'; 0) - I_3(x', y'; \pi))} \right]. \quad (13)$$

Podemos obtener la amplitud real de la onda objeto $|O(x',y')|$ de dos maneras: la primera es bloquear la onda de referencia y grabar solamente la onda objeto en el CCD. La segunda es promediar todos los hologramas [83,64]. De esta manera podemos tener el campo complejo del objeto sin los órdenes de difracción de DC e imagen virtual:

$$U(x', y') = |O(x', y')| \exp[i\phi(x', y')] . \quad (14)$$

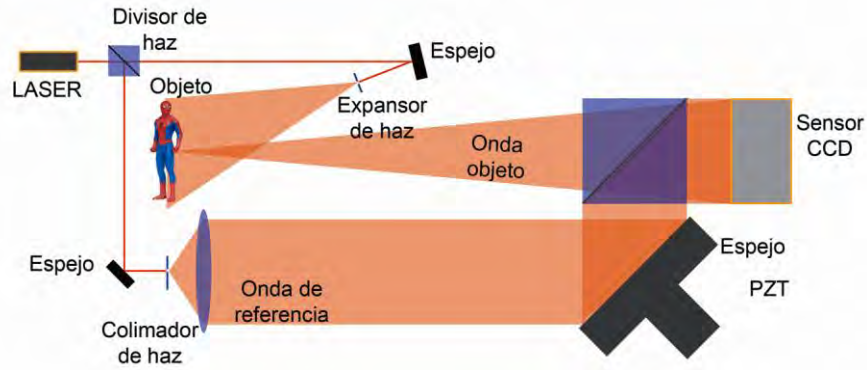


Figura 2.8. Arreglo óptico de la configuración en eje para HDPS.

II.1.3.5. Métodos numéricos de reconstrucción

Una vez que se tiene $U(x',y')$, el siguiente paso es reconstruir este campo complejo del cual obtendremos la amplitud real del objeto reconstruido y su distribución de fase. Así como en la sección II.1.2 se muestran algunos de los métodos de difracción, de la misma manera, estos métodos son usados para reconstruir $U(x',y')$, pues la reconstrucción del holograma involucra un proceso de difracción. En HC la reconstrucción se hace al incidir el frente de onda de referencia sobre el holograma para reconstruir el campo objeto. En HD se genera de manera numérica una onda de referencia $R_D(k,l)$ para reconstruir el campo objeto. Es importante hacer notar que, normalmente esta onda numérica es considerada solamente en la configuración fuera de eje de esta manera se tiene la siguiente relación para obtener $U(x',y')$:

$$U(x',y') = R^*(x',y')O(x',y')R_D(x',y') = O(x',y'). \quad (15)$$

Haciendo alusión a la geometría de la Figura 2.9, $U(x',y')$ que se encuentra en el plano del sensor CCD (x',y') es propagado una distancia z al plano imagen (X,Y) para obtener así el campo complejo del objeto reconstruido $U(X,Y)$. Esta propagación requiere de hacer uso de cualquiera de los tres métodos vistos en la sección II.1.2. En esta tesis usamos el MEA para realizar esta reconstrucción por las ventajas comentadas en la sección II.1.2.4, por lo tanto solo haremos mención

a éste en posteriores secciones y capítulos. Entonces usando (9) con (14) o (15) la expresión resultante sería:

$$U(X, Y; z) = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ U(f_x, f_y) \exp \left[ikz \sqrt{1 - f_x \lambda - f_y \lambda} \right] \right\}, \quad (16)$$

donde $U(f_x, f_y)$ es la transformada de Fourier de $U(x', y')$.

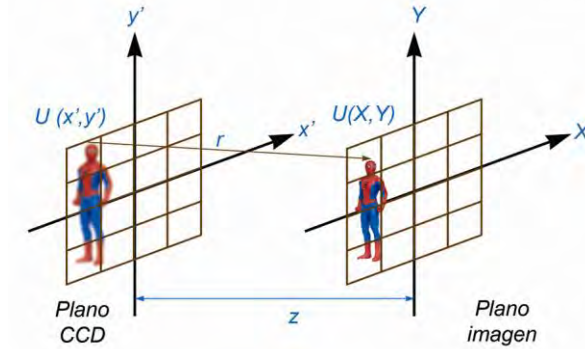


Figura 2.9. Geometría de difracción de la reconstrucción de un holograma digital.

II.1.3.6. Holografía digital microscópica

La principal característica de la HDM, comparada con la HD es el aumento en la resolución lateral y vertical por medio de sistemas ópticos que amplifican la capacidad de muestreo de las cámaras CCD o CMOS. Estos sistemas amplificadores comúnmente son los objetivos de microscopio (OM) y haces esféricos divergentes [46,64,78,80]. Los sistemas ópticos utilizados comúnmente en HDM son los arreglos interferométricos, dentro de los cuales destacan el interferómetro Michelson, el interferómetro Linnik y el interferómetro Mach-Zehnder. Un aspecto importante que debe ser tomado en cuenta en HDM son las aberraciones, inducidas principalmente por OM o los frentes de onda divergentes, las cuales comúnmente son de orden cuadrático. Estas aberraciones provocan errores en la cuantificación de la fase reconstruida de los objetos de interés. Existen métodos que corrigen este tipo de aberraciones los cuales los podemos clasificar en dos tipos: métodos numéricos y físicos. Los métodos numéricos son

aquellos que corrigen las aberraciones después de que el holograma digital es grabado por el sensor CCD, o dicho de otra forma, el holograma contiene las aberraciones del sistema óptico, posterior a esto dichas aberraciones son corregidas. Algunos de estos métodos utilizan procedimientos iterativos de ajuste de curvas sobre áreas conocidas a priori como zonas planas en la muestra [47]. Algunos otros registran las aberraciones del sistema óptico sin el objeto espécimen, para posteriormente realizar la compensación de estas aberraciones del holograma con el objeto de interés [50]. También existen métodos que de acuerdo con las dimensiones del sistema óptico (radio de curvatura de los frentes de onda, distancias de elementos ópticos al sensor, etc.) generan los frentes de onda de manera sintética en la computadora para compensar las aberraciones [82]. Los métodos físicos son aquellos que compensan las aberraciones del sistema antes de que sean registrados por el sensor CCD o dicho de otra manera, el holograma registrado por el CCD está libre de aberraciones debido a que fueron compensadas antes de manera física. Por ejemplo, están las configuraciones que compensan las aberraciones de los frentes de onda objeto al introducir frentes de onda con la misma curvatura en el haz de referencia, tal es el caso del interferómetro Linnik o Mach-Zehnder modificado [38,46,48]. Existen otros métodos que minimizan la diferencia de curvaturas entre el frente de onda objeto y el de referencia al introducir lentes en el haz de referencia [2]. Finalmente existen otros que utilizan arreglos novedosos para compensar dichas aberraciones [2,48,87].

Capítulo III. Disminución de ruido en hologramas digitales

III.1 Introducción

La HDM se ha convertido en una herramienta novedosa para el estudio de muestras microscópicas, teniendo principalmente información cuantitativa de la fase del frente de onda transmitida o reflejada del objeto, alcanzando precisiones por debajo de la longitud de onda en dirección axial de las imágenes de fase, debido a su naturaleza interferométrica. La resolución lateral, aunque no en todos los casos, es limitada por difracción, similar a lo que sucede en microscopios clásicos. El método está basado en la adquisición de hologramas formados por una onda objeto que pasa a través de un OM, para posteriormente interferir con una onda de referencia [88,89]. La amplitud compleja del objeto es recuperada cuando el holograma es re-iluminado por una réplica de la onda de referencia. Permittiéndonos con esto tener imágenes cuantitativas de amplitud y fase de la muestra [4]. Esta clase de microscopios han sido rápidamente aceptados para su uso en metrología, y en sus diversos campos. Algunas de esas aplicaciones son en el análisis y caracterización MEMS y MOEMS [33,36-38], el estudio de muestras biológicas [22,32,90,91], y la medición de fenómenos hidrodinámicos [19], donde la distancia de reconstrucción (DR), característica única de HDM, juega un rol importante.

Hay importantes retos cuando uno inspecciona objetos de estudio con microscopios, tales como, una limitada profundidad de campo, la intromisión de aberraciones producidas por elementos ópticos dentro del arreglo óptico, y ruido óptico y electrónico debido a reflexiones parásitas y dispositivos electrónicos de registro. Cualquier sistema óptico formador de imágenes disminuye la calidad de la imagen, caracterizado por sus aberraciones. HDM no es la excepción, debido al uso de OM's para formar la imagen del objeto de prueba. Las aberraciones son inducidas cuando se usan OM's, el cual también limita la profundidad de campo del sistema. Aunque algunos de estos retos ya han sido tratados, existen aun

limitaciones para obtener mediciones con la precisión demandada por las diferentes aplicaciones actuales. Por ejemplo, Ferraro *et. al* [44] mostró una manera de extender la profundidad de foco del sistema para inspeccionar MEMS al usar diferentes *DR* de un holograma digital. Por otro lado, no solamente existen métodos numéricos para corregir aberraciones del frente de onda, como los propuestos por Colomb, *et. al* y Di, *et. al* [47,51], donde un conocimiento a priori de las condiciones de grabado y áreas específicas de los hologramas digitales necesitan ser consideradas, sino que también métodos físicos. Algunos métodos numéricos como el que usa un holograma conjugado de referencia (HCR) el cual está basado en el grabado de una zona plana de la muestra cerca del espécimen a analizar, este holograma el cual contendrá las aberraciones del sistema sin las contribuidas por el espécimen. Una vez que se tiene la reconstrucción del campo complejo del HCR y del objeto espécimen, las imágenes de fase son restadas una a la otra [49,50].

La reducción de ruido en HDM es uno de los más importantes desafíos. Debido a que, entre menor el ruido óptico y electrónico (shot) se tenga, el error en la medición será menor. Diferentes métodos para reducir el ruido en HD han sido aplicados, principalmente para eliminar el ruido de moteado. Kang uso diferentes ángulos de iluminación para obtener múltiples hologramas rotando el objeto o la fuente de iluminación. El obtuvo una imagen mejorada por medio del proceso de promediado de las imágenes obtenidas [57]. Baumbach *et. al* [58] grabaron múltiples hologramas con diferentes desplazamientos de la cámara CCD para posteriormente realizar el promediado de tales imágenes. Rong *et. al* [59] variaron el ángulo de polarización de la onda de referencia para obtener diferentes hologramas en cada caso, posteriormente promediaron las imágenes obtenidas para tener una imagen mejorada. Charrière *et. al* [60] aplicaron un método para reducir el ruido shot de hologramas digitales, el cual consistió en promediar varios hologramas grabados durante cierto tiempo obteniendo así uno con menor ruido. Los métodos anteriormente comentados tiene la desventaja de requerir cierto tiempo para grabar múltiples hologramas haciéndolos inapropiados para análisis dinámicos de alta velocidad. Para reducir el ruido proveniente de múltiples

reflexiones o interferencias parásitas, usualmente se utilizan fuentes de baja coherencia, tales como, diodos laser de baja coherencia, o DEL [61-63], cuya principal desventaja es la incapacidad de realizar reconstrucciones del campo complejo del objeto a grandes distancias, esto es debido principalmente porque la reconstrucción numérica se aplica sobre fuentes puntuales monocromáticas [43].

En este capítulo se presentan dos métodos para disminuir el ruido de hologramas digitales con el fin de obtener una medición topográfica de alta precisión. Motivo por el cual está dividido en dos principales secciones. La primera sección, de este capítulo, describe el uso, como fuente de iluminación, una fuente coherente y muestra la disminución de ruido óptico de interferencias parásitas. Mientras que la segunda sección, se usa como fuente de iluminación una fuente de baja coherencia y muestra la disminución de ruido shot.

III.2 Disminución de ruido óptico al usar una fuente coherente de iluminación en HDM

En esta sección se muestra un método para reducir el ruido óptico de interferencias parásitas al utilizar una fuente de iluminación coherente. Por medio del promediado espacial y temporal, presentamos los resultados experimentales aplicados a una película delgada en forma de escalón de 78nm de altura. Aplicando el método del holograma conjugado de referencia (MHCR) [49,50], corregimos las aberraciones inducidas por el OM, la no planicidad y rugosidad de la muestra. Para reducir el ruido shot, aplicamos un promediado de varios hologramas grabados en un intervalo de tiempo [60]. Finalmente, se propone el promediado de mapas topográficos reconstruidos a diferente DR con el propósito de mejorar la precisión axial. Para medir la calidad de la imagen de fase usamos la desviación estándar (STD).

Una muestra típica de fase fue fabricada para probar la resolución axial de fase de nuestro sistema, sin hacer uso de una muestra con alta calidad óptica, como lo hacen J. Woong and C. Ki [28], para reducir el ruido óptico del objeto, al cubrir con

varias capas de películas delgadas el sustrato de vidrio para reducir reflexiones espurias. Empleando como fuente de iluminación un diodo laser polarizado linealmente con longitud de onda de 532.8 nm, tenemos un arreglo experimental más simple que el usado por Kühn *et. al* en el que utilizaron dos longitudes de onda de baja coherencia para eliminar el ruido óptico y el ruido no correlacionado proveniente del objeto [62].

Nuestro objetivo es obtener una medición topográfica de un objeto de fase. Esta propuesta emplea el método de HDPS para obtener una alta calidad y precisión de la imagen de fase. Para validar nuestra metodología, un MFA es utilizado como medio de trazabilidad y referencia. Finalmente, los resultados experimentales de la medición topográfica de un patrón grabado sobre una película de fotorresina se muestran. Los resultados obtenidos alcanzaron una diferencia de 2.8 nm en una zona plana de la muestra correspondiente al 4.34% de error en la medición.

III.2.1 Reconstrucción del holograma

Usamos la configuración de transmisión en eje en nuestra implementación como se muestra en la Figura 3.1. Esta configuración es un interferómetro Mach-Zehnder modificado donde el espécimen es iluminado con una onda monocromática plana que se propaga del plano del objeto $O(x,y)$ al plano de la cámara CCD $O(x',y')$. Para tener una imagen de la muestra ampliada y mayor nivel de precisión en la resolución lateral se uso un OM colocado entre el haz objeto y el divisor de haz BS2. La onda objeto transmitida por el objeto espécimen es recolectada por el OM, y es propagada al plano de la cámara CCD. La onda de referencia $R(x',y')$ es otra onda plana que proviene del divisor de haz BS1. Ambas ondas de referencia y objeto interfieren sobre el sensor CCD, combinadas por BS2. De esta manera, un patrón de intensidad de la interferencia es registrada por el CCD representada por la Ec. (11)

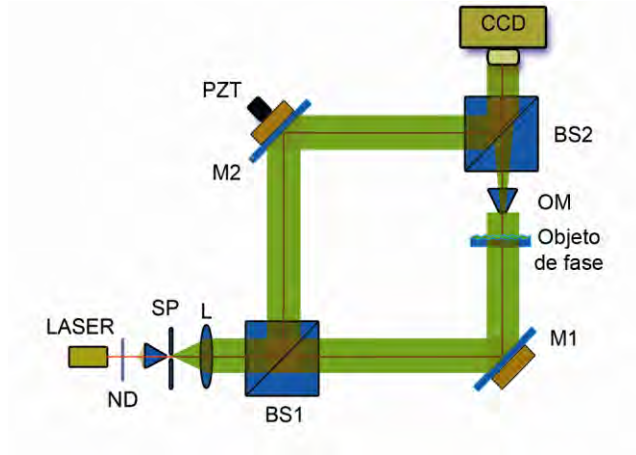


Figura 3.1. Microscopio holográfico digital (MHD) en transmisión con configuración en eje. BS: divisor de haz; M: espejo; SP: filtro espacial; ND: filtro de densidad neutra; PZT: transductor piezoeléctrico; L: lente colimadora.

Para eliminar el término de DC y la imagen virtual de la Ec. (11) aplicamos la TPS para calcular la fase inicial $\phi(x',y')$ y la amplitud inicial del objeto $A(x',y')$ explicada en la sección II.1.3.4 y descrita por Yamaguchi *et. al* [83-84].

Como resultado la distribución de la amplitud compleja del objeto en el plano (x',y') está dado por:

$$U(x',y') = A(x',y') \exp[i * (\phi(x',y') + \phi_A(x',y'))] , \quad (17)$$

donde $\phi_A(x',y')$ es el término de aberración de fase, inducido principalmente por el OM.

Debido a que el OM produce una curvatura en el frente de onda del brazo del objeto, esta aberración debe de ser corregida. Para esto $U(x',y')$ se multiplica por el HCR ($\Gamma(x',y')$) directamente en el plano del holograma, el cual corrige las aberraciones del sistema y distorsiones de la imagen, el cual es definido por T. Colomb *et. al* [49,50] como:

$$\Gamma(x',y') = |R(x',y')|^* |O(x',y')|^{-1} \exp[-i\phi_A(x',y')] , \quad (18)$$

donde $|O(x',y')|$ es la amplitud de la onda objeto sin el objeto mismo, $\phi_A(x',y')$ es la función de aberración del sistema, el cual aparece con signo negativo para cancelar la aberración de fase de el sistema en la medición actual. Si consideramos que R y O son frentes de onda planas y unitarias para cuando no hay objeto, entonces el producto entre ellas en (18) es unitario también. Entonces el producto de (17) y (18) está dado como:

$$U(x',y')=U(x',y')\Gamma'(x',y')=A(x',y')\exp[i(\phi(x',y'))] , \quad (19)$$

Como se muestra en la Figura 2.9, $U(x',y')$ denota el campo difractado de un objeto que se encuentra en el plano de grabado. La amplitud compleja de este campo es posible reconstruirlo por el MEA a una distancia z conocida. Aplicando el MEA a $U(x',y')$, la amplitud compleja del campo reconstruido queda como sigue:

$$U(X,Y;z) = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ U(f_x, f_y) \exp \left[ikz \sqrt{(1 - f_x \lambda - f_y \lambda)} \right] \right\}, \quad (20)$$

Donde $U(f_x, f_y)$ es la transformada de Fourier de $U(x',y')$, $U(X,Y;z)$ es la amplitud compleja del objeto enfocado, $k=2\pi/\lambda$ es el vector de onda, z es la DR , λ es la longitud de onda, (X,Y) son las variables espaciales, (f_x, f_y) son las frecuencias espaciales y \mathfrak{F} denota la transformada de Fourier continua.

La forma discreta de la Ec. (20) es:

$$U(m\Delta\xi, n\Delta\eta) = FFT^{-1} \left\{ \exp \left[ikz(1 - \lambda r^2 - \lambda s^2)^{1/2} \right] FFT[U(k,l)] \right\}, \quad (21)$$

donde FFT es el operador de la transformada rápida de Fourier, $U(k,l)$ es la representación discreta de $U(x',y')$ definida en la sección II.1.3.1, $\Delta\xi$ y $\Delta\eta$ son los intervalos de muestreo en el plano de observación (tamaño de pixel), y r,s,m y n son enteros ($-N/2 < m,n,r,s < N/2$). N es el número de pixeles en una dirección.

Debido a que $U(m\Delta\xi, n\Delta\eta)$ es un arreglo de números complejos, podemos obtener la amplitud de la imagen del objeto reconstruido al calcular su valor absoluto,

$$A(m\Delta\xi, n\Delta\eta) = |U(m\Delta\xi, n\Delta\eta)|^2 = \left\{ \text{Re}[U(m\Delta\xi, n\Delta\eta)]^2 + \text{Im}[U(m\Delta\xi, n\Delta\eta)]^2 \right\}^{1/2}, \quad (22)$$

y el mapa de fase calculando el argumento,

$$\phi(m\Delta\xi, n\Delta\eta) = \tan^{-1} \left\{ \text{Im}[U(m\Delta\xi, n\Delta\eta)] / \text{Re}[U(m\Delta\xi, n\Delta\eta)] \right\}, \quad (23)$$

Otro aspecto importante es el espesor físico del espécimen, el cual está dado por la fórmula que relaciona la fase con el espesor [92]

$$h_f = [\lambda(\phi / 2\pi) / (n - n_0)], \quad (24)$$

donde λ es la longitud de onda, ϕ es el escalón de fase y $(n - n_0)$ es la diferencia entre índices de refracción (normalmente entre el aire y el material espécimen).

III.2.2 Resultados experimentales

En esta sección, se presentan los resultados experimentales obtenidos. Usamos un interferómetro Mach-Zehnder en eje por transmisión como se muestra en la Figura 3.1. Un OM de 40X con una apertura numérica (AN) de 0.65 fue empleado, además una cámara CCD Pixelink que captura imágenes de 1280x1024 pixels cuyo tamaño de pixel es de $6.7\mu\text{m} \times 6.7\mu\text{m}$. Adicionalmente un espejo con un TPZ, controlado por computadora, fue incluido en el mismo arreglo para aplicar la TPS. Como fuente de iluminación coherente se uso un diodo laser UNIPHASE de 532nm de longitud de onda y 10mW.

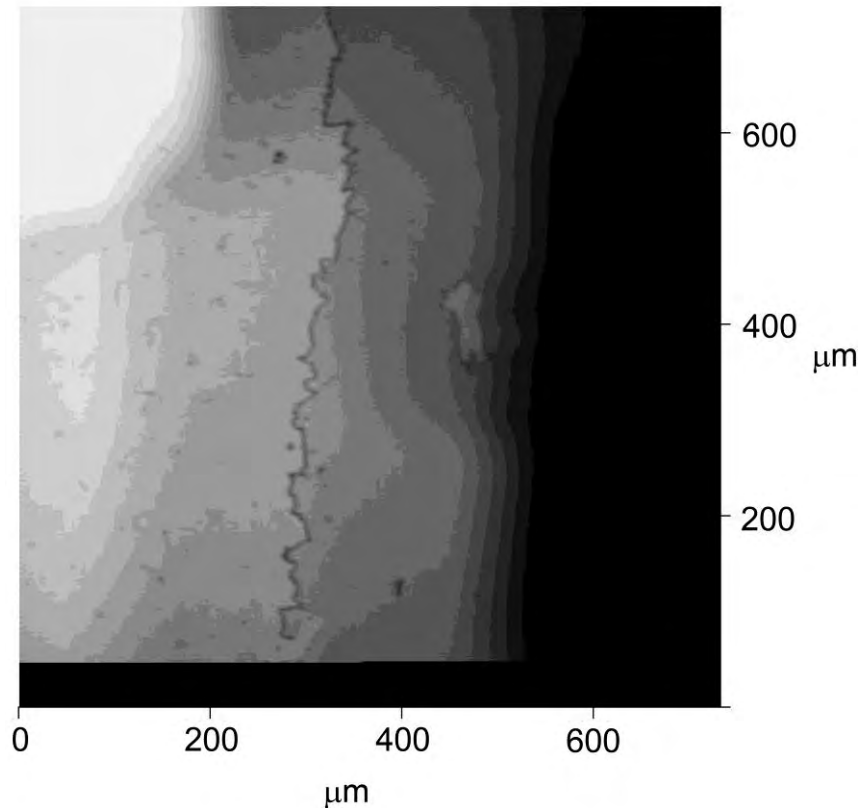


Figura 3.2. Fotografía del escalón fabricado con una película de SiO_2 sobre un sustrato de vidrio. Algunas irregularidades del depósito de la película delgada (lado derecho) son notorias.

Primero, un escalón de película delgada de SiO_2 con altura de 78nm fue usado, el escalón fue depositado en un sustrato de vidrio con una instrumento de depósito por evaporación Balzer B-510 en el laboratorio de películas delgadas del CIO, a pesar de eso, la muestra contiene algunas deformidades y suciedades. Por consiguiente los resultados y mediciones deberán ser interpretados en términos de la reducción de ruido y no de la convergencia de valores absolutos a cero. El índice de refracción del SiO_2 es de 1.46. Una fotografía es mostrada en la Figura 3.2 Para asegurarnos de realizar una medición real y precisa, la muestra se hizo analizar por un MFA Digital Instruments 3100, con un área de inspección máxima de $100 \mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ y $7\mu\text{m}$ de altura. La Figura 3.3 muestra los resultados obtenidos del MFA al inspeccionar el escalón de película delgada.

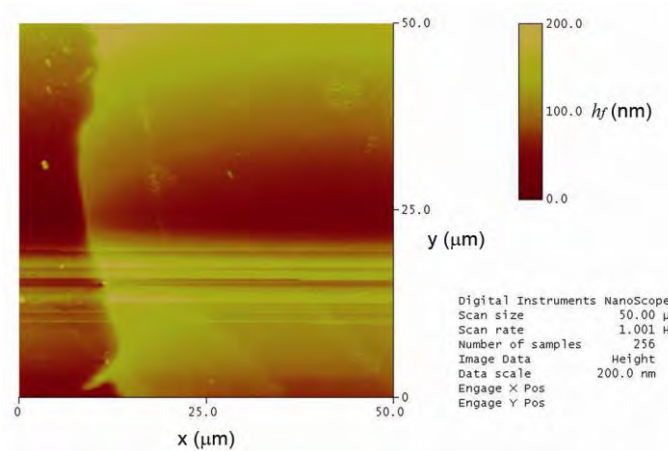


Figura 3.3. Medición topográfica hecha con un MFA del escalón de película delgada.

En el proceso de reconstrucción, cuatro hologramas sin muestra fueron grabados para obtener la amplitud compleja del HCR (Ec. (17)). Posterior a esto se obtuvo, en similar sentido que el HCR, la amplitud compleja de la muestra. Una vez que las amplitudes complejas del HCR y la muestra son obtenidas, el frente de onda resultante es calculado, como se expresa en la Ec. (19). El mapa de fase reconstruido se presenta en la Figura 3.4. Cada imagen de fase mostrada en esta sección ha sido invertida con motivo de relacionar directamente la topografía de la muestra.

Como podemos ver en la Figura 3.4, el escalón está un tanto borroso y no suficientemente definido por razones del ruido inmerso de diferente índole. Como por ejemplo, algunas aberraciones no compensadas, ruido shot, interferencias parásitas y diferencias en la razón señal-ruido debido a la degradación en el régimen de interferencia. En la zona delimitada por el cuadro blanco, el ruido medido con la STD es de 29.5nm. El análisis de ruido por medio de la STD se ha adoptado como un parámetro típico para estimar la precisión axial en HDM [62].

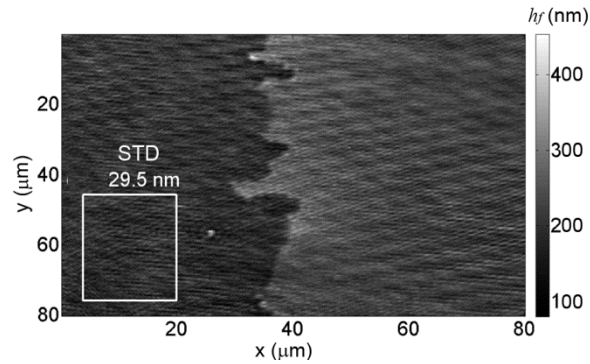


Figura 3.4. Imagen de fase reconstruida al utilizar el MHCR.

Es conocido que las contribuciones del ruido shot en HDM necesitan ser tomadas en cuenta en el sistema óptico actual [60]. Por lo tanto, para remover esta contribución de ruido, un promediado temporal durante un periodo corto de tiempo es aplicado. Se adquirieron 15 amplitudes complejas del HCR así como los 15 correspondientes de la muestra. Posterior a esto las amplitudes complejas son promediadas en cada caso antes de propagarse al plano imagen, para una explicación detallada véase las referencias [62,60].

En la Figura 3.5, uno puede ver la imagen de fase mejorada comparada con la imagen de fase sin promediarse de la Figura 3.4. El mejoramiento fue de un 53% referida a la STD.

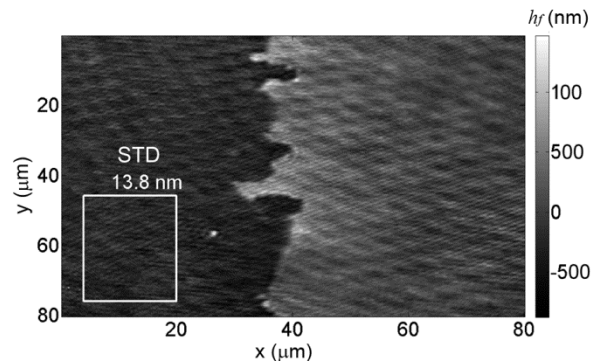


Figura 3.5. Imagen de fase mejorada al aplicar la técnica del promediado temporal.

III.2.2.1 Promediado en distancias de foco

Para tener una mejor imagen de fase, proponemos un promediado de amplitudes complejas reconstruidas a diferente distancia en un intervalo de $[-\Delta d < z < \Delta d]$. Realizando una inspección numérica a cada imagen obtenida se determinó que, estas amplitudes no están correlacionadas en cierto grado entre cada una de ellas y tienen desviaciones estándar similares. En nuestra propuesta, el intervalo de la DR está un poco antes de tener una imagen enfocada (d_f) y un poco después $[-100\mu m < d_f < 100\mu m]$. La Figura 3.6(a) muestra la imagen de amplitud enfocada, mientras que en la Figura 3.6(b) muestra una imagen de amplitud desenfocada. Se promediaron 20 imágenes de fase obtenidas de una sola amplitud compleja a diferentes DR cuya diferencia entre ellas fue de $10\mu m$ en el intervalo anteriormente definido. En la Figura 3.7 uno puede ver un mejoramiento del 30% del mapa de fase del objeto comparado con el obtenido en la Figura 3.5. La STD resultante en la Figura 3.7 es de $9.7nm$ en la zona delimitada por el cuadro blanco. La zona de análisis fue elegida por dos razones: la primera por estar relativamente cerca del escalón, y la segunda por estar un poco menos sucia que otras zonas. Los resultados contienen un objeto dependiente de desajuste, debido a la rugosidad y suciedad de la muestra, pero los resultados deben de ser interpretados en términos de reducción de ruido y no de una convergencia a cero de los valores absolutos, como ya se ha comentado.

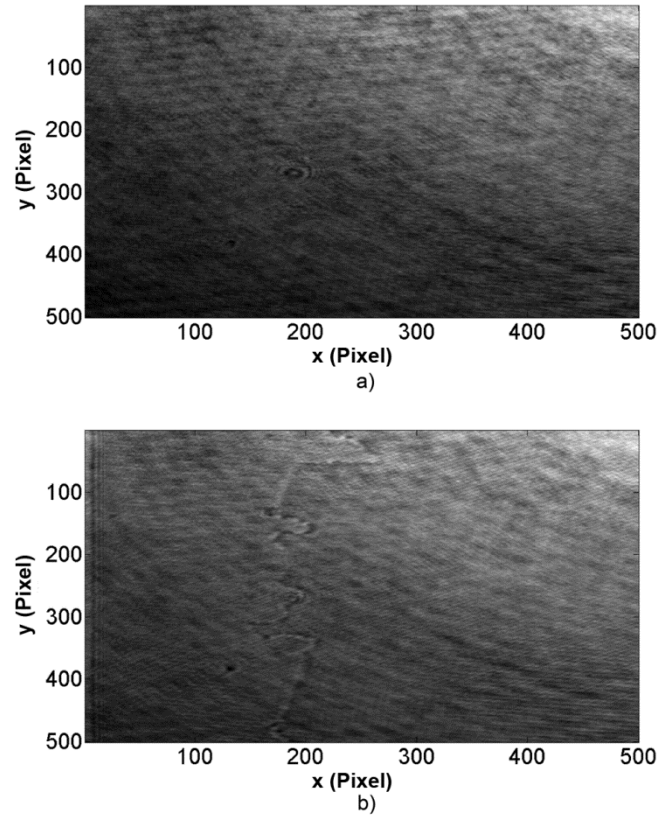


Figura 3.6. Imágenes de amplitud reconstruidas a diferentes DR. (a) Imagen de amplitud reconstruida a una $DR=d_i$; (b) imagen de amplitud reconstruida a $DR=-100\mu\text{m}$.

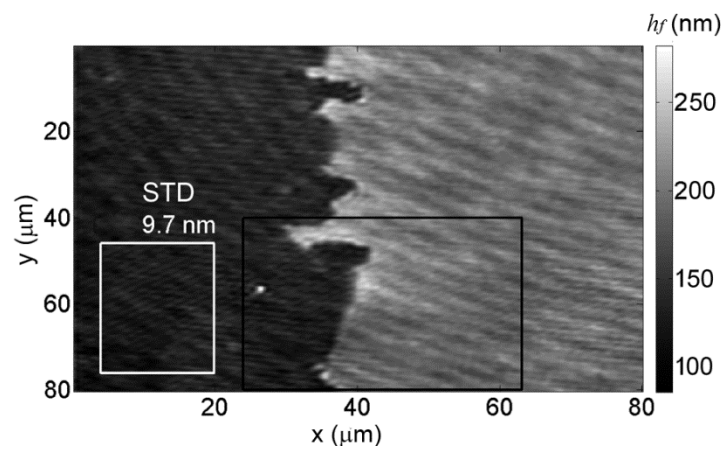


Figura 3.7. Imagen de fase mejorada por el método propuesto que promedia imágenes de fase reconstruidas a diferente DR.

Finalmente, en la Figura 3.9 se presentan los perfiles extraídos de la zona donde las mediciones por el MFA y MHD fueron hechas. Uno puede observar que la zona

donde los perfiles fueron extraídos es la misma; en la Figura 3.8(a) se muestra la medición topográfica obtenida por MFA, mientras que la Figura 3.8(b) es la sección delimitada por el cuadro negro de la imagen de fase de la Figura 3.7. Estos perfiles muestran las medidas de las alturas del escalón en las líneas de las imágenes mostradas en las Figuras 3.8(a) y 3.8(b). Se puede ver una diferencia entre la medición usando el MFA y MHD; esta diferencia representa interferencia parásita remanente del sustrato de la muestra. Este ruido puede ser reducido al usar fuentes de iluminación de poca coherencia como lo cita T. Colomb *et. al* [60]. Basados sobre las alturas medidas de este escalón de película delgada en la Figura 3.9, podemos estimar una altura promedio del perfil usando el MFA de 64.5nm de altura, mientras que este promedio al usar el MHD es de 61.7nm. Esta diferencia es de apenas 2.8nm que representa el 4.34%.

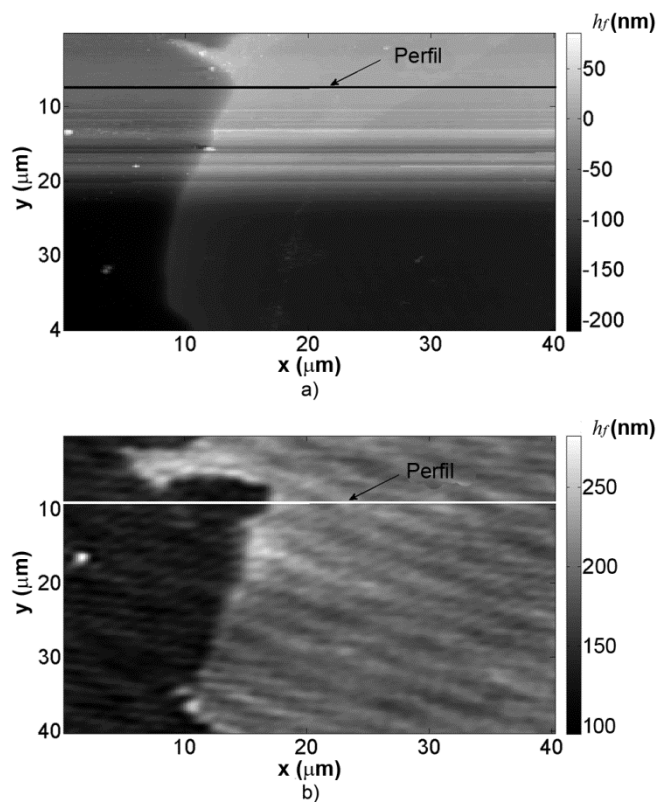


Figura 3.8. Perfiles tomados de zonas similares de la muestra al usar los métodos de HDM y el MFA.

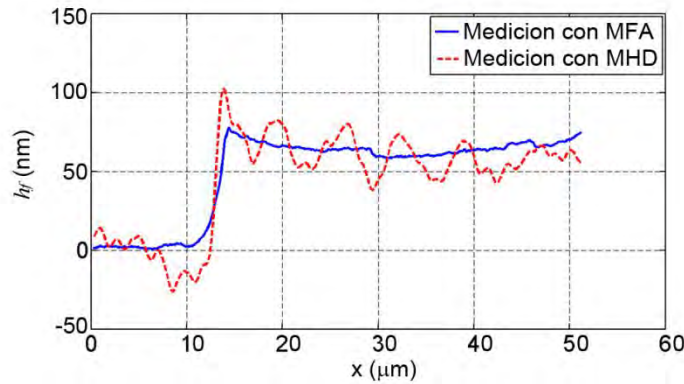


Figura 3.9. Medición de las alturas de los perfiles de la Fig. 3.8.

Una vez que el sistema fue calibrado, se analizó la topografía superficial de una capa de fotorresina. Esta capa delgada y uniforme de fotorresina fue depositada sobre un sustrato de vidrio por el método de giro (spinning). Posteriormente se colocó una tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A en contacto frente a esta película, para ser usada como máscara. Después de esto se iluminó este arreglo de manera vertical con un frente de onda plana de 432nm (a la cual es sensible la fotorresina) por un periodo corto de tiempo (1.5 s). Una vez que esta exposición se ha llevado a cabo, se procedió a revelar y a fijar el patrón sobre la película de fotorresina. Para una detallada descripción de este proceso véase la referencia [93].

En la Figura 3.10 se muestra una fotografía de una parte del espécimen obtenido, donde el índice de refracción de la película es de 1.52 después de que el proceso foto-químico ha terminado. La medición del índice fue realizado con un refractómetro tipo Abbe modelo WY1A de la marca Edmund.

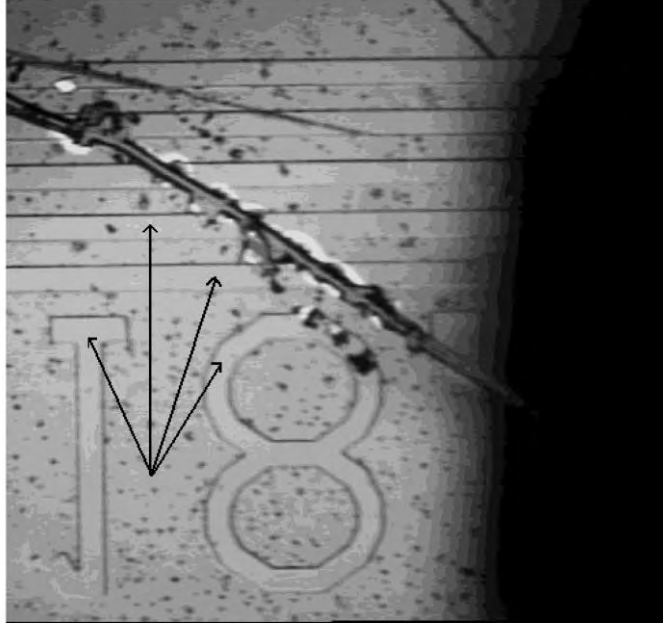
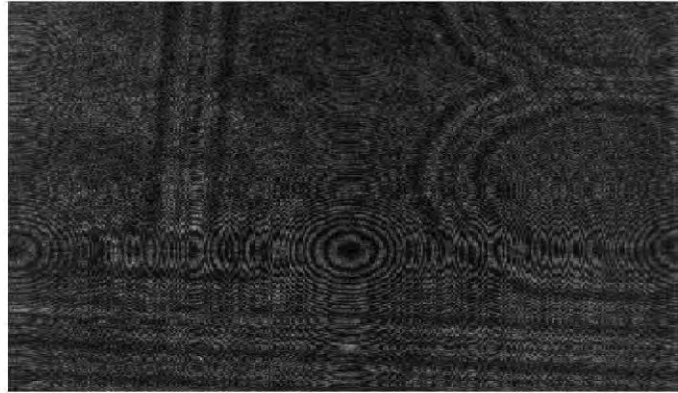
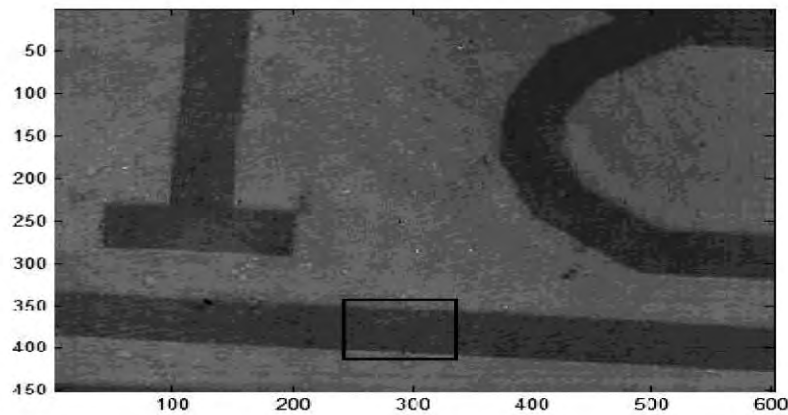


Figura 3.10. Fotografía del grabado sobre la película de fotorresina. Los números y líneas señaladas con las flechas tienen la película de fotorresina.

Aplicando la metodología propuesta, se registró el holograma y se aplicó el algoritmo de reconstrucción. La Figura 3.11(a) presenta un holograma digital, y la Figura 3.11(b) muestra la imagen de fase reconstruida.



a)



b)

Figura 3.11. (a) Holograma digital de la muestra. (b) Imagen de fase reconstruida al aplicar el método propuesto.

La Figura 3.12 muestra la imagen topográfica 3D tomada de la zona que limita el rectángulo negro de la Figura 3.11(b), de donde la medición superficial fue tomada. En la Figura 3.13(a) tenemos la medición realizada con el MFA; una altura promedio del grabado es de 216.7nm. En la Figura 3.13(b) muestra el mismo perfil medido con HDM, donde el promedio de la altura es de 214nm. Al comparar las dos mediciones, se encontró una diferencia de tan solo 2.77nm correspondiente al un error de 1.24%. Este resultado está en concordancia con los anteriores resultados de la sección de calibración.

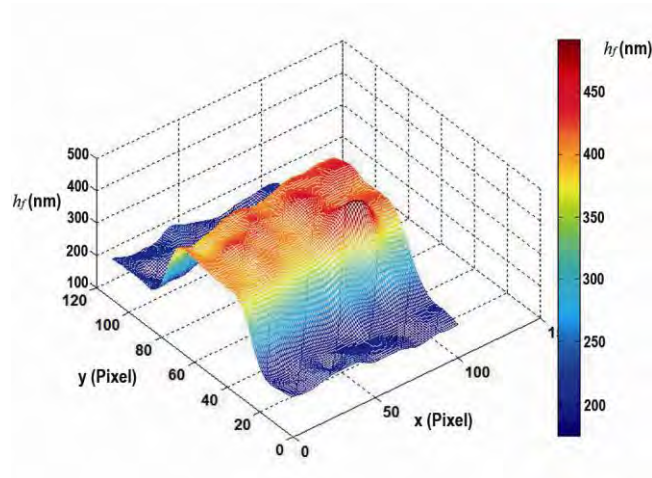


Figura 3.12. Topografía 3D de la muestra de fotorresina cuya área de inspección es limitada por el rectángulo de la Fig. 3.11(b).

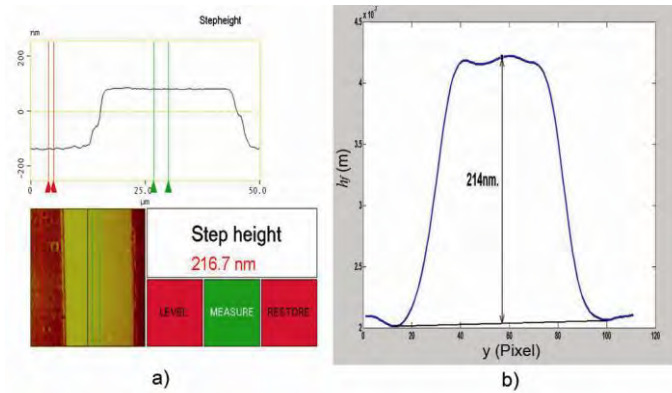


Figura 3.13. (a) Perfil medido con el MFA. (b) Perfil medido con el método propuesto.

III.3 Disminución de ruido shot al usar una fuente cuasi-coherente de iluminación en HDM

Usando un DEL comercial, en esta sección mostramos hologramas digitales con ruido shot cuando son grabados con una cámara CCD. Demostramos que los resultados experimentales concuerdan con las simulaciones numéricas. También mostramos un nuevo método para reducir el ruido shot de la imagen de fase a partir de una sola distribución de amplitud compleja. La propuesta está basada en el promediado de imágenes de fase obtenidas a diferentes DR dentro del rango determinado por la profundidad de foco del sistema. Con esto, aseguramos una imagen mejorada sin disminuir su calidad, donde es alcanzada una reducción del 50% de ruido shot. Para comparar nuestros resultados obtenidos y calibrar nuestro sistema, usamos los resultados de un MFA.

III.3.1 Configuración experimental

III.3.1.2 Características del DEL

Para reducir interferencias y múltiples reflexiones indeseadas, se usan fuentes de iluminación de baja coherencia. La investigación descrita aquí fue realizada usando un DEL comercial ultra brillante de 5mm de diámetro de encapsulado. El DEL trabajó a 3 W de potencia, cuyo espectro de emisión se centró en la región del rojo (632nm). Su ángulo de apertura es de 120° y 120 lm de flujo luminoso (datos proporcionados por el fabricante). Sin embargo, el DEL se caracterizó para obtener su espectro de emisión de manera más precisa. Para esto, usamos un espectrofotómetro i1Pro con un rango espectral de medición de 380 a 730 nm. Este dispositivo fue calibrado bajo los estándares del Centro Nacional de Metrología (CENAM) trazado al Instituto Nacional de estándares y tecnología (NIST) de Estados Unidos. El pico central del espectro de emisión fue de 630 nm y 24 nm de ancho de banda ($\Delta\lambda$). En la Figura 3.14 se muestra este espectro normalizado del DEL. Este dispositivo fue operado con un voltaje de 2.4 V y una corriente de 1 A a temperatura ambiente. Con los datos espectrales obtenidos es

posible calcular su longitud de coherencia de la siguiente manera: $LC = \lambda^2/\Delta\lambda = 16.5\mu\text{m}$ [25].

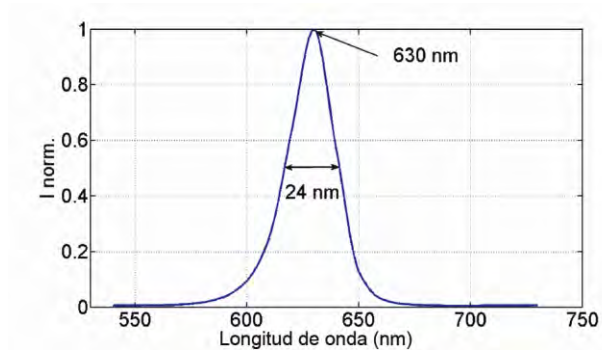


Figura 3.14. Distribución espectral normalizada de la intensidad de luz emitida por el DEL ultra brillante comercial.

III.3.1.2 Reconstrucción del holograma

La configuración experimental usada en el presente estudio fue un interferómetro Mach-Zehnder modificado, como se muestra en la Figura 3.15; la fuente de iluminación fue el DEL descrito en la sección anterior. Cuando el haz incide sobre el diafragma ajustable (D), con un diámetro de $300\mu\text{m}$, la coherencia espacial se ve incrementada. Con esto, una fuente secundaria de coherencia parcial es creada por el filtro espacial (SP) con un diafragma ajustable al limitar el tamaño de la fuente [21]. La lente L forma la imagen de D en el plano de la muestra (S) y sobre la placa de compensación (CP) cuando el haz es dividido por el divisor de haz (BS1). La luz que se transmite a través del espécimen (S) es recolectada por el objetivo de microscopio (MO1) de 10X y de AN de 0.25, el cual forma la onda objeto O . O interfiere con una onda de referencia R cuando la luz es recolectada por el OM (MO2) de 10X y AN de 0.25 para producir la intensidad del holograma $I(x',y')$. La intensidad del holograma es grabada por una cámara digital CMOS Pixelink (1280x1024 pixeles, 8 bits, blanco y negro, con tamaño del pixel de $6.7\times 6.7\mu\text{m}$). Para alcanzar la interferencia entre los dos haces, es necesario que las longitudes de los caminos ópticos sean iguales a lo largo de los dos brazos del

interferómetro. Por lo tanto, una placa de compensación (CP) fue insertada. El espejo M1 fue colocado sobre una montura de desplazamiento uni-direccional con resolución de desplazamiento de $1.25 \mu\text{m}$. El espejo M2 fue colocado sobre un PZT para implementar la TPS. La distancia entre el objetivo MO1 y la muestra fue de 10 mm aproximadamente.

La distribución de intensidad $I(x',y')$ en el plano del sensor CCD es formado por la interferencia de la onda objeto $O(x',y')$ y la onda de referencia $R(x',y')$ como lo describe la Ecuación (11) en la sección II.1.3.1.

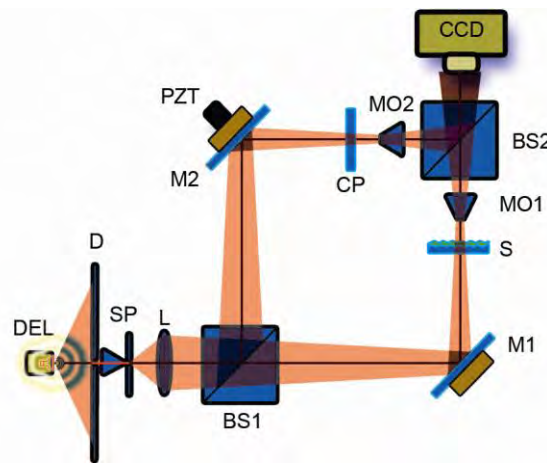


Figura 3.15. Esquema del sistema óptico del microscopio implementado en un interferómetro Mach-Zehnder con una fuente de coherencia parcial en HDM.

El espejo M2 es colocado sobre un PZT para calcular la fase inicial del objeto usando la TPS, y para eliminar los términos de DC y la imagen virtual de la Ecuación (11). Para la eliminación de aberraciones remanentes del sistema se utilizó el MHCR. Este proceso se llevó a cabo de la misma manera como se describió anteriormente en la sección III.2.1 de este capítulo. Teniendo como resultado lo expresado por la Ecuación (21).

III.3.1.3 Profundidad de foco del sistema

Una de las características importantes de la holografía es el contenido tridimensional de la información de la imagen. En HD uno puede reconstruir la

imagen a varias distancias al cambiar simplemente el valor de la distancia de reconstrucción, de manera análoga como se hace al girar la perilla de enfoque de un microscopio convencional.

En algunas aplicaciones como en la microscopía o en el análisis de partículas es muy necesario que se tenga el control sobre el sistema para detectar automáticamente el mejor plano enfocado de la escena. Existen en la actualidad técnicas muy desarrolladas para realizar esta tarea. Estas técnicas conocidas como medición de la agudeza o nitidez. Existen técnicas de auto enfoque específicamente desarrollado para la HD como lo presenta F. Dubois *et. al* [94], donde usa el valor de pixel promedio máximo para un objeto de amplitud, mientras que para un objeto de fase es mínimo.

Varios métodos son analizados por B. Kemper *et. al* [95] que incluyen análisis espectral, la varianza de distribución del nivel de gris, detección de bordes por gradientes y por filtrado Laplaciano. El plano focal de partículas también puede ser determinado por el coeficiente de correlación [96].

Una limitación en microscopía, del cual HDM no es la excepción, es una limitada profundidad de foco (*PF*). Grandes ampliaciones es posible alcanzar para investigar micro-objetos, pero el paradigma es que, entre mayores son las ampliaciones requeridas, menor es la *PF*. Debido a que la *PF* geométrica de un sistema formador de imágenes está relacionado con la distancia de muestreo, este *PF* es expresada como una función de la distancia de muestreo y la AN del OM:

$$PF = \frac{\Delta\xi}{M^2 A.N.}, \quad (25)$$

donde *M* es la ampliación.

Existen métodos que de manera automática enfocan las zonas de interés.

También es posible reenfocar la amplitud compleja en diferentes distancias dentro de la *PF* del sistema.

HDM tiene la característica única en la que es posible reenfocar la amplitud compleja del objeto en cualquier plano dentro de la distancia máxima de reenfoque permitida, según el método de reconstrucción utilizado visto en la sección II.1.2.4. Debido a que el MEA no tiene restricciones para reenfocar a cualquier distancia, siempre y cuando la fuente de iluminación sea coherente espacial y temporalmente. Por tanto, como el DEL es una fuente de iluminación de baja coherencia tendremos una distancia máxima de reconstrucción $z_{max} = w_s / (v_{max} \lambda)$, donde w_s es el ancho de la coherencia espacial en el plano de la muestra y v_{max} es la frecuencia espacial máxima. Para una explicación más detallada véase la referencia [43].

Otro factor importante es el espesor físico del espécimen, el cual está dado por la fórmula de fase a altura de espécimen descrito por la Ecuación (24).

III.3.2 Simulación de hologramas

En esta sección se simula la generación de hologramas de manera numérica para un arreglo óptico como el presentado en la Fig. 3.15 con una longitud de onda de 632 nm, con ruido del tipo shot y con potencias ópticas de diferente nivel.

III.3.2.1 Parámetros para la simulación

Las simulaciones presentadas en este estudio están basadas en el trabajo realizado por Charrière *et. al* [60], con algunas diferencias que se describen a continuación:

Dos ondas planas de iguales intensidades han sido consideradas para interferir en una configuración en eje de un MHD con ampliaciones de 10X y 20X. Para eliminar el término de DC y la imagen virtual, aplicamos la TPS mencionada anteriormente. En todas las simulaciones, hologramas de 600x600 pixels han sido considerados, con un tamaño de pixel de 6.7 μm y un DEL ultra brillante con longitud de onda pico de 630 nm. Como método de reconstrucción usamos el MEA con una DR de 30 μm . El área de evaluación para todas las simulaciones es de

300x300 pixels en la zona central para evitar influencias de los bordes debido a la discontinuidad introducida por el ventaneo del holograma cuando es procesado por la FFT y la función de apodización aplicada al holograma.

Al igual que en el experimento anterior, hemos considerado la STD como una medida de la precisión de fase en todas las secciones.

III.3.2.2 Análisis de la propuesta para reducir el ruido shot en imágenes de fase

El ruido shot depende solamente de la potencia óptica, y sigue la estadística de Poisson [97]. La Figura 3.16 ilustra la STD de las imágenes de fase reconstruidas como una función del nivel óptico. Este nivel óptico fue expresado a través del número promedio de fotones por pixel (NPFP) de hologramas simulados con ruido shot. Se puede ver que, el ruido shot simulado provoca una STD de 0.2542° , correspondiente a un NPFP de 8000. Esto concuerda con los resultados de Charrière *et al.* Entonces podemos ahora decir que, un nivel alto de intensidad corresponde a un nivel bajo de ruido shot.

Una manera virtual de incrementar el número de fotones, es por medio del promediado de imágenes de fase reconstruidas para obtener una imagen mejorada.

Para reducir el ruido shot de la imagen de fase reconstruida, se sugiere realizar un promediado espacial de imágenes de fase que son obtenidas a diferentes DR dentro de la PF del sistema. Estas imágenes reconstruidas están decorrelacionadas entre ellas a distancias específicas de reconstrucción, y calculadas de una sola amplitud compleja.

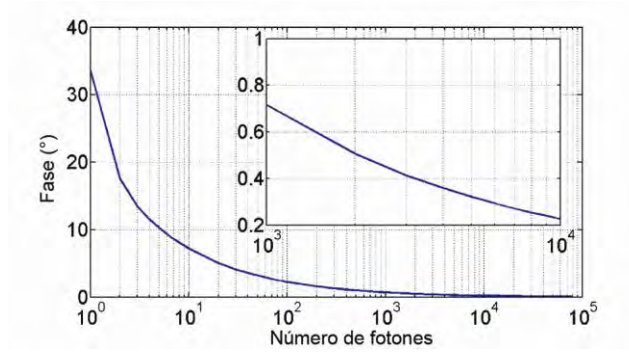


Figura 3.16. STD de imágenes reconstruidas usando el MEA, en función de la potencia óptica.

Bajo la hipótesis de que estas imágenes reconstruidas están decorrelacionadas con una STD_c similar, podemos escribir lo siguiente para la STD de una imagen típica promediada σ_x :

$$\sigma_x = \frac{1}{\sqrt{C_i}} STD_c, \quad (26)$$

donde C_i es el número de imágenes a promediar.

Si cuatro imágenes son promediadas con STD similar, uno puede concluir de la Ecuación (26) que, teóricamente, la reducción del ruido es de 50%. El coeficiente de correlación entre estas imágenes reconstruidas puede expresarse como [98]

$$CC_{p,q} = \frac{\sum_m^N \sum_n^N [I^p(m,n) - \langle I^p \rangle] \times [I^q(m,n) - \langle I^q \rangle]}{\left[\sum_m^N \sum_n^N [I^p(m,n) - \langle I^p \rangle]^2 \times \sum_m^N \sum_n^N [I^q(m,n) - \langle I^q \rangle]^2 \right]^{1/2}}, \quad (27)$$

donde $CC_{p,q} \in [-1,1]$, y p y q son las dos imágenes que determinarán el grado de correlación entre ellas, $\langle I^p \rangle$ es la irradiancia promedio de la imagen p , y $\langle I^q \rangle$ es la irradiancia promedio de la imagen q .

La Figura 3.17 muestra el coeficiente de correlación de las imágenes de fase reconstruidas en función de la DR . Uno puede ver que, cuando existe una diferencia entre DR de $\Delta d = 2\mu\text{m}$ de una imagen reconstruida a otra, entonces

estas imágenes están decorrelacionadas completamente. Las imágenes reconstruidas fueron calculadas del mismo holograma simulado con un NPFP de 8000. Por ejemplo, si promediamos cuatro imágenes de fase reconstruidas a DR de 30, 32, 34 y 36 μm , la reducción del ruido shot será de 50% ($1/\sqrt{4} = 0.5$) en concordancia con la Ecuación (26). Esta simulación valida la hipótesis de que imágenes de fase no correlacionadas son obtenidas al usar el MEA a específicas DR de una simple amplitud compleja descrita en la Ecuación (20). Cuatro series de hologramas con ruido shot fueron simulados, con diferente nivel de iluminación: 100, 500, 4000 y 8000 NPFP. La Figura 3.18 describe la STD de imágenes de fase reconstruidas en función del número de imágenes de fase C_i usadas en el proceso de promediado. De acuerdo y en concordancia con la Ecuación (26), la reducción de la STD obedece la ley $C_i^{-1/2}$. Podemos concluir de este comportamiento que el proceso de promediado propuesto es válido para diferentes niveles de iluminación. Esta técnica de promediado nos permite reducir el ruido shot en imágenes de fase de una sola amplitud compleja. La amplitud compleja puede ser obtenida de un solo holograma en la configuración fuera de eje o, como en este caso, de la configuración en eje. Este método nos permite realizar un registro de hologramas más rápido que el promediado temporal, donde es necesario grabar varios hologramas.

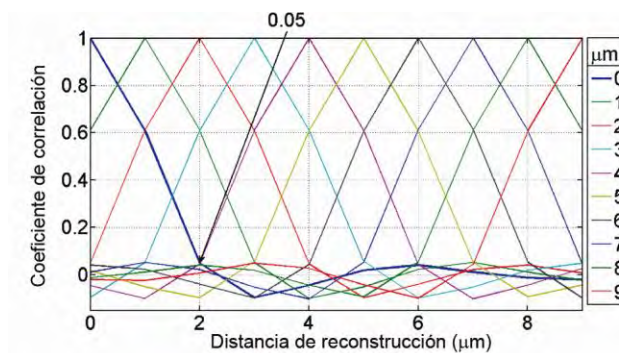


Figura 3.17. Coeficientes de correlación entre las imágenes de fase reconstruidas a diferentes DR de una misma amplitud compleja.

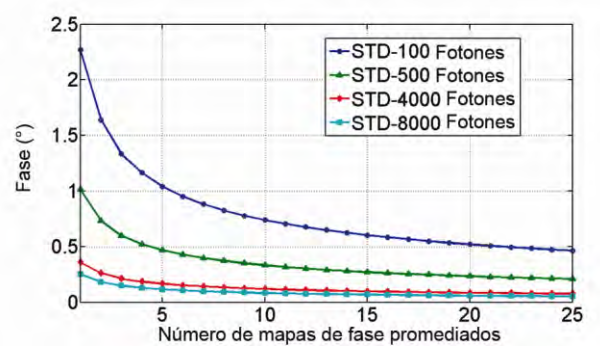


Figura 3.18. Efecto del promediado de una serie de hologramas simulados con NPFP de 100, 500, 4000 y 8000: STD de las imágenes de fase mejoradas en función del número de imágenes de fase promediadas C_i utilizadas en el procedimiento de promediado.

Para determinar si ΔDR muestra algún cambio, una última simulación se realizó con una amplificación de 20X. La Figura 3.19 muestra este cambio, cuando ΔDR fue de $0.6\mu\text{m}$ se obtuvieron imágenes de fase no correlacionadas. Este resultado nos permite concluir que cuando se requiere de mayores amplificaciones, menores diferencias de la DR pueden ser manejadas para conseguir imágenes de fase no correlacionadas. Las imágenes de fase reconstruidas fueron obtenidas de los mismos hologramas simulados con un NPFP de 8000.

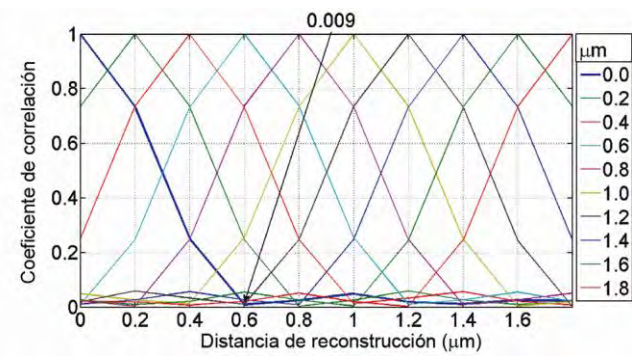


Figura 3.19. Coeficientes de correlación entre las imágenes de fase reconstruidas a diferentes DR de una misma amplitud compleja con una amplificación de 20.

III.3.3 Resultados experimentales

En esta parte, se presentan los resultados experimentales de hologramas grabados, de tamaño 1280x1024 pixeles. Tomamos la parte central del holograma (800x800 pixels) de imágenes reconstruidas para evitar efectos de los bordes descritos en la sección anterior. La cámara tiene un obturador electrónico, el cual nos permite reducir el tiempo de exposición de hasta 40ms, y una ganancia ajustable de 0 a 17 dB en 14 niveles. Para compensar las aberraciones del sistema, usamos el MHCR en todas las imágenes reconstruidas.

Es complicado conseguir NPFP de 8000 (capacidad completa de la cámara antes de la saturación) con una fuente de iluminación DEL en el arreglo óptico presentado, incluso con un tiempo de integración máximo y sin ganancia en los parámetros de la cámara. Para conocer el número de fotones promedio que llegan al pixel de la cámara, la intensidad de la potencia óptica fue medida con un medidor de potencia Modelo 515 y un fotodetector 818 de la serie Newport.

Primeramente, se realizó una comparación entre hologramas experimentales sin muestra y los resultados de los hologramas simulados. La intensidad de los hologramas grabados sin muestra fue de $6.7 \times 10^{-5} \text{ W/cm}^2$, la cual corresponde a un promedio de 5100 fotones por pixel, con 38 ms de tiempo de integración y sin ganancia eléctrica en los parámetros de la cámara.

Se muestra la reducción de las aberraciones del sistema cuando el método del HCR es aplicado. La Figura 3.20(a) presenta el mapa de fase que es reconstruido sin aplicar el método del HCR. Una $DST=12^\circ$ es calculada en el área determinada por el cuadro negro. Por otro lado, la Figura 3.20(b) muestra el mapa de fase después de aplicar el método del HCR, con una $STD=0.7^\circ$ en el área determinada por el cuadro negro.

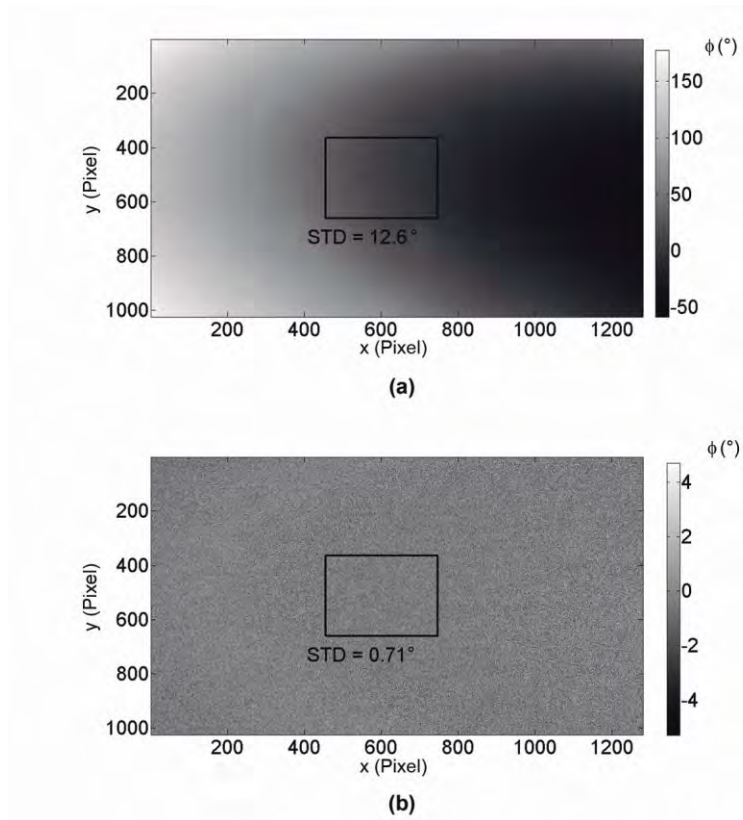


Figura 3.20. Imagen de fase reconstruida de un holograma grabado experimentalmente sin muestra dentro del sistema. (a) Imagen de fase sin compensación de aberraciones donde una STD de 12.6° es medida en el área delimitada por el rectángulo negro. (b) Imagen de fase aplicando el MHCN para compensar las aberraciones del sistema obteniendo una DST de 0.7° en el área delimitada por el rectángulo negro.

Se aplicó el procedimiento definido en la sección III.3.2.2 para confirmar la no correlación entre las imágenes de fase reconstruidas a diferentes distancias. Las imágenes de fase reconstruidas se obtuvieron de los hologramas experimentales.

La gráfica de la Figura 3.21 muestra tal justificación. Cuando existe una diferencia en la DR de $2\mu\text{m}$ entre una imagen de fase y otra, se tiene una decorrelación entre imágenes. Estos resultados muestran la validez de la propuesta.

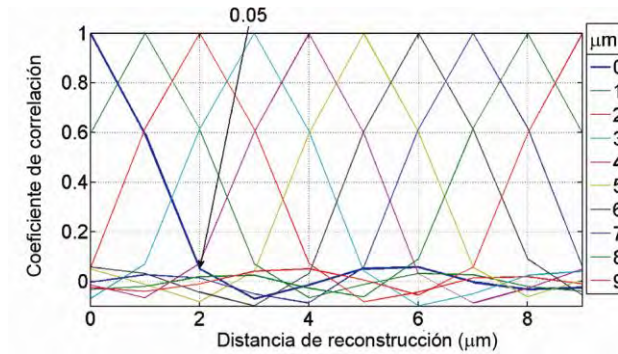


Figura 3.21. Coeficiente de correlación entre imágenes de fase reconstruidas a diferentes DR de una sola amplitud compleja, la cual es obtenida de hologramas reales experimentales con un NPFP de 5100.

Con la $\Delta d = 2\mu\text{m}$ determinada, se pueden promediar C_i imágenes. En la Figura 3.22(a), la imagen de fase es mostrada sin promediarse con otra imagen. Esta imagen fue reconstruida con una DR de $30\mu\text{m}$, donde la DST medida fue de 0.69° en el área delimitada por el cuadro negro. Por otro lado, en la Figura 3.22(b) una imagen de fase es mostrada después de aplicar el procedimiento de promediado propuesto con 10 imágenes de fase, donde una STD de 0.231° es obtenida, en el área delimitada por el cuadro negro. Con estos resultados, se verifica una perspectiva de disminución de ruido de 68.4%. La Figura 3.23 (a) muestra esta disminución del ruido shot del perfil marcado por la línea blanca en las imágenes de fase de la Figura 3.22.

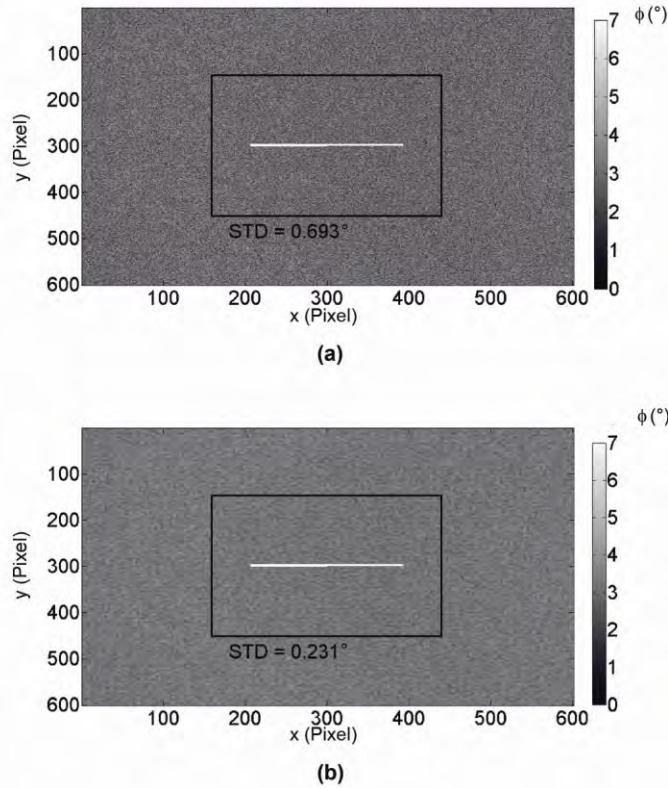


Figura 3.22. Reducción del ruido Shot por medio de la técnica de promediado propuesta en hologramas experimentales. (a) Imagen de fase reconstruida sin aplicar el método propuesto con una DST de fase de 0.693° . Imagen de fase reconstruida y mejorada al aplicar el método propuesto con diez imágenes de fase reconstruidas con $\Delta d = 2\mu\text{m}$ entre cada reconstrucción, con una STD de 0.231° .

Como ya se ha mencionado, el número de fotones puede incrementarse virtualmente aplicando un promediado de imágenes de fase. En la Figura 3.23(b), la STD de la imagen de fase reconstruida se presenta en función del número de imágenes de fase C_i promediadas. Esta Figura muestra una comparación entre resultados de simulación con un promedio de 5100 fotones por pixel y los resultados experimentales. Los valores experimentales de la STD son mayores que los de las simulaciones. Podemos ver una diferencia de cerca de 0.37° al inicio, debido principalmente a diferentes fuentes de ruido como, la eficiencia cuántica y pequeños defectos ópticos de los componentes ópticos. Uno puede ver que, si el número de imágenes promediadas se incrementa, también la diferencia

disminuye. Como se esperaba, una disminución de la STD se obtuvo en casi un perfecto comportamiento de $C_i^{-1/2}$. El ruido relacionado a la eficiencia cuántica es debido principalmente a la respuesta de los componentes electrónicos de la cámara y sus especificaciones dadas por los fabricantes, así como su relación señal-ruido. Las reflexiones y el ruido de moteado es reducido grandemente por el uso de la fuente de iluminación de baja coherencia. El ruido debido a la eficiencia cuántica se ve disminuido al no usar la ganancia y un mayor tiempo de integración de la cámara. Sin embargo, debido a que el tiempo de integración no es el mayor durante el grabado del holograma, no se alcanza la completa capacidad de la cámara (8000 NPPF) debido al bajo nivel de iluminación, por lo tanto, el ruido relacionado con la eficiencia cuántica del detector CCD es el principal factor de la diferencia entre los resultados experimentales y las simulaciones.

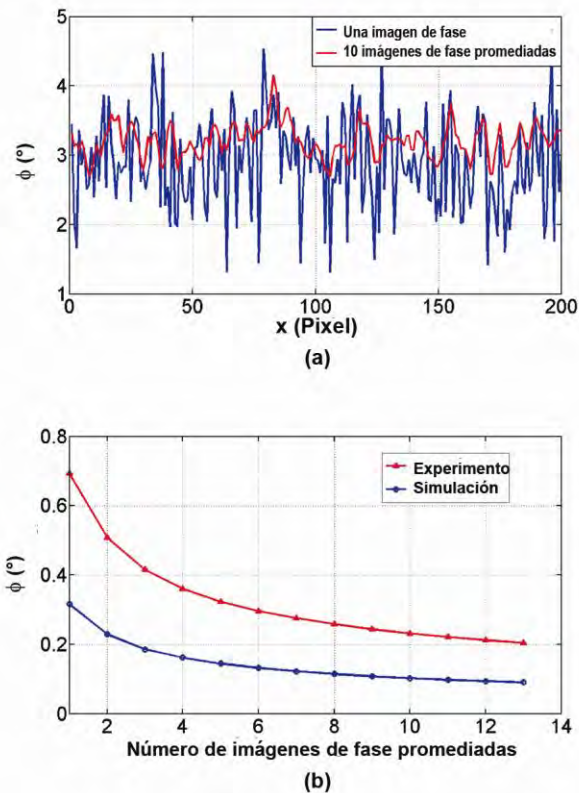


Figura 3.23. Efecto de la reducción de la DST de fase cuando el método de promediado propuesto es aplicado. (a) Medición de la DST de fase de las imágenes de la Figura 3.22, donde el perfil está indicado con línea blanca. Se puede observar claramente una disminución de la STD cuando 10

imágenes son promediadas. (b) Medición de la STD de fase en función de C_i , donde un comportamiento de $C_i^{-1/2}$ es mostrado en la reducción de la DST.

III.3.3.1 Disminución del ruido shot en imágenes de amplitud

La principal limitación en la propuesta es un limitado PF . Como ya se ha visto en la sección *III.3.2.2*, la PF está relacionada con la distancia de muestreo y la AN del sistema. En el sistema descrito, la PF teórica es de alrededor de $0.268\mu\text{m}$. Sin embargo, en la reconstrucción experimental, la PF es más grande de la que se esperaría de la Ec. (26), debido al hecho de que la resolución espacial del arreglo óptico es limitada [43]. Para ilustrar experimentalmente la determinación de la PF , en la Figura 3.24(b) hemos graficado la evolución de la intensidad contra la DR sobre el perfil del holograma grabado mostrado en la imagen de la Figura 3.24 (a), donde la zona del perfil es marcada con una línea negra. Al inicio la imagen esta desenfocada a $40\mu\text{m}$. Después de realizar un acercamiento en la zona de enfoque, se concluye que la PF es de $9\mu\text{m}$. El objeto para grabar el holograma de intensidad fue una tarjeta de resolución Edmund NBS 1963A, cuya zona de interés corresponde a 18 líneas dobles por mm. La DR fue de $15\mu\text{m}$.

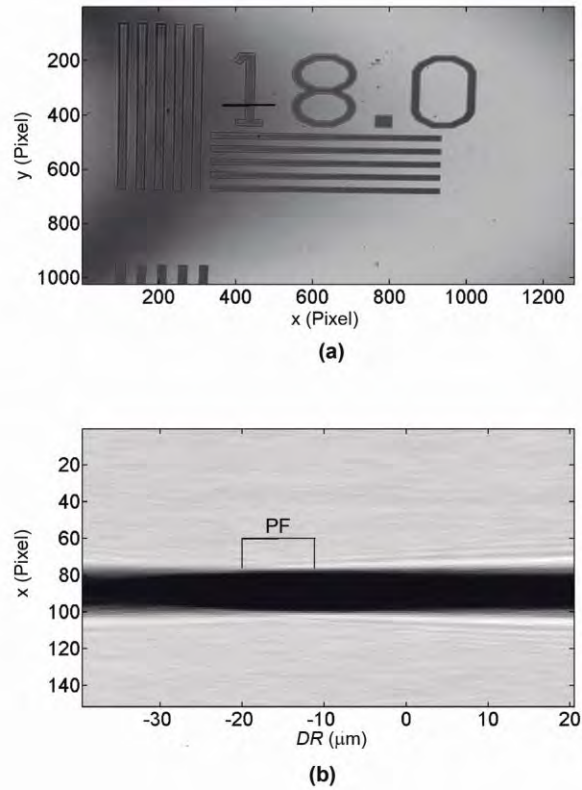


Figura 3.24. Ilustración de la PF , determinada de manera experimental. (a) Un holograma experimental grabado de una tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A y la zona donde se tomó un perfil para determinar la PF del sistema. (b) Evolución de la intensidad determinada de una línea perfil cuando la DR incrementa.

Como la Δd obtenida en la sección III.3.3 fue de $2\mu\text{m}$, por lo tanto, podemos obtener cuatro imágenes para aplicar la propuesta. Estas imágenes deberán estar reconstruidas a una distancia dentro de la PF para garantizar que la calidad de la imagen no se vea afectada. La Figura 3.25 muestra el mejoramiento de la imagen cuando el método propuesto es aplicado (promediado de cuatro imágenes de amplitud, reconstruidas dentro del rango especificado por la PF). La evaluación se realiza por medio de la STD en el área definida por el cuadro blanco en cada imagen. Se calculó una STD de 1.57 niveles de gris (GL) para una imagen enfocada sin promediarla (Figura 3.25(a)), y una STD de 0.869 GL para una imagen después de aplicar la propuesta (Figura 3.25(b)). De esta manera,

podemos decir que, el proceso de promediado también mejora la imagen de amplitud.

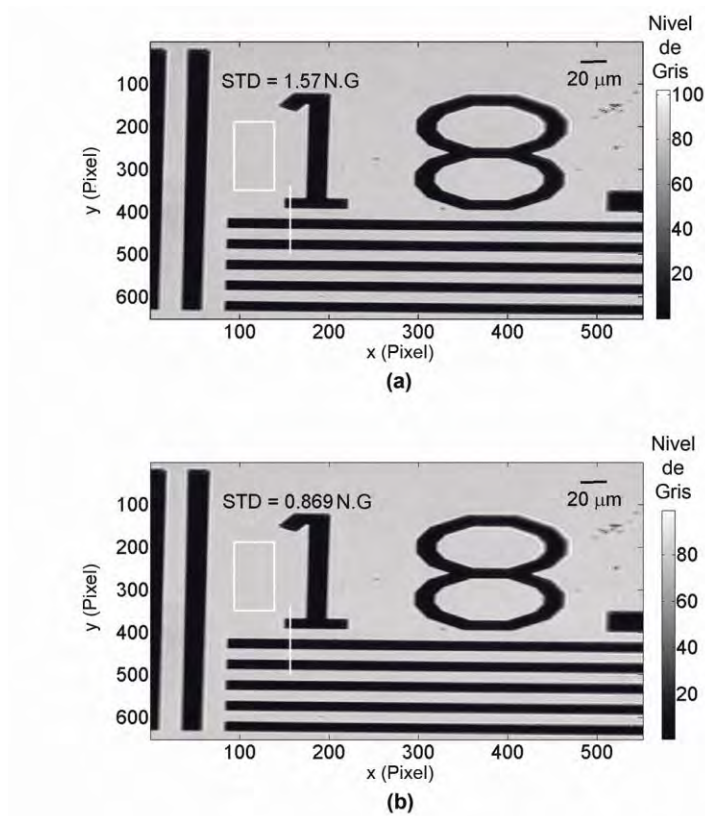


Figura 3.25. Imágenes de amplitud reconstruidas enfocadas. (a) Imagen de amplitud reconstruida enfocada sin aplicar el promediado. (b) Imagen de amplitud reconstruida enfocada y aplicando el método de promediado propuesto con cuatro imágenes.

Para mostrar el mejoramiento de la imagen de amplitud y la calidad no se vea afectada cuando el proceso propuesto de promediado es aplicado, hemos graficado un perfil marcado por las líneas blancas en la Figura 3.25. La Figura 3.26 muestra esta gráfica y la comparación entre la imagen de amplitud sin promediar y la imagen promediada mejorada.

Uno puede notar que, de esta comparación, una pequeña diferencia en los lados de transición donde la imagen mejorada (curva punteada) casi sigue los lados de transición de la imagen no promediada (curva sólida). Por otro lado, podemos

notar claramente el mejoramiento de la imagen en las partes superiores e inferiores de las curvas.

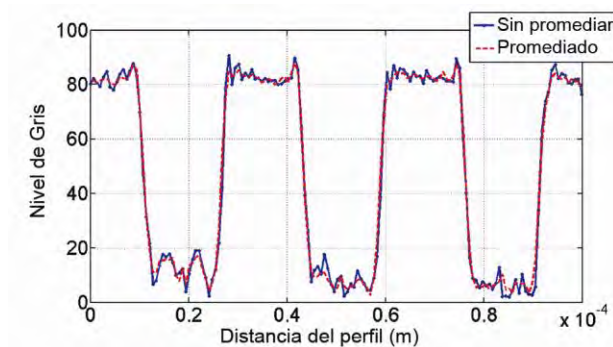


Figura 3.26. Comparación entre los perfiles medidos a lo largo de las líneas blancas definidas en las Figuras 3.25 (a) y (b).

III.3.3.2 Disminución del ruido shot en imágenes de fase

Un escalón de película delgada de TiO_2 de 100nm de altura, con índice de refracción de 1.82 para la longitud de onda de 632.8 nm, fue usado como muestra de fase con fines de calibración. La muestra fue fabricada mediante depósito por evaporación usando una Balzer B-510. Para asegurar una referencia de medición con la precisión necesaria, la muestra fue analizada con un MFA Digital Instruments 3100, con un escaneo máximo de $100 \times 100 \times 7 \mu\text{m}$. Sin embargo, los resultados siguientes contienen alteraciones que dependen del objeto, por lo tanto, las mediciones deberán ser evaluados e interpretados en términos de la disminución de ruido y no de valores absolutos que convergen a cero. La Figura 3.27 (a) muestra la imagen de fase reconstruida (*IFR*) del escalón, donde la *DR* fue de $10 \mu\text{m}$, la cual es la distancia necesaria entre el OM1 y la muestra para tener una imagen enfocada en la cámara CCD. La STD medida fue de 3.44° en la zona delimitada por el cuadro blanco. Cada imagen de fase del escalón de TiO_2 mostrada en esta sección es invertida para referirnos a imágenes topográficas. Aplicamos el método propuesto de promediar cuatro imágenes de fase con una Δd de $2 \mu\text{m}$ entre las *IFR* dentro de la *PF*. En la Figura 3.27(b) se muestra la imagen

de fase mejorada donde se tiene una reducción en la STD de 1.24 nm (correspondientes a 0.57° de STD de disminución). Uno puede notar una diferencia con el valor predicho de los resultados experimentales, donde la disminución de STD es de 0.37° (Figura 3.23(b)). Podemos decir que la disminución mayor de la esperada en la STD es principalmente debido a un nivel de iluminación menor. Esta menor iluminación es debido al espesor de los sustratos de vidrio donde se depositó la película delgada, estos sustratos colocados en ambos brazos del interferómetro tienen un espesor de 4.7 mm provocando con esto una atenuación de las intensidades de los haces de iluminación. Hay otras causas que generan ruido en las imágenes de fase, tales como la eficiencia cuántica del CCD y pequeños defectos en los elementos ópticos. El ruido generado por esta causa también se ve disminuido en cierto porcentaje. La zona de evaluación está marcada en la Figura 3.27(b) por el cuadro sólido blanco.

Se extrajo la medición del perfil y la superficie topográfica de la muestra. La Figura 3.27 (d) muestra la medición topográfica de la muestra realizada por el MFA. Estos datos se extrajeron y se corrigieron numéricamente. Se corrigió principalmente la inclinación vertical y horizontal (todos los cálculos se hicieron en el ambiente de MATLAB). La Figura 3.27(c) muestra la zona similar, donde la información de comparación fue tomada de la imagen de fase mejorada al realizar un acercamiento en el rectángulo blanco punteado de la Figura 3.27(b).

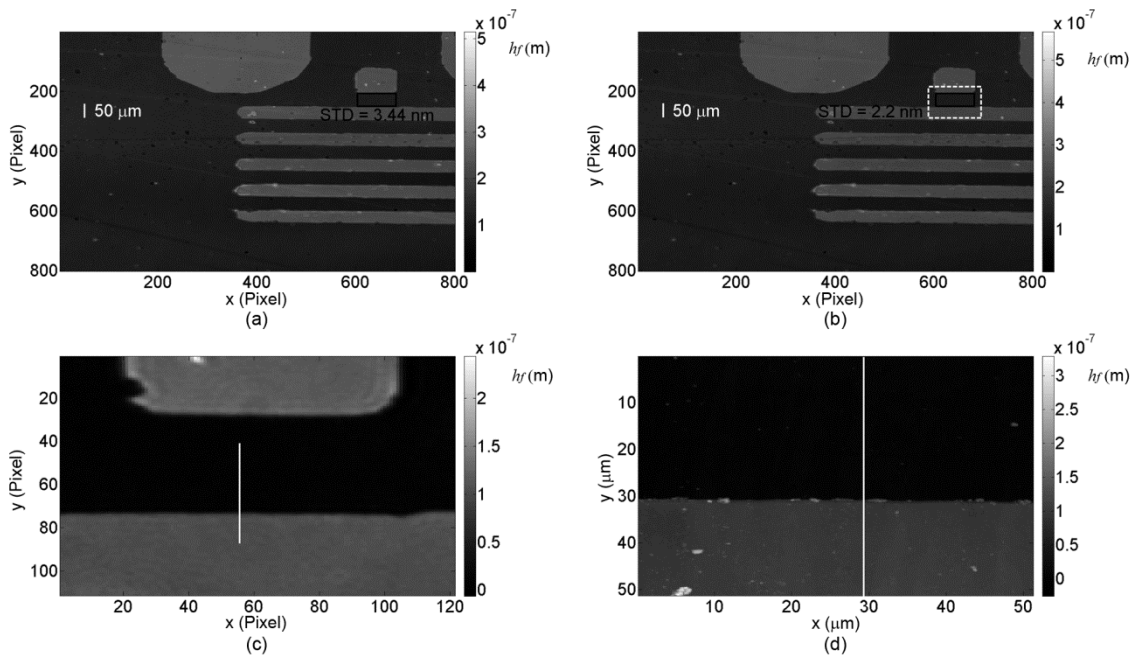


Figura 3.27. Medición topográfica del escalón de película delgada de TiO_2 . (a) Imagen topográfica sin aplicar el promediado propuesto. (b) Imagen topográfica mejorada al aplicar el método de promediado propuesto. (c) Acercamiento del área mostrada por el rectángulo blanco en (b). (d) Medición topográfica con un MFA.

La Figura 3.28 presenta la comparación de los perfiles extraídos de las líneas blancas de las Figuras 3.27 (c) y (d). Estos perfiles muestran la medición de sus respectivas alturas para compararlas. En esta figura, puede verse una diferencia entre las gráficas. La mayor diferencia es principalmente en la transición de los escalones, debido a las divergencias de la resolución lateral entre los microscopios. A causa de la resolución lateral del MFA (muestreo lateral de 200nm) que es mayor que la resolución lateral del MHD (muestreo lateral de 670nm), la transición del escalón del MHD es más suave que el del MFA. También, se puede ver un mejoramiento de la medición topográfica en las partes superior e inferior comparadas con la medición topográfica del MFA (curva sólida azul), debido a lo comentado anteriormente. El MHD es capaz de alcanzar una resolución mayor que la mencionada en este trabajo al utilizar un OM con mayor amplificación. Con esto, mostramos una propuesta alterna comparable con el MFA. Además, el método MHD tiene algunas ventajas sobre el MFA. Una de ellas es el tiempo que se lleva para realizar la medición topográfica; mientras que

nuestra propuesta toma unos segundos para realizar la medición, el MFA se toma varios minutos para completar esta tarea. Otra ventaja es, la flexibilidad de analizar un área mucho mayor de la muestra que el método del MFA. Una última ventaja de nuestra propuesta es que su implementación es más barata que el MFA.

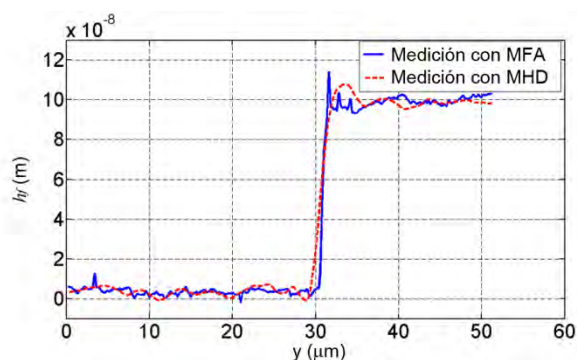


Figura 3.28. Comparación entre los perfiles, medidos con el MFA y el MHD, a lo largo de las líneas blancas definidas en las Figuras 3.27 (c) y (d).

Finalmente, Las Figuras 3.29(a) y (b) presentan la superficie topográfica tridimensional del escalón de TiO_2 de las Figuras 3.27 (d) y (c), respectivamente. La Figura 3.29 (a) corresponde a los datos proporcionados por el MFA. La razón de muestreo menor, comentado anteriormente, tiene mejor capacidad para detectar los defectos de la muestra. La Figura 3.29(b) corresponde a una imagen topográfica mejorada obtenida por el MHD.

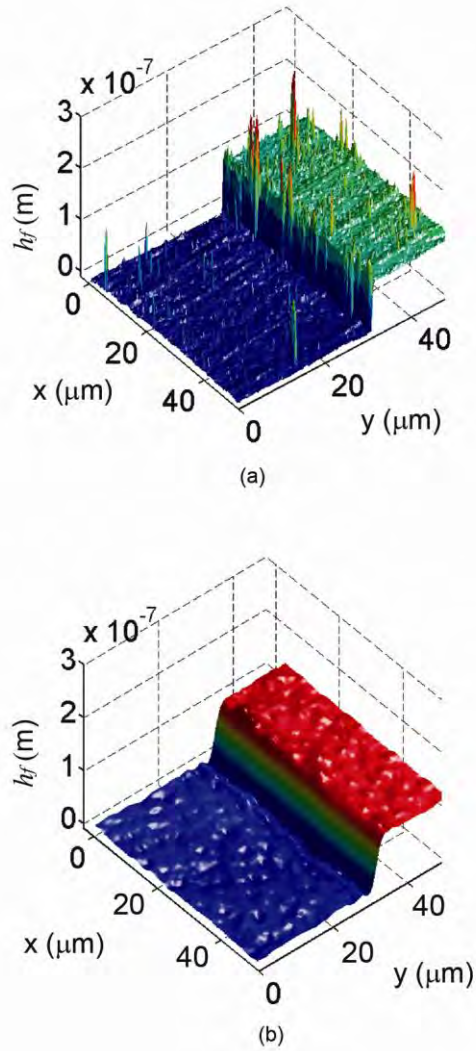


Figura 3.29. Vista 3D del escalón de película delgada de TiO_2 . (a) Medición topográfica hecha con el MFA. (b) Medición topográfica realizada con HDM y mejorada con el método de promediado propuesto.

III.4 Conclusiones

La información de fase tiene gran importancia en HDM para el análisis y caracterización de objetos 3D, tales como muestras biológicas, MEMS y MOEMS. En este estudio hemos mostrado una forma diferente para disminuir el ruido shot y óptico en HDM.

En este capítulo describimos un MHD en eje por transmisión para medir la topografía de un espécimen de fase.

En una primera aproximación, combinamos el algoritmo de reconstrucción del MEA, la técnica de Phase-Shifting, el MHCR para compensar las aberraciones, utilizando como fuente de iluminación una fuente coherente (láser) todo en uno. Para obtener la amplitud y la fase del espécimen. Con este algoritmo el término de DC y la imagen holográfica virtual son eliminadas; como resultado una alta calidad en la reconstrucción holográfica es alcanzada. El método propuesto fue usado para medir la topografía de un espécimen de fase. El arreglo experimental MHD fue calibrado usando un escalón de película delgada de altura de 78nm. El escalón es una película delgada de SiO₂. Para alcanzar una alta resolución axial en la imagen de fase, aplicamos el MHCR para corregir aberraciones de fase parásitas. Para eliminar el ruido shot que es típico en este tipo de arreglos interferométricos, aplicamos un promediado temporal del HCR y el de la muestra. Posteriormente, para reducir el ruido de ganancia, se propone un promediado espacial a diferentes *DR*, obteniendo una disminución del ruido de un 30% en las imágenes de fase. La precisión de los resultados obtenidos, comparados con mediciones de un MFA, están en concordancia con las mediciones axiales. Las mediciones obtenidas dejan una STD de 9.7nm de profundidad para un campo de visión de 100 x 100 μm, con la posibilidad de mejorar la precisión axial con una fuente de iluminación de coherencia corta.

Mientras que en una segunda aproximación, hemos mostrado la existencia de ruido shot en hologramas digitales cuando se usa como fuente de iluminación un DEL. Una manera de demostrar este hecho es cuando los resultados experimentales concuerdan con las simulaciones numéricas realizadas. También se ha mostrado una propuesta que está basada en el promediado de imágenes reconstruidas a diferentes *DR* dentro del rango determinado por la *PF* del sistema. Se obtuvieron imágenes de fase mejoradas sin disminuir su calidad, en las cuales la reducción del ruido shot alcanzada es del 50%, y que estuvo en concordancia con los valores predichos por las simulaciones. También, el proceso de

promediado no requiere de varias amplitudes complejas provenientes de diferentes hologramas grabados, dando una ventaja en el tiempo de procesamiento.

Finalmente, hemos mostrado mediciones topográficas axiales en concordancia con las mediciones realizadas con un MFA. Con esto, mostramos una propuesta alterna comparable con el MFA. Además, el método MHD tiene algunas ventajas sobre el MFA. Una de ellas es el tiempo que se lleva para realizar la medición topográfica; mientras que nuestra propuesta toma unos segundos para realizar la medición, el MFA se toma varios minutos para completar esta tarea. Otra ventaja es, la flexibilidad de analizar un área mucho mayor de la muestra que el método del MFA. Una última ventaja de nuestra propuesta es que su implementación es más barata que el MFA.

Capítulo IV. Técnicas especiales en HDM

IV.1 Introducción

La HDM ha sido considerada como una excelente y flexible herramienta metrológica en pruebas de inspección no invasivas en la última década [32,36,91,99]. En consecuencia, se han propuesto y demostrado muchas aplicaciones que usan HDM, mostrando su capacidad única de reenfoque. Entre estas aplicaciones están el análisis de MEMS y MOEMS donde se exige una mayor exactitud de la resolución topográfica [44,38]. Como ya se ha comentado anteriormente en la sección //1.3.6., las aberraciones en HDM provienen principalmente del OM. Con el fin de eliminar o reducir la aberración cuadrática, métodos con hardware, configuraciones de compensación física y los métodos de procesamiento numérico en software son utilizados [100,47,50]. En los dos primeros métodos es difícil compensar con precisión la aberración de curvatura debido a una desalineación de los OM. Mientras que en un tercer método, se puede llevar a cabo la compensación de la aberración con precisión, sin embargo, en todos los casos es difícil lograr una completa y rápida eliminación de estas aberraciones. Existe una interesante propuesta realizada por P. Weijuan *et. al* donde utiliza una configuración no convencional para compensar la aberración cuadrática físicamente [87]. Sin embargo, presentan resultados experimentales en reconstrucciones para la configuración fuera del eje únicamente, además de que la amplificación del sistema está estrechamente relacionada por las dimensiones físicas del sistema óptico. La flexibilidad de HDM ofrece la posibilidad de fusionarse con otra técnica bien establecida con el fin de desarrollar un sistema de medición más robusto [6,8]. El interferómetro Mirau se utiliza normalmente como un perfilómetro óptico cuando se necesitan grandes amplificaciones. Este interferómetro tiene algunas características importantes, tales como la compensación física de la aberración esférica, una fácil compensación de la diferencia de camino óptico, y la insensibilidad a las vibraciones externas [64]. Una

fuentes de iluminación de baja coherencia se usa comúnmente en estos sistemas con el fin de obtener alta precisión en la medición con ruido óptico disminuido, sin embargo, es requerido un buen sistema de compensación de diferencia de camino óptico [43,46].

En HDM, un holograma digital puede ser obtenido de sus dos configuraciones ópticas fuera de eje [102] o en eje [103]; La principal diferencia física entre estas configuraciones es el ángulo de interferencia que se forma entre la onda objeto y la onda de referencia. En la configuración fuera de eje un solo holograma es necesario para la reconstrucción numérica del frente de onda del objeto, esta técnica es útil en procesos de alta velocidad dinámica. Sin embargo, las componentes de alta frecuencia espacial de la información del objeto pueden perderse [52,53,104]. De esta manera y desde el punto de vista de formación de imágenes, la resolución de la imagen reconstruida será reducida o menor. En la configuración en eje permite tener mayor precisión que su contraparte fuera de eje, pero normalmente, se requiere de un número mayor de imágenes grabadas por la cámara CCD para eliminar los órdenes de difracción no deseados como se describió en la sección II.1.3.3 y II.1.3.4. Zhang *et. al* describió un método de reconstrucción en eje al usar dos mediciones de intensidades desplazadas axialmente y verificándolas con simulaciones numéricas usando objetos de amplitud [71]; en 2010, Ryle *et. al* [73] usaron una configuración en eje con doble longitud de onda que satisfizo la equivalencia de Fresnel entre la longitud de onda, la DR y la aproximación Laplaciana, sin embargo, ellos presentan solamente resultados sobre objetos de amplitud [105]; recientemente, Das *et. al* [72] presento una extensión de este método recuperando no solamente amplitud sino que también información de fase.

En este capítulo tratamos dos técnicas especiales para HDM. Como primer propuesta, un objetivo interferométrico tipo Mirau se presenta como una alternativa para solucionar problemas de alineamiento y reducción de aberraciones de orden cuadrático en HDM. Como segunda idea, proponemos el uso de la doble longitud de onda en HDM en línea para eliminar la imagen conjugada y alcanzar la mayor

resolución del sensor CCD. Esta última configuración adquiere, durante el proceso de grabado, en un solo disparo dos hologramas. Este método está basado no solamente en el grabado de dos hologramas en planos ligeramente diferentes, sino que también en los patrones de difracción formados con dos longitudes de onda diferentes.

IV.2 Microscopia holográfica digital usando un objetivo interferométrico Mirau

En esta primera técnica especial, se presenta una nueva aplicación del objetivo interferométrico Mirau (MIO) para realizar HDM. Las ventajas de utilizar este objetivo son: una configuración óptica compacta y pequeña, la insensibilidad a las vibraciones externas, además de que tiene un término de aberración cuadrático reducido. Aunado a todo lo anterior, cuando se utiliza una fuente de iluminación de baja coherencia para la reducción del ruido óptico, la alineación óptica y la compensación de diferencia de camino óptico son más fáciles de conseguirse usando este dispositivo que con los típicos interferómetros Michelson, Linnik y Mach-Zehnder, los cuales son generalmente utilizados para realizar HDM. En este estudio se presentan algunos resultados experimentales para validar la propuesta. Uno de ellos muestra la capacidad de realizar HDM en ambas configuraciones ópticas en línea y fuera de eje, así como evidencias de su capacidad única de reenfoque numérico en todos los casos. El objeto de prueba en este caso fue una tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A. Así mismo, con el mismo arreglo experimental se muestra una compensación del error en la medición topográfica de un micro lente de $4,2 \mu\text{m}$ de altura obtenido con interferometría clásica de PS. Este error se debe a la limitada profundidad de foco del OM. En este caso para compensar el error, se extiende la profundidad de foco del OM mediante el uso de la capacidad de enfoque numérico de la HDM.

IV.2.1 Configuración experimental

El MHD graba un holograma amplificado $I(x',y')$ en el plano de grabación (x',y') con una cámara digital CCD. Este holograma es el resultado de la interferencia entre la onda de referencia (R) y la onda del objeto (O), y amplificada por la lente de un microscopio (L), como se muestra en la Figura 4.1. Vamos a establecer cómo tiene lugar este proceso y cómo se produce la reducción de la aberración esférica. En la Figura 4.1, un frente de onda (Ψ) procedente de la fuente de iluminación se somete a una transformación de fase dado por $t(x,y)=\exp\{i[k/(2f)][x^2+y^2]\}$ cuando pasa a través de L , definido por Goodman [76], donde f es la distancia focal, $k=2\pi/\lambda$, λ es la longitud de onda. El frente de onda transformado (Ψ') se divide por un espejo semi-transparente (STM) en una onda de referencia $R=|R|(\exp\{i[k/(2f)][x^2+y^2]\})$ y una onda objeto $O=|O|(\exp\{i[k/(2f')][x^2+y^2]\})$, donde f' es la distancia del STM a la muestra. Cuando estas ondas se recombinan de nuevo en el plano (x'',y'') , la interferencia ocurre. Esta interferencia $I(x'',y'')$ es la intensidad de holograma no amplificada, y su distribución está dada por la Ec. (11).

Equivalentemente, la Ec. (11) puede ser representada por

$$I(x'',y'')=|O(x'',y'')|^2+|R(x'',y'')|^2+OR\exp[i(\phi_A-\phi_O)(x'',y'')] + OR\exp[i(\phi_A+\phi_O)(x'',y'')], \quad (28)$$

donde $\phi_A = (k/2)(f'^{-1}-f^{-1})$ es la aberración no compensada debido a la pequeña diferencia de camino óptico (DCO) entre R y O . Esta aberración puede ser corregida completamente cuando $f=f'$. La DCO permitida, antes de que el patrón de interferencia desaparezca, está definida principalmente por la longitud de coherencia (LC) de la fuente de iluminación. Cuando uno usa una fuente de baja coherencia, como un DEL ($LC\sim 15\mu\text{m}$) la aberración puede ser fácilmente corregida debido a que la DCO permitido es muy pequeño. Entonces el holograma es amplificado por (L), como se menciono previamente en esta sección.

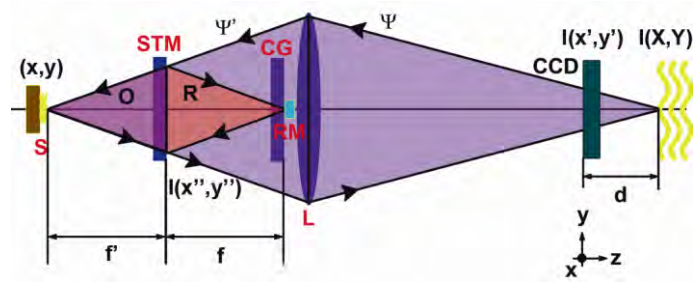


Figura 4.1. Esquema del MIO el cual muestra el camino óptico. L: lente del microscopio, STM: espejo semi-transparente, S: superficie del objeto, CG: vidrio compensador y RM: espejo de referencia.

IV.2.2 Reconstrucción de los hologramas

Existen dos configuraciones para obtener $I(x',y')$ en HDM. Estos pueden ser obtenidos de las configuraciones fuera de eje y en eje; para esto es necesario inclinar la muestra (S) para modificar el ángulo de interferencia entre R y O. Además, de que algunas otras consideraciones se tienen que tomar en cuenta las cuales han sido ya mencionadas en la sección II.1.3.3. Una de ellas es la reflectividad de la muestra, la cual debe ser alta debido a que la intensidad de la onda de referencia no es posible atenuarla. Debido a lo anterior esta propuesta es aplicada solamente en modo de reflexión. Estos dispositivos son utilizados en ampliificaciones de mediano rango. La última consideración, de la cual tenemos que cuidar, está relacionada a la zona de penumbra provocada por la obstrucción del RM [64].

IV.2.2.1 Configuración en eje

Cuando el ángulo de interferencia está muy cercano a 0° , podemos decir que la configuración óptica del sistema es en eje. Esta configuración tiene mayor precisión que su contra parte fuera de eje pero se requieren mayor número de imágenes grabadas por la cámara CCD. Para eliminar el término de DC y la imagen virtual de la Ec. (28) la técnica de PS es aplicada. La intensidad del

holograma filtrado $I_f(x',y')$ y el frente de onda del objeto $U(x',y')$ pueden ser determinados del algoritmo de cuatro pasos de las Ecs. (13) y (14) respectivamente, comentado en la sección II.1.3.4, quedando como sigue:

$$I_F(x',y') = OR \exp[i(\phi_A + \phi_o)(x',y')] , \quad (29)$$

$$U(x',y') = I_F(x',y') (R^* \exp[-i\phi_A(x',y')]) , \quad (30)$$

donde ϕ_A puede ser obtenido numéricamente por medio de un simple procedimiento de ajuste de curva en direcciones x e y del término de fase de la Ec. (29) si aberración remanente aparece. Una vez que la aberración remanente es compensada de $U(x',y')$, el frente de onda del objeto es reconstruido.

IV.2.2.2 Configuración fuera de eje

Cuando el ángulo de interferencia está dentro de un rango particular (unos pocos grados solamente) definido por la resolución de la cámara CCD, decimos que la configuración óptica es fuera de eje. Para eliminar el término de DC y la imagen virtual de la Ec. (28), el método de filtrado del espectro de frecuencias es aplicado, recuperando así el frente de onda del objeto $U(x',y')$, como se comento en la sección II.1.3.2.

VI.2.2.3 Reconstrucción numérica del frente de onda del objeto

El frente de onda del objeto $U(x',y')$ es propagado numéricamente a lo largo del eje óptico al plano de la imagen (X,Y) , el cual se encuentra a una distancia z . Para esto aplicamos el MEA como se describió en la sección III.2.1, entonces de la Ec. (20) tenemos la amplitud compleja reconstruida $U(X,Y)$.

El frente de onda reconstruido $U(X,Y) = |O(X,Y)| \exp [i\phi_o(X,Y)]$ proporciona la imagen de amplitud $|O(X,Y)|$ y la imagen de fase $\phi_o(X,Y)$ del objeto de interés, las cuales están dadas por las Ecs. (22) y (23) respectivamente. Del mapa de fase

reconstruido $\phi_o(X,Y)$, la topografía del espécimen es calculada para la configuración en reflexión como sigue: $T(X,Y) = \phi_o(X,Y)/2k$.

IV.2.3 Resultados experimentales

La Figura 4.2 muestra el arreglo óptico del microscopio holográfico digital Mirau (MHDM). La investigación descrita fue realizada con un laser He-Ne con una longitud de onda de 633nm. El haz que proviene del laser es filtrado espacialmente con un SP. El haz filtrado pasa a través del MIO Nikon 50X con AN de 0.55, el cual funciona como se describió en la sección IV.1.2. El holograma amplificado de la muestra (S) es formada cerca del plano de la cámara CCD por la lente TL. La intensidad del holograma es grabado con una cámara digital Pixelink CMOS de 1280x1024 pixels, con un tamaño de pixel de $6.7 \times 6.7 \mu\text{m}$. El soporte de la muestra es adherido a una montura con dispositivo piezoeléctrico (PZT) para aplicar la técnica de PS. Adicionalmente este soporte es colocado en una montura de desplazamientos lineales en direcciones x,y,z y angular θ . De esta manera se puede dar la inclinación necesaria a la muestra para tener la configuración fuera de eje.

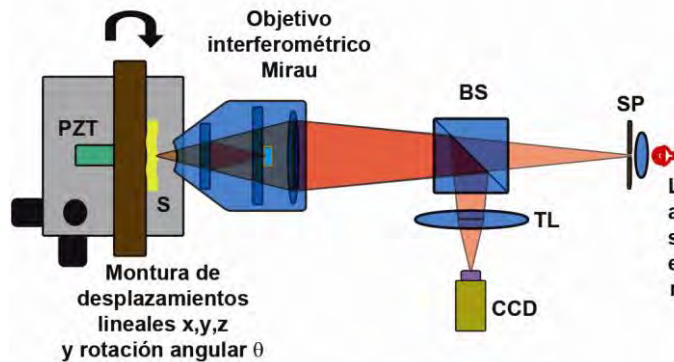


Figura 4.2. Arreglo óptico del microscopio holográfico digital Mirau (MHDM).

IV.2.3.1 Reconstrucción en eje

Aplicando la técnica de PS con el algoritmo de cuatro pasos comentado en la sección IV.1.3.1, calculamos el frente de onda del objeto $U(X,Y)$. En la Figura 4.3 se muestra uno de los hologramas digitales grabados de una tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A con 18 líneas pares por mm (lpmm). Para mostrar la capacidad de reenfoque, reconstruimos este frente de onda en el plano donde el holograma fue grabado ($z=0\text{cm}$). La Figura 4.3(b) muestra la imagen de amplitud con $z=0\text{cm}$. En esta imagen se puede notar una imagen borrosa y difusa debido a que el plano donde se encuentra la cámara esta fuera de foco. Por otro lado, las Figuras 4.3 (c) y (d) describen imágenes reconstruidas enfocadas de amplitud y de fase respectivamente, con una $z=5\text{cm}$ del plano de la CCD. A demás, en la imagen de fase, se puede notar la compensación completa de la aberración esférica.

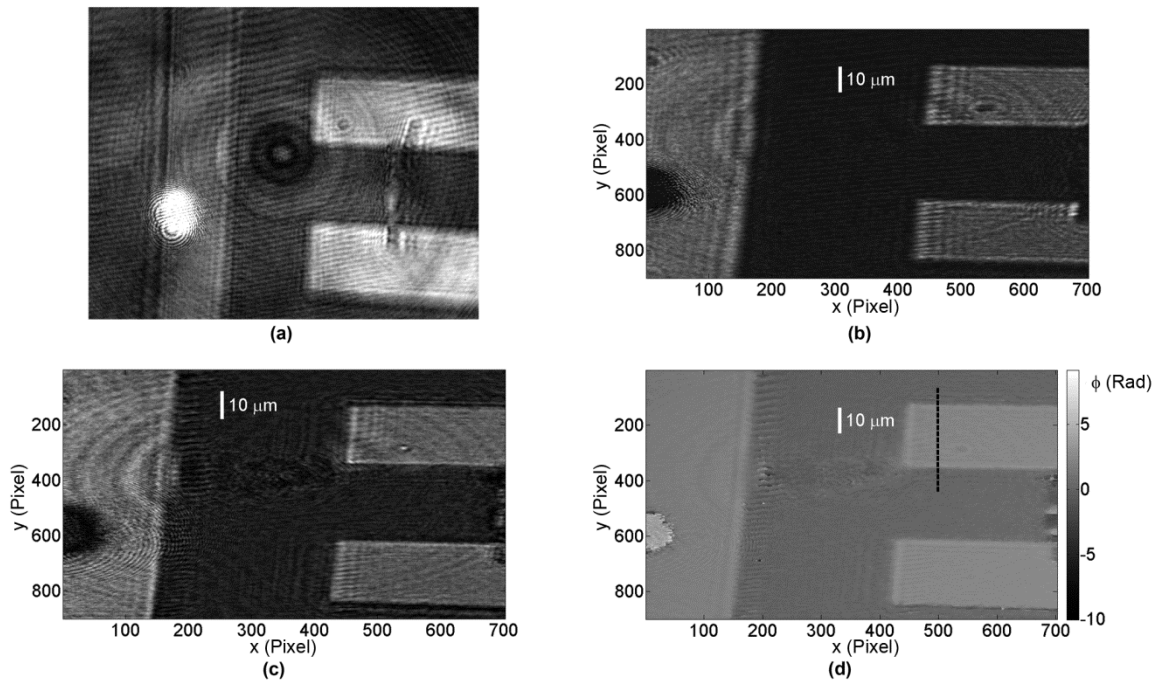


Figura 4.3. HDM en eje aplicada al análisis de la tarjeta de resolución NBS Edmund 1963 A. (a) Uno de los cuatro hologramas grabados (el punto brillante en el holograma son reflexiones parásitas de diferentes lugares y enfocadas por la lente de campo localizado frente a la cámara CDD), (b) imagen de amplitud reconstruida con $z=0\text{ cm}$, (c) imagen de amplitud reconstruida enfocada con $z=5\text{ cm}$, y (d) imagen de fase de (c).

IV.2.3.2 Reconstrucción fuera de eje

Aplicando el método de filtrado de frecuencias comentado en la sección IV.1.3.2, calculamos el frente de onda del objeto $U(X,Y)$. La Figura 4.4 (b) muestra el espectro de frecuencias del holograma grabado en configuración fuera de eje (Figura 4.4(a)). En esta imagen del espectro de frecuencias, podemos observar la separación de los tres órdenes de difracción. Debido a esta separación, podemos aplicar el método de filtrado para seleccionar únicamente la imagen real (cuarto término de la Ec. (11)). Esta zona seleccionada fue delimitada por la elipse negra en la Figura 4.4(b). Debido a este filtrado pasa-bajas no solamente la resolución de la imagen, sino que también la precisión de la medición son degradadas [106].

En sentido similar al que se describió en la sección previa, para mostrar la capacidad de reenfoque, se calculó el frente de onda del objeto con $z=0$ cm mostrando la imagen de amplitud (Figura 4.4(c)). Las Figuras 4.4 (d) y 4.4(e) muestran imágenes de amplitud y fase reconstruidas enfocadas respectivamente con $z=-10$ cm del plano de la CCD. La distancia de desenfoque fue elegida arbitrariamente con el único propósito de mostrar la capacidad de reenfoque de la HDM y para la construcción de un sistema más compacto. La Figura 4.4(f) describe una comparación de perfiles entre los mapas de fase de las configuraciones en eje (Figura 4.3(d)) y fuera de eje (Figura 4.4(e)). Estos perfiles fueron tomados a lo largo de la línea punteada negra en las Figuras 4.3(d) y 4.4(e), sin aplicar algún método numérico de compensación de aberraciones. La comparación de estos perfiles muestra una curva más suavizada en la reconstrucción fuera de eje comparada con la reconstrucción en eje, como ya anteriormente habíamos comentado en esta sección y en la sección IV.1.3.

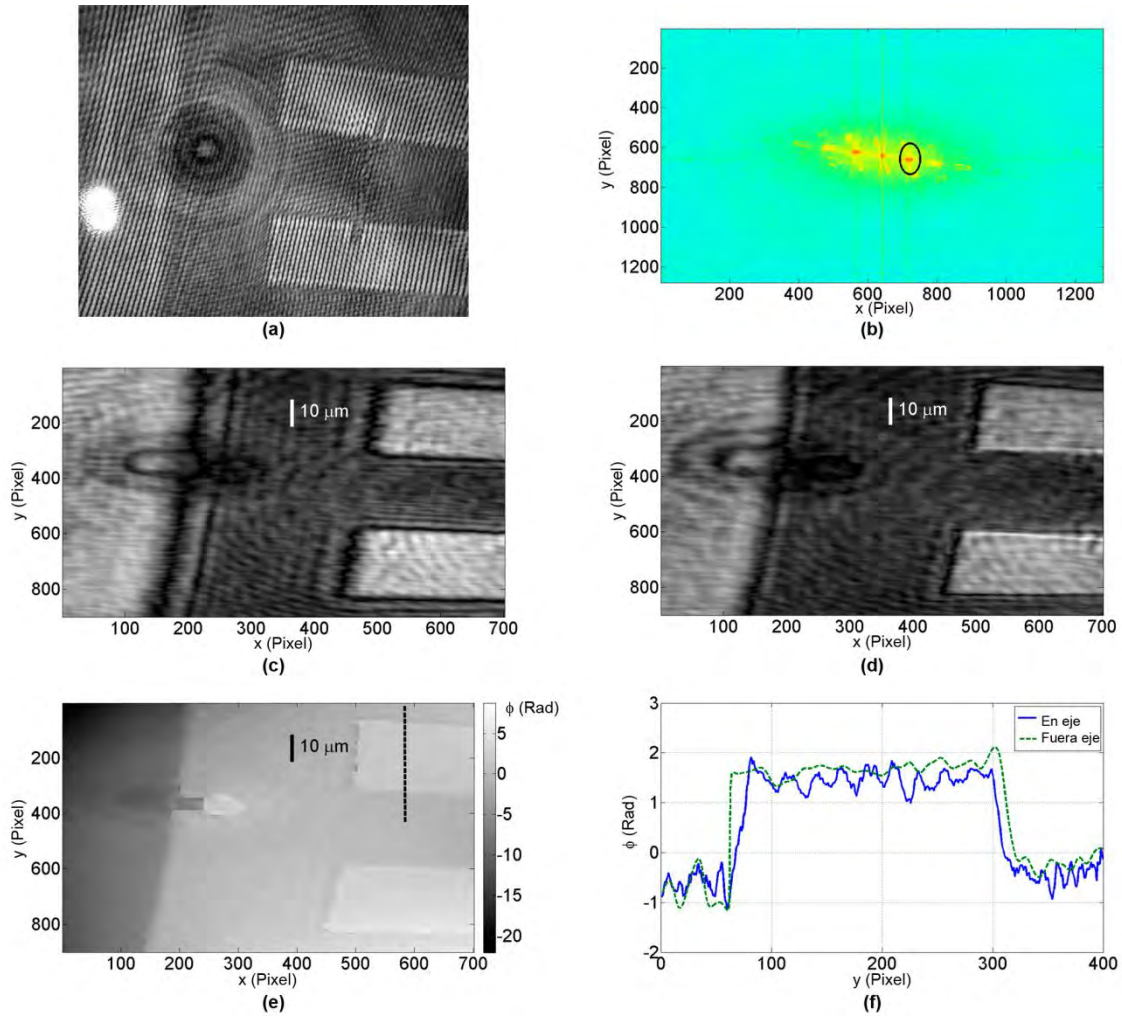


Figura 4.4. HDM fuera de eje aplicada a la tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A. (a) Holograma digital grabado fuera de eje (el punto brillante en el holograma son reflexiones parásitas de diferentes lugares y enfocadas por la lente de campo localizado frente a la cámara CDD), (b) Espectro de frecuencias de (a). (c) Imagen de amplitud reconstruida con $z=0$ cm, (d) imagen de amplitud reconstruida enfocada con $z=-10$ cm, y (e) imagen de fase de (d). Comparación entre perfiles medidos a lo largo de la línea punteada negra en ambas configuraciones fuera de eje (Figura 4.4(e)) y en eje (Figura 4.3(d)).

IV.2.3.3 Profundidad de foco extendida

Ahora queremos presentar una aplicación real de la utilidad de la capacidad de reenfoque de la HDM. El MIO es típicamente usado como un excelente perfilómetro óptico de luz blanca en interferometría [64,52]. En el presente análisis usamos el MIO con HDM y con interferometría clásica de PS y comparamos los resultados.

Debido a que la capacidad de reenfoque de la HDM funciona normalmente al usar el MIO, como se mostró en las últimas dos secciones anteriores, podemos realizar inspecciones de MEMS y MOEMS con alturas mayores que la profundidad de foco del OM, como Ferraro *et. al* y Colomb *et. al* han demostrado en sus resultados [44,45]. Esta profundidad de foco está definida por la relación $DOF = \lambda n_m / NA^2$, donde n_m es el índice de refracción del medio. Se obtuvieron cuatro hologramas desplazados en fase de un micro lente de 100 μ m de diámetro y 4.2 μ m de altura. La Figura 4.5(a) muestra uno de estos hologramas. La distancia de reconstrucción fue de 0.4 μ m antes de tener enfocada la parte inferior de la lente (Figura 4.5(b)). Como la PF del OM es limitada, las áreas fuera de ésta son amplitudes desenfocadas y borrosas. La Figura 4.5(c) muestra la amplitud de la imagen que fue reconstruida con el método de diferentes *DR* [45]. La PF inicial (2.09 μ m) es incrementada numéricamente por un factor de 2, debido a que la altura de la microlente es aproximadamente de 3.8 μ m. Las Figuras 4.5(d) y (e) muestran imágenes de fase desenvuelta del espécimen usando los métodos de interferometría de PS y HDM respectivamente. Donde en HDM aplicamos el método de diferentes *DR* para extender la PF. Finalmente, la Figura 4.5 (f) muestra la comparación de los perfiles de las Figuras 4.5(d) y 4.5(e). Estos perfiles fueron tomados a lo largo de las líneas negras punteadas de estas imágenes comentadas anteriormente. Una pequeña diferencia de alrededor de 77nm es determinada entre ambas técnicas de medición. La interpretación de esta diferencia es que al usar un OM en interferometría para determinar topografía de un espécimen surgirá un error en dicha medición si el objeto tiene dimensiones topográficas mayores que la PF del OM. Además de lo anterior, también podemos

decir que HDM permite tener control sobre la PF del OM para disminuir el error de medición. Este resultado está en concordancia con el resultado obtenido en la Ref. [45] para un incremento en la PF por un factor de 2. Uno tiene que tener en cuenta que entre mayor sea el factor de incremento, la diferencia entre ambos métodos de medición será mayor. Teniendo con esto un sistema con mayor precisión en la medición, que utiliza el método de la HDM permitiéndonos extender numéricamente la PF del sistema. Con estos resultados, hemos demostrado que es posible realizar HDM con el MIO.

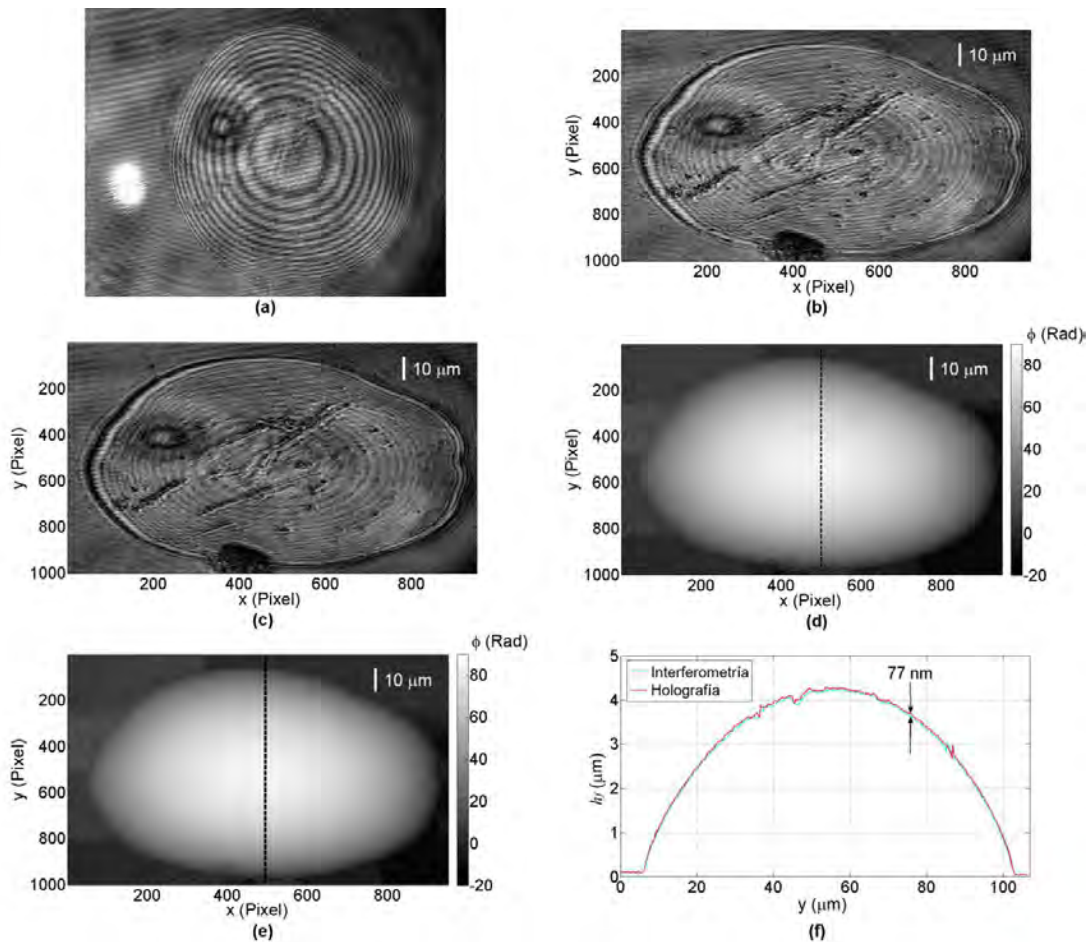


Figura 4.5. HDM en eje aplicado a una micro lente. (a) Uno de los cuatro hologramas digitales grabados, (b) imagen de amplitud reconstruida enfocando la zona inferior de la muestra, (c) imagen de amplitud reconstruida enfocando todas las zonas del objeto, (d) mapa de fase desenvuelta aplicando el método de interferometría de PS, (e) mapa de fase desenvuelta de (c), (f) comparación entre perfiles de medición a lo largo de la línea punteada negra de (d) y (e).

VI.3 HDM en línea con un solo disparo y doble longitud de onda

En esta sección extendemos el concepto de HDM en eje con doble longitud de onda, mostramos hologramas digitales en eje, uno para cada longitud de onda capturados en una sola exposición. Se empleo en el proceso de grabado una cámara digital a color CMOS Pixelink PL-B776F con filtro de mosaico Bayer en la geometría de transmisión. La propuesta está basada no solamente en el grabado de dos hologramas a diferente plano, sino que también en la formación de dos patrones de difracción, uno por cada longitud de onda empleada. Los patrones de difracción para cada longitud de onda están localizados en diferentes planos a lo largo del eje óptico; esto como una consecuencia de las diferencias del camino óptico para cada longitud de onda (λ). Para eliminar la onda difractada de orden cero, se aplico el método de la sustracción del promedio de la intensidad del holograma. La imagen virtual es eliminada a través del método de procesamiento en el dominio de Fourier usando dos hologramas con doble λ para posteriormente reconstruir la información del objeto. En este reporte se presenta un método que une estas importantes características: la medición topográfica de la muestra en un solo disparo normalmente aplicada en la configuración fuere de eje y la resolución de la configuración en eje. Además de que, ni la cámara ni el objeto son sometidos a algún movimiento. El método de doble λ propuesto es altamente recomendable para la adquisición de procesos dinámicos en la escala microscópica. La evaluación teórica, simulación numérica y resultados experimentales validan nuestra propuesta. Los resultados son obtenidos al utilizar una muestra de amplitud –fase y son comparados con la bien establecida técnica interferométrica de PS.

IV.3.1 Método

El arreglo óptico experimental utilizado en este estudio fue un microscopio interferométrico en eje por transmisión basado en el esquema Mach-Zehnder modificado como se muestra en la Figura 4.6. La luz de dos diferentes λ

provenientes de dos fuentes laser separados son acoplados en el divisor de haz (BS1) y alineados para seguir caminos ópticos idénticos. Esta luz es filtrada espacialmente por el filtro espacial SP y colimada por la lente L. Posteriormente, estos haces son divididos por BS2 en onda de referencia R y en onda objeto O. La iluminación es transmitida a través de la muestra S y amplificada por un OM. Esta onda objeto interfiere con la onda de referencia por medio de BS3 manteniéndose la configuración en eje. Este patrón de interferencia es grabado simultáneamente por la cámara digital a color CMOS Pixelink PL-B776F con filtro de mosaico Bayer para cada λ . La onda de referencia es considerada como una onda plana de amplitud unitaria en eje; por lo tanto, estos interferogramas pueden ser expresados como

$$H_1(x', y', z; \lambda_1) = |O(x', y', z; \lambda_1) + R(x', y', z; \lambda_1)|^2 = |O(x', y', z; \lambda_1)|^2 + 1 + O(x', y', z; \lambda_1) + O^*(x', y', z; \lambda_1) \quad (31)$$

$$H_2(x', y', z; \lambda_2) = |O(x', y', z; \lambda_2) + R(x', y', z; \lambda_2)|^2 = |O(x', y', z; \lambda_2)|^2 + 1 + O(x', y', z; \lambda_2) + O^*(x', y', z; \lambda_2) \quad , \quad (32)$$

donde los primeros dos términos de ambas ecuaciones son el término DC y los últimos representan las imágenes real y virtual respectivamente, mientras que * representa el complejo conjugado.

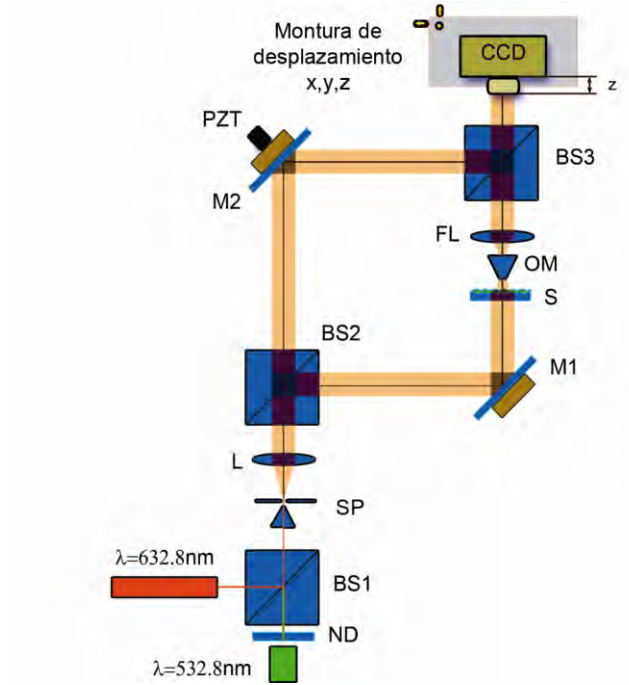


Figura 4.6. Sistema óptico basado en un microscopio interferométrico Mach-Zehnder modificado con dos fuentes de iluminación láser. M1 y M2 son espejos y ND es un filtro de densidad neutra.

Como es descrito en Das *et. al* [72], aplicando el método de sustracción del promedio del holograma, el término de DC es eliminado.

$$I_1(x', y', z; \lambda_1) \approx H_1(x', y', z; \lambda_1) - Havg = O(x', y', z; \lambda_1) + O^*(x', y', z; \lambda_1) \quad (33)$$

$$I_2(x', y', z; \lambda_2) \approx H_2(x', y', z; \lambda_2) - Havg = O(x', y', z; \lambda_2) + O^*(x', y', z; \lambda_2) , \quad (34)$$

donde $Havg = \frac{1}{N^2} \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-N/2}^{N/2} I(m\Delta\xi, n\Delta\eta; \lambda_i)$ $\Delta\xi$ y $\Delta\eta$ son los intervalos de muestreo

en el plano de la cámara (tamaño de pixel = $3.2\mu\text{m}$) $i=1,2$, M y N son los números de las muestras en direcciones x e y respectivamente, y m y n son enteros ($-M/2 \leq m, n \leq N/2$).

Los patrones de difracción $O(x', y', z; \lambda_1)$ y $O(x', y', z; \lambda_2)$ en las Ecs. (33) y (34) del objeto $O(x, y, 0; \lambda_1)$ pueden ser expresados usando la aproximación paraxial de la integral de propagación de Kirchhoff-Fresnel en su forma de convolución [107] como sigue:

$$O_i(x, y, z; \lambda_i) = L\{O(x_0, y_0, z); \lambda_i\} = \gamma(x_0, y_0; x, y, z; \lambda_i) \otimes O(x_0, y_0), \quad (35)$$

donde \otimes es el operador de la convolución, z es la distancia del plano de grabado al plano imagen y $L\{O(x_0, y_0, z); \lambda_i\}$ establece el operador de propagación de Fresnel en espacio libre sobre una distancia z con la correspondiente longitud de onda y

$$\gamma(x_0, y_0; x, y, z; \lambda_i) = \frac{\exp[jk_i z]}{j\lambda_i z} \exp\left[\frac{jk_i [(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]}{2z}\right] \quad (36)$$

es la respuesta al impulso, con $k_i = 2\pi/\lambda_i$.

Aplicando la transformada de Fourier en la Ec. (35) y sabiendo que la convolución en el dominio de la frecuencia es un simple producto, entonces,

$$O_i(x, y, z; \lambda_i) = L\{O(x_0, y_0, z); \lambda_i\} = \mathfrak{F}^{-1}\{\Gamma(f_x, f_y; z; \lambda_i)\mathfrak{F}^{+1}\{O(x_0, y_0)\}\}, \quad (37)$$

donde $\mathfrak{F}^{\pm 1}$ es la transformada continua de Fourier directa o inversa y su correspondiente función de transferencia de la Ec. (35) está definida por

$$\Gamma(f_x, f_y, z; \lambda_i) = \mathfrak{F}\{\gamma(x_0, y_0; x, y, z; \lambda_i)\} = \exp(jk_i z) \exp\left[-j\pi\lambda_i z [(f_x)^2 + (f_y)^2]\right]. \quad (38)$$

Por consiguiente de la descripción anterior podemos aplicar el método claramente desarrollado por Das *et. al* [72] para remover la imagen virtual por medio del procesamiento en el dominio de Fourier de los dos hologramas grabados. Estableciendo λ_2 como la λ de reconstrucción, las Ecs. (33) y (34) quedan como siguen:

$$I_1(x', y'; z) \approx H_1(x', y', z; \lambda_1) - Havg = O(x', y'; z) + O^*(x', y'; z) \quad (39)$$

$$I_2(x', y'; z + \Delta z) \approx H_2(x', y', z; \lambda_2) - Havg = O(x', y'; z + \Delta z) + O^*(x', y'; z + \Delta z). \quad (40)$$

Finalmente, el frente de onda objeto en el plano imagen puede ser calculado como sigue:

$$O(X, Y, 0) = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \frac{\Delta I(f_x, f_y)}{\Gamma(f_x, f_y, z) \times [1 - \Gamma(f_x, f_y, 2\Delta z)]} \right\}, \quad (41)$$

donde

$$\begin{aligned} \Delta I(f_x, f_y) &= O(f_x, f_y) \Gamma(f_x, f_y; z) - [O(f_x, f_y) \Gamma(f_x, f_y; z)] \Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z) \\ &= O(f_x, f_y) \Gamma(f_x, f_y; z) [1 - \Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z)] \end{aligned}, \quad (42)$$

donde $O(f_x, f_y)$ es la transformada de Fourier de $O(x_0, y_0)$.

Para una versión detallada del proceso anterior ver el Apéndice A.

La ecuación 41 indica que $\Delta I(f_x, f_y)$, la cual fue calculada directamente de los hologramas grabados, puede ser especificada por la transformada de Fourier de la función objeto y funciones de transferencia $\Gamma(f_x, f_y; z)$ y $\Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z)$, las cuales pueden ser obtenidas numéricamente.

La motivación para usar dos λ es principalmente porque, podemos obtener dos patrones de difracción diferentes, uno para cada λ . Estos patrones, después de algunas manipulaciones algebraicas, están definidos principalmente por el factor $\lambda_i z$ en el término de fase cuadrática de la Ec. (38) [73]. Analizando este factor de propagación se obtiene el siguiente factor de equivalencia $z\lambda = (z + \Delta z)(\lambda + \Delta\lambda)$, el cual representa un cambio en el camino óptico. Ahora, si queremos obtener patrones de difracción similares usando dos longitudes de onda diferentes, necesitamos ajustar la distancia z para cada uno. Por lo tanto, podemos decir que al formarse dos patrones de difracción con dos λ diferentes a una distancia z del plano imagen es equivalente a tener dos patrones de difracción generados con una sola λ a distancias z y $z + \Delta z$ del plano imagen.

En la Figura 4.7 se muestra un ejemplo de esta expresión. Se generaron numéricamente dos patrones de difracción a 5 mm del objeto. Se usaron dos longitudes de onda $\lambda_1 = 532$ nm y $\lambda_2 = 632.8$ nm para cada patrón. El objeto

representa un perfil de una rejilla positiva con tres aperturas donde la transmitancia en las zonas superiores es 100% (totalmente transparente), mientras que para las zonas inferiores es de 0% (totalmente opaca). Entonces, usando λ_2 con la distancia ajustada $z=4.21$ mm se obtiene otro patrón similar al generado con λ_1 (línea punteada con marcadores circulares). En un sentido similar, podemos reconstruir el objeto original, transmitancia a 0 mm de el objeto, (línea de guiones negros) con λ_1 y la distancia ajustada $z=-5.938$ mm de la difracción obtenida con λ_2 al aplicar el factor de equivalencia $z\lambda$ anteriormente definido en el párrafo anterior.

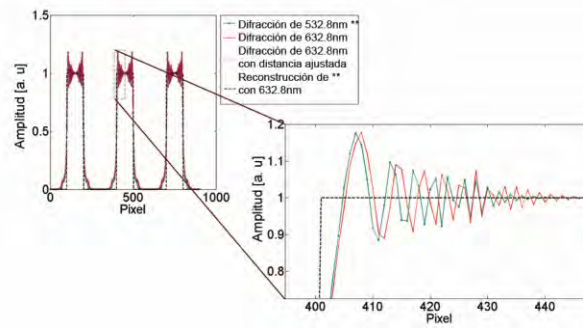


Figura 4.7. Patrones de difracción con dos λ de una rejilla positiva a 5 mm y el comportamiento de difracción con distancias ajustadas usando la fórmula de propagación de la Ec. (37).

La principal diferencia, entre el método de Das [72] y nuestra propuesta, es que nosotros tomamos ventaja de los patrones de difracción formados con dos λ y el uso de la aproximación paraxial de la integral de propagación de Kirchhoff-Fresnel en su forma de convolución. Con este método no es necesario realizar movimientos en la cámara o en el objeto. A demás, podemos usar una cámara a color con filtro Bayer de mosaico para grabar simultáneamente ambos hologramas en una sola exposición. La precisión del método yace en que tan cercana esté la onda de referencia a una onda plana unitaria [73] y la total eliminación del orden cero en las Ecs. (33) y (34). Como aplicamos el método de sustracción del promediado total del holograma el término de DC es parcialmente eliminado [70]. Estos factores entre otros que se discutirán en las siguientes secciones afectan la precisión de la medición del método.

IV.3.2 Resultados de simulación numérica

Las simulaciones presentadas en esta sección son principalmente para probar el método propuesto. La primera restricción del método yace en el hecho de que; Δz tiene que estar cercano a 0.1 mm para evitar una indeterminación numérica en la Ec. (41); para una detallada explicación véase el Apéndice B y [72,73].

De esta restricción se derivan la segunda y tercera que a continuación se describen.

Como Δz es muy pequeña, debemos ajustar la distancia de reconstrucción z de acuerdo al factor λ/z de la Ec. (38) por medio de la equivalencia $z\lambda = (z + \Delta z)(\lambda + \Delta\lambda)$ como se explicó en la sección anterior. Por ejemplo, en la simulación usamos $\lambda_1 = 532.8\text{nm}$ y $\lambda_2 = 632.8\text{nm}$, entonces para una $\Delta z = 0.1\text{mm}$, z tiene que estar a 0.7mm del plano imagen.

La tercera restricción demanda que las aproximaciones con los algoritmos de difracción que se utilicen deberán evitar la indeterminación debido a Δz pequeña. Por ejemplo, la aproximación de Rayleigh-Sommerfeld con la propagación del espectro angular [76] o la aproximación paraxial de la integral de propagación de Kirchhoff-Fresnel en su forma de convolución, como utilizamos en este caso. Estos algoritmos no generan problemas numéricos debido a que z se encuentra en la parte del numerador de sus correspondientes funciones de transferencia.

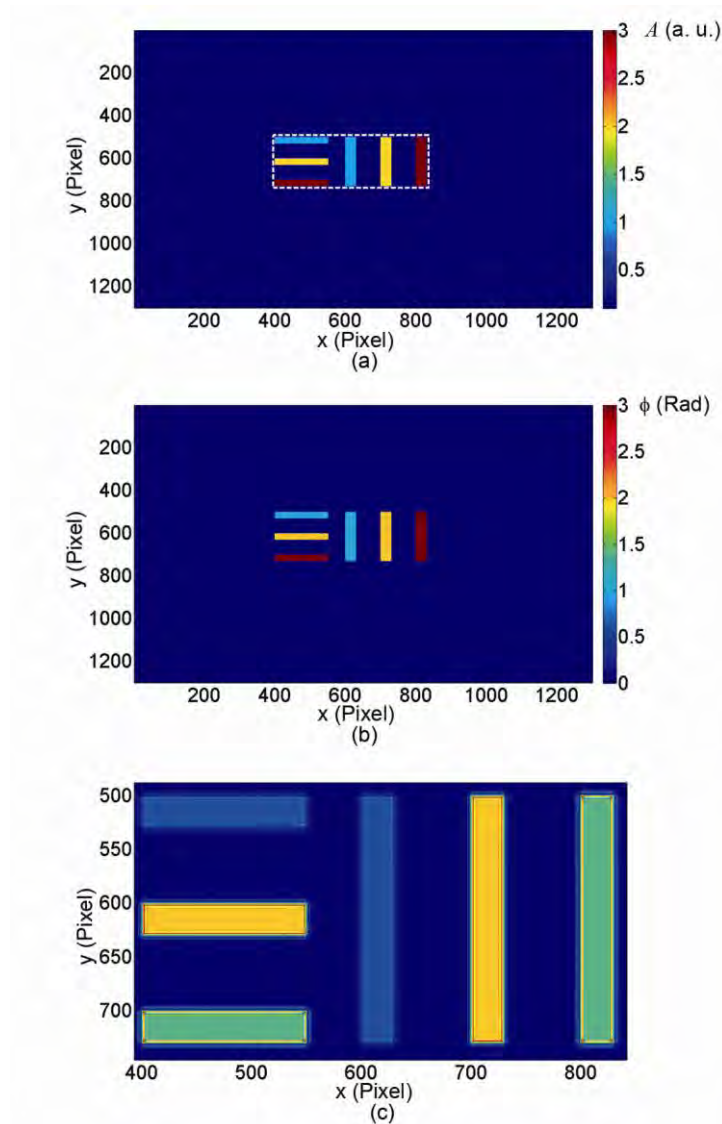


Figura 4.8. Objeto de amplitud-fase usado en la simulación numérica. (a) Amplitud, (b) fase y (c) intensidad del holograma a una distancia $z=0.7\text{mm}$ del plano objeto.

Para probar el método propuesto usamos un objeto de amplitud-fase el cual consiste de tres barras horizontales y tres barras verticales con diferentes amplitudes (transmitancias) y fases. Estas amplitudes y fases se incrementan de arriba hacia abajo en las barras horizontales y de izquierda a derecha en las barras verticales (Figura 4.8(a) y 4.8(b)). La diferencia de transmitancias entre las barras es de 33%, mientras que la diferencia de fases es de 1 radian. El tamaño de esta imagen compleja es de 1300x 1300 pixels.

Los frentes de onda objeto grabados con $\lambda_1=532.8\text{nm}$ y $\lambda_2=632.8\text{nm}$ fueron calculados asumiendo que la onda plana de entrada es secuencialmente modulada en amplitud y fase por la imagen compleja y propagada a una distancia $z=0.7\text{mm}$. Los frentes de onda resultantes fueron interferidos con una onda de referencia plana de amplitud unitaria en el plano de la cámara como se muestra en la Figura 4.6. Los dos hologramas fueron generados de acuerdo a las Ecs. (31) y (32). En la Figura 4.8(c), se presenta uno de los hologramas generados donde se hace un acercamiento en el área delimitada por el rectángulo punteado como puede ser visto en la Figura 4.8(a).

Una vez que los dos hologramas fueron generados con diferentes λ en el mismo plano; λ_2 se eligió como la λ de reconstrucción. En este sentido y asumiendo que ambos hologramas fueron grabados con λ_2 , el holograma generado con λ_2 es reconstruido en el plano $z=0.7\text{mm}$ y el holograma generado con λ_1 es reconstruido en el plano $z=0.588\text{mm}$. Con esto tenemos que $\Delta z=0.11\text{mm}$. Con la explicación previa podemos reconstruir la onda objeto. Las Figuras 4.9(a) y 4.9(b) muestran la reconstrucción de los patrones de amplitud y fase. El cálculo de las simulaciones indica que el método propuesto trabaja exitosamente no solamente con objetos de amplitud, como [71,72,73] lo demostraron en sus simulaciones, sino que también para objetos de amplitud-fase como se ha mostrado.

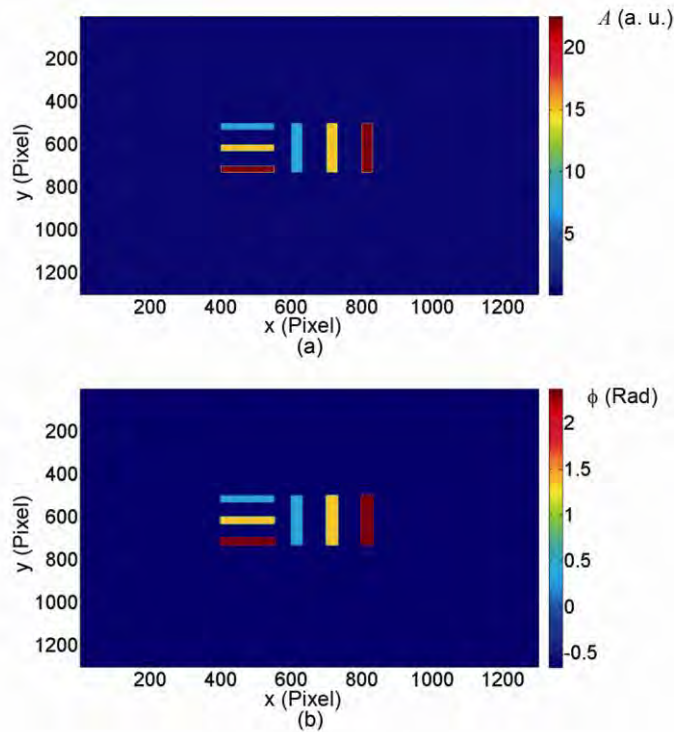


Figura 4.9. Reconstrucción numérica del objeto amplitud-fase usando el método propuesto. (a) Imagen de amplitud, (b) mapa de fase.

IV.3.3 Resultados experimentales

En esta sección los resultados experimentales de los hologramas grabados de 2048 x 1536 pixels son presentados. Se utilizó la configuración óptica mostrada en la Figura 4.6 para demostrar la validez experimental del método propuesto. Un láser de He-Ne y un diodo láser de estado sólido fueron utilizados como fuentes de iluminación. Escogimos como zona de interés un área de 800 x 800 pixels de las imágenes reconstruidas. La cámara que se utilizó en el experimento fue una cámara digital CMOS Pixelink PL-B776F con filtro de mosaico Bayer, 8 bits de profundidad, 2048 x 1536 pixels cuadrados de 3.2 μm . Sin embargo, esta resolución se ve disminuida hasta en un 50% en el mejor de los casos debido al método de captura de color que usa la cámara. Esta cámara fue montada sobre una estación de desplazamiento lineal en direcciones x, y, z con 10 μm de resolución en todas las direcciones. Para evitar aberración acromática axial usamos un OM

Plan Apo 20X con una distancia de trabajo de 20mm y AN de 0.42. El espejo M2 fue montado sobre un TPZ para implementar la técnica de PS.

Basados en las curvas de respuesta espectral de la cámara existe una predicción de un 5% de cruce de intensidad entre los canales rojo y verde. Esta intensidad puede incrementar ligeramente el ruido de fase en cada holograma cuando ambos son capturados simultáneamente. Sin embargo, para fines prácticos este ruido es despreciado en nuestro propósito.

El objeto de amplitud-fase que usamos para realizar el experimento fue una réplica de la tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A donde la zona de interés corresponde a 18 lpmm. Esta réplica fue fabricada en el laboratorio aplicando una capa de fotorresina de 3 μm de espesor sobre un sustrato de como se describió en la sección III.2.2.1.

El holograma de doble λ fue grabado a una distancia $z=0.7\text{mm}$ del plano imagen. Este holograma se muestra en la Figura 4.10(a). los hologramas extraídos H1 con λ_1 y H2 con λ_2 son mostrados en las Figuras 4.10(b) y (c) respectivamente

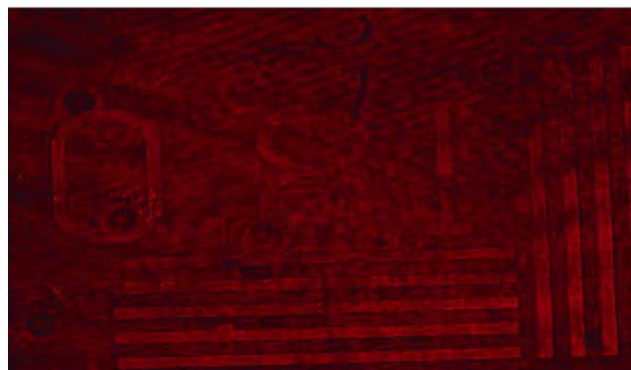
Las imágenes reconstruidas de amplitud y fase de la muestra al aplicar el método propuesto del holograma de doble longitud de onda son mostradas en las Figuras 4.11 (a) y (b) respectivamente. La Figura 4.11(c) muestra el mapa de fase desenvuelto en su representación 3D de la zona delimitada por el rectángulo punteado de la Figura 4.11(b). Para validar cuantitativamente la precisión del valor de fase, comparamos el resultado de fase obtenido con el resultado obtenido al aplicar el método interferométrico de PS sobre el mismo objeto.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.10. Resultados experimentales de una réplica de la tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A fabricada en el laboratorio con fotorresina. (a) Holograma de doble λ , (b) holograma extraído del canal verde, (c) holograma extraído del canal rojo.

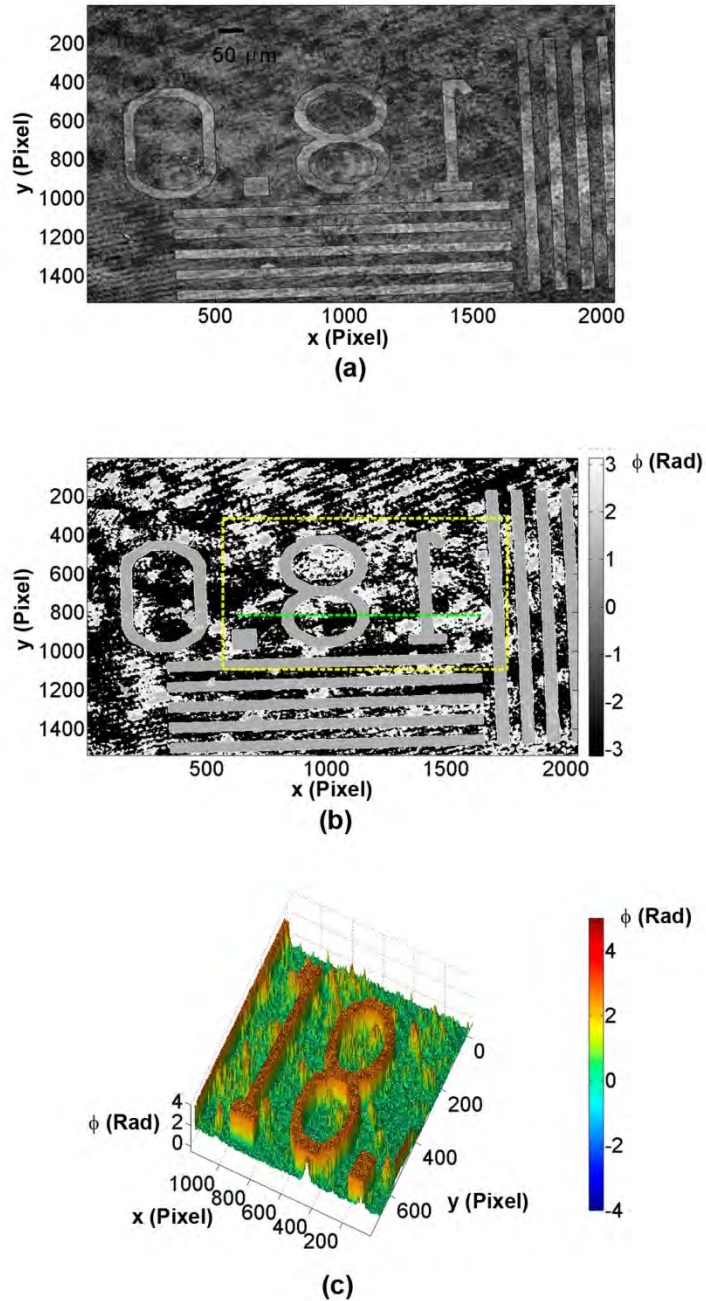
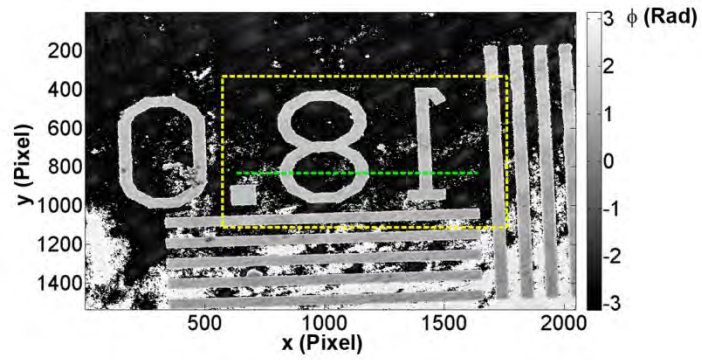


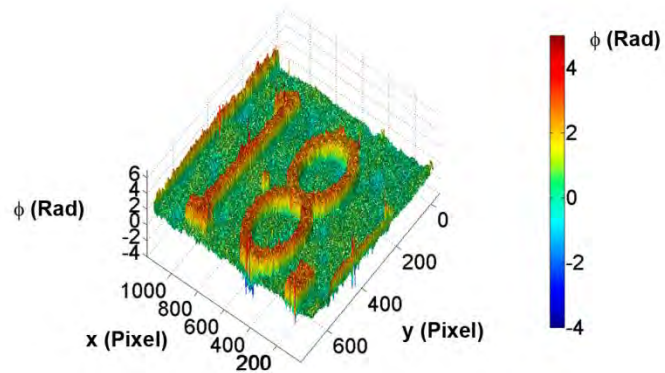
Figura 4.11. Imágenes reconstruidas de la muestra. (a)Imagen de amplitud y (b) de fase envuelta al usar la propuesta. (c) Vista isométrica de la fase desenvuelta.

La Figura 4.12(a) muestra la distribución de fase desenvuelta de la muestra al aplicar el método de PS. La Figura 4.12(b) muestra el correspondiente mapa de fase en vista 3D de la zona delimitada por el rectángulo cuadrado punteado de la Figura 4.12(a). los perfiles de fase tomados a lo largo de la línea punteada en las

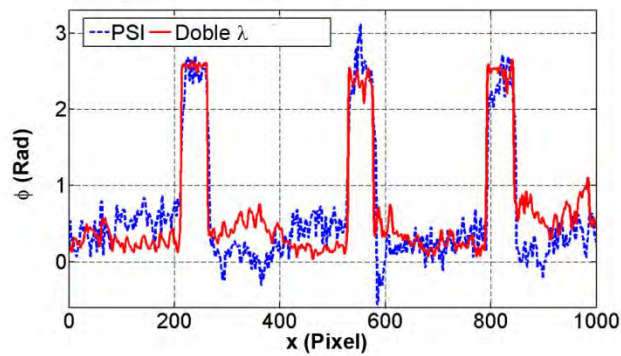
imágenes de fase de los dos métodos son comparados cuantitativamente en la Figura 4.12(c). Se puede ver que el resultado experimental cuantitativo del método propuesto esta en concordancia con el resultado del método de PS. Las pequeñas diferencias entre los perfiles pueden ser atribuidas al ruido de fase debido al cruce de intensidades anteriormente mencionadas entre los canales rojo y verde y a errores en el algoritmo de desenvolvimiento de fase. Además, una onda de referencia no completamente plana y unitaria [73], ruido coherente de laser [25,46], una incompleta sustracción del orden de DC [70] y una incorrecta calibración del PZT provocan una adición en la diferencia de esta comparación. Estos resultados nos permiten solamente comprobar y probar el concepto de la propuesta. Un trabajo arduo será necesario para probar y mejorar este método. En un futuro esperamos caracterizar completamente el método propuesto para tener mayor precisión en las mediciones obtenidas con este sistema holográfico. Debido a la configuración de funcionamiento de la CCD la resolución lateral se ve disminuida y la respuesta dinámica para las diferentes longitudes de onda también se ve afectada, por lo que se buscaran alternativas para tener un dispositivo sensor que nos permita realizar los diferentes exámenes al método propuesto.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.12. (a) Imagen de fase envuelta reconstruida. (b) Representación 3D de la fase desenvuelta al utilizar el método de PS. (c) Comparación entre los perfiles de fase de nuestro método propuesto y el método de PS.

IV.4 Conclusiones

En la primera parte de este capítulo, hemos presentado MHDM como una nueva y confiable herramienta óptica para ser aplicada en HDM. Se realizó un análisis con la aproximación paraxial y resultados experimentales en las configuraciones fuera de eje y en eje por reflexión para mostrar su viabilidad en HDM. En los resultados experimentales, en todos los casos hemos principalmente probado la capacidad única de reenfoque numérico, así como la reconstrucción de imágenes de amplitud y de fase. Los objetos utilizados para tales experimentos fueron una tarjeta de resolución Edmund NBS 1963 A y un micro lente de $100\mu\text{m}$ de diámetro y $4.2\ \mu\text{m}$ de altura. Con estos resultados experimentales, hemos también mostrado que las características típicas de la HDM en sus dos configuraciones en eje y fuera de eje funcionan normalmente al usar el MIO. Para comprobar este funcionamiento se realizó una comparación entre las dos configuraciones. Por ejemplo, hemos demostrado que debido al filtrado pasabajas en la configuración fuera de eje, no solamente la resolución de la imagen sino que también la precisión en la medición se ven más degradadas que en la configuración en eje. Además, hemos presentado no solamente MHDM como una nueva alternativa para obtener hologramas digitales con aberración esférica reducida y una fácil corrección de inclinación en la imagen de fase, sino que también se tiene un arreglo óptico insensible a perturbaciones externas y sencilla alineación del mismo en comparación con los arreglos interferométricos típicos. Finalmente, se demuestra un error de la medición topográfica al utilizar interferometría clásica al compararla con los resultados de HDM. Este error principalmente originado por el limitado PF del OM utilizado.

En la segunda parte hemos mostrado y demostrado el uso de la doble λ en HDM en eje basado en la medición de intensidad en doble plano recientemente propuesto en [72]. Hemos presentado una explicación teórica y como un patrón de difracción está principalmente definido por la λ y la distancia del objeto. Tomado estas ventajas, hemos explicado como el método de la doble λ puede ser utilizado para tener dos patrones de difracción diferentes como si estos patrones estuvieran

grabados a diferentes distancias. En este método no se requiere mover ni el objeto ni la cámara. Con esta propuesta es posible realizar la inspección de la muestra en un solo disparo como se realiza en la configuración fuera de eje, pero con la resolución de la configuración en eje considerando que la configuración de filtro Bayer disminuye esta. Además hemos propuesto una nueva aproximación para cuantificar la imagen de fase en HDM en eje. Esto se probó con resultados experimentales en concordancia con los resultados obtenidos con simulaciones numéricas. También los resultados de la información de fase concuerdan con los resultados obtenidos con el método de PS de cuatro pasos. Debido a que el método necesita una sola exposición, este es ampliamente recomendado para realizar inspección en procesos dinámicos en la escala microscópica siempre y cuando se tenga una cámara CCD que tenga una buena respuesta a las longitudes de onda dadas y una configuración diferente donde la resolución lateral se mantenga para todos los canales.

Capítulo V. Conclusiones generales y trabajo futuro

En este trabajo presentamos principalmente la implementación y caracterización de sistemas ópticos para su uso en HDM. Estos sistemas nos permiten realizar mediciones topográficas y algunas otras propiedades físicas de los materiales como el espesor y el índice de refracción.

La implementación de los arreglos experimentales fue realizada en condiciones de laboratorio, donde factores que alteran la medición como: la temperatura ambiental, iluminación, vibraciones mecánicas y ambientales fueron controladas.

La caracterización de los sistemas implementados fue basada principalmente en la medición de muestras bien definidas, como tarjetas de resolución y escalones de películas delgadas de SiO_2 y TiO_2 . Esta medición también estuvo bajo el análisis comparativo del resultado obtenido con un MFA cuya resolución axial es de 0.1nm.

La implementación numérica de los algoritmos, típicos para la reconstrucción de los hologramas digitales, nos permitió elegir el más apropiado para nuestro estudio y nuestros sistemas propuestos.

El análisis de ruido, parte fundamental de nuestro trabajo, nos dejó tener una visión panorámica de cómo abordar el problema a resolver, para tener un sistema con alta resolución axial caracterizado.

La DR como característica única de la HDM lo fue también prácticamente para todo el trabajo aquí presentado.

Presentamos cómo esta DR nos permitió disminuir el ruido no solamente coherente sino que también el ruido electrónico. Las resoluciones axiales alcanzadas, para el caso de luz coherente fue de 9.7nm mientras que para cuando se uso una fuente de baja coherencia fue de 2.4nm. La caracterización del sistema fue por medio comparativo. Los resultados obtenidos fueron comparados con los

resultados de un MFA. El grado de resolución axial reportado, nos permite decir sin temor a equivocarnos que, está dentro de los rangos mayores alcanzados en HDM en los últimos años. Mientras que por otro lado, los métodos propuestos de disminución de ruido, de hasta el 50% en el mejor de los casos, en hologramas digitales, abre una nueva posibilidad de tener mediciones menos afectadas por esta causa.

Un aspecto a destacar en la presente investigación fue el análisis que realizamos, el cual no solamente fue de manera experimental sino que también se realizó un análisis numérico, demostrando y explicando de manera más convincente los resultados obtenidos y su interpretación. Este análisis fue la implementación de las correspondientes simulaciones numéricas bajo el estricto y riguroso procedimiento tabular de las etapas experimentales.

Mostramos también, como propuesta un sistema óptico no convencional para realizar HDM. Nuestra propuesta, el MHDM, nos permitió destacar algunas ventajas interesantes en el aspecto de la compensación de aberraciones automática en HDM. Mostramos y comprobamos su viabilidad para su uso en HDM, al mostrar su funcionamiento normal de la DR en configuraciones clásicas dentro de la HD. Mostramos también la posibilidad de compensar errores en la medición topográfica con este sistema al compararla con interferometría de PS clásica.

En este trabajo, inspeccionamos sistemas que nos brindarán el potencial de inspeccionar en tiempo cuasi-real o real los fenómenos dinámicos de las muestras. Sin embargo, también buscamos que este sistema no tuviera las pérdidas de resolución lateral en el análisis. Nuestra propuesta mostrada en la segunda parte del capítulo IV nos permitió tener un sistema preliminar sujeto a muchas pruebas tanto experimentales como de análisis teórico. Presentamos resultados de este sistema los cuales nos permiten entender y conocer un poco más esta propuesta, quedando para posteriores investigaciones una prometedora ventana de trabajo a futuro.

Este trabajo a futuro está dirigido en la implementación, de los sistemas caracterizados en este estudio, para el análisis en diversas aplicaciones como los dispositivos MEMS y MOEMS, así como también las muestras biológicas. Se buscará afianzar y dominar completamente la técnica de la HDM con estos sistemas para establecer una línea de investigación competitiva a nivel mundial. También cabe la posibilidad de tener inspección en tiempo real de las diversas aplicaciones dinámicas, estableciendo y fortaleciendo el sistema propuesto para ello.

Referencias

1. M. Bass, OSA, *Handbook of Optics-Optical Society of America*, D. Malacara, Z. Malacara, Vol 2, Chapter 29, *Optical Metrology*, McGraw-Hill, (2001).
2. A. Asundi, *Digital Holography for MEMS and Microsystem Metrology*, John Wiley Ltd., (2011).
3. D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature*, 161, 777–778(1948).
4. U. Schnars and W. Jüptner, "Direct recording of holograms by to CCD-target and numerical reconstruction," *Appl. Opt.*, 33, 179–181 (1994).
5. U. Schnars, "Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms," *J. Opt. Soc. Am A*, 11, 2011-2015, (1994).
6. Z. Wang, L. Millet, M. Mir, H. Ding, S. Unarunotai, J. Rogers, M. U. Gillette and G. Popescu, "Spatial light interference microscopy," *Opt. Express*, 19, 1016-1026(2011).
7. L. Clerc F, M. Gross, "Synthetic-aperture experiment in the visible with on-axis digital heterodyne holography," *Opt. Lett.*, 26, 1550-1552(2001).
8. F. Charrière, N. Pavillon, T. Colomb, , T. J. Heger, E. A. D. Mitchell, P. Marquet, B. Rappaz, and C. Depeursinge, "Living specimen tomography by digital holographic microscopy: morphometry of testate amoeba," *Opt. Express*, 14, 7005-7013(2006).
9. F. Dubois, O. Monnom, C. Yourassowsky, J. C. Legros, "Border processing in digital holography by extension of the digital hologram and reduction of the higher spatial frequencies," *Appl. Opt*, 41, 2621-2626(2002).
10. S. Grilli, P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Pierattini, R. Meucci, "Whole optical wavefield reconstruction by digital holography," *Opt. Express*, 9, 294-302(2001).

11. M.K Kim, "Wavelength-scanning digital interference holography for optical section imaging," *Opt. Lett.*, 24, 1693-1695(1999).
12. T. Kreis, "Frequency analysis of digital holography with reconstruction by convolution," *Opt. Eng.*, 41, 1829-1839(2002).
13. T. Kreis, W. Jüptner, "Suppression of the dc term in digital holography," *Opt. Eng.*, 36, 2357-2360(1997).
14. S. Lai, B. Kemper, G. Von Bally, "Off-axis reconstruction of in-line holograms for twin-image elimination," *Opt. Comm.*, 169, 37-43(1999).
15. L. Onural, "Sampling of the diffraction field," *Appl. Opt.*, 39, 5929-5935(2000).
16. Z. Papp, K. Janos, "Digital holography by two reference beams," *Proc. SPIE*, 4416, 112-115(2001).
17. G. Pedrini, P. Fröning, H. Fessler, H. J. Tiziani, "In-line digital holographic interferometry," *Appl. Opt.*, 37, 6262-6269(1998).
18. J. Weng, J. Zhong, C Hu, "Digital reconstruction based on angular spectrum diffraction with the ridge of wavelet transform in holographic phase-contrast microscopy," *Opt. Express*, 16, 21971-21981(2008).
19. J. Garcia-Sucerquia, W. Xu, S. K. Jericho, M. H. Jericho, H. J. Kreuzer, "4-D imaging of flows flow digital with in-line holographic microscopy," *Optik*, 119, 419-423(2008).
20. R. B. Owen, A. Zozulya, "In-line digital holographic sensor for monitoring and characterizing marine particulates," *Opt. Eng.*, 39, 2187-2197(2000).
21. T. Kreis, M. Adams, W. Jüptner, "Digital in-line holography in particle measurement," *Proc. SPIE*, 3744, 54-64(1999).
22. B. Rappaz, P. Marquet, E. Cuhe, Y. Emery, C. Depeursinge, P. Magistretti, "Measurement of the integral index and dinamic cell morphometry of living cells with digital holographic microscopy," *Opt. Express*, 13, 9361-9373(2005).
23. T. Kozacki, R. Krajewski, M. Kujawska, "Reconstruction of refractive-index distribution in off-axis digital holography optical diffraction tomographic system," *Opt. Express*, 17, 13758-13767(2009).

24. X. Xiao, I. Puri, "Digital recording and numerical reconstruction of holograms: an optical diagnostic for combustion," *Appl. Opt.*, 41, 3890-3898(2002).
25. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, J. A. Rayas, S. Calixto, "Amplitude and phase recovering from a micro-digital hologram using angular spectrum," *Rev. Mex. Fis.*, 57, 315-321(2011).
26. Y. Zou, G. Pedrini, H. Tiziani, "Surface contouring in a video frame by changing the wavelength of a diode laser," *Opt. Eng.*, 35, 1074-1079(1996).
27. C. Wagner, W. Osten, S. Seebacher, "Direct shape measurement by digital wavefront reconstruction and multiwavelength contouring," *Opt. Eng.*, 39, 79-85(2000).
28. J. Woong and C. Ki, "Phase contrast microscopy by in line phase shifting digital holography: shape measurement of a titanium pattern with nanometer axial resolution," *Opt. Eng.*, 46, 040506-1-040506-3(2007).
29. M.K. Kim, "Tomographic three-dimensional imaging of a biological specimen using wavelength-scanning digital interference holography," *Opt. Express*, 7, 305-310(2000).
30. D. Panah, Mehdi, J. Bahram, "Tracking biological microorganisms in sequence of holographic microscopy images," *Opt. Express*, 15, 10761-10766(2007).
31. B. Rappaz, P. Marquet, E. Cuhe, Y. Emery, C. Depeursinge, P. Magistretti, "Measurement of the integral index and dynamic cell morphometry of living cells with digital holographic microscopy," *Opt. Express*, 13, 9361-9373(2005).
32. H. Sun, M. Player, J. Watson, D. Hendry, R. Perkins, G. Gust, D. Paterson, "The uses of digital/electronic holography for biological applications," *Appl. Opt.*, 7, S399-S4007(2005).
33. V. Kebbel, HJ. Hartmann, W. Jüptner, "Application of digital holographic microscopy for inspection of micro-optical components," *Proc. SPIE*, 4398, 189-98(2001).

34. L. Xu, X. Peng, A. Asundi, J. Miao, "Hybrid holographic microscope for interferometric measurement of microstructures," *Opt. Eng.*, 40, 2533-2539(2001).
35. V. R. Singh, A. Asundi, "In-line digital holography for dynamic metrology of MEMS," *Opt. Express*, 17, 8220-8228(2009).
36. C. Furlong, and R. J. Pryputniewics, "Optoelectronic characterization of shape and deformations of mems accelerometers used in transportation applications," *Opt. Eng.*, 42, 1223-1231(2003).
37. F. Charrière, J. Kühn, T. Colomb, F. Monfort, E. Cuhe, Y. Emery, K. Weible, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Characterization of microlenses by Digital holographic microscopy," *Appl. Opt.*, 45, 829-835(2006).
38. B. Kemper, S. Stürwald, C. Remmersmann, P. Langehanenberg, G. Von Bally, "Characterization of light emitting diodes (LEDs) for applications in digital holographic microscopy for inspection of micro and nanostructured surfaces," *Opt. Eng.*, 46, 499-507(2008).
39. G. Pedrini, P. Fröning, H. Tiziani, F. Santoyo, "Shape measurement of microscopic structures using digital holograms," *Opt. Comm.*, 164, 257-268(1999).
40. G. Coppola, P. Ferraro, M. Iodice, S. De Nicola, A. Finizio, S. Grilli, "A digital holographic microscope for complete characterization of microelectromechanical systems," *Meas. Sci. Technol.*, 15, 529-539(2004).
41. W. Haddad, D. Cullen, J. Solem, J. Longworth, A. McPherson, K. Boyer, K. Rhodes, "Fourier-transform holographic microscope," *Appl. Opt.*, 31, 4973-4978(1992).
42. H. J. Kreuzer, R. A. Pawlitzek, "Numerical Reconstruction for in-line Holography in Reflection and under glancing Incidence," *Proc. 3rd International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns*, 364-367(1997).

43. F. Dubois, L. Joannes, and J. Legros, "Improved three-dimensional imaging with digital holography microscope with a source of partial spatial coherence," *Appl. Opt.*, 38, 7085-7094(1999).
44. P. Ferraro, S. Grilli, D. Alfieri, S. De Nicola, A. Finizio, G. Pierattini, B Javidi, G. Coppola and V. Striano, "Extended focused image in microscopy by digital holography," *Opt. Express*, 13, 6738-49(2005).
45. T. Colomb, N. Pavillon, J. Kühn, E. Cucho, C. Depeursinge, Y. Emery, "Extended depth-of-focus by digital holographic microscopy," *Opt. Lett.*, 35, 1840-1842(2010).
46. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, J. A. Rayas and S. Calixto, "High topographical accuracy by optical shot noise reduction in digital holographic microscopy," *J. Opt. Soc. Am. A*, 29, 498-506(2012).
47. T. Colomb, E. Cucho, F. Charrière, J. Kühn, N. Aspert, "Automatic procedure for aberration compensation in digital holographic microscopy and applications to specimen shape compensation," *Appl. Opt.*, 45, 851-863(2006).
48. W. Zhou, Y. Yu, A. Asundi, "Study on aberration suppressing methods in digital micro-holography," *Opt. & Lasers in Eng.*, 47, 264-270(2009).
49. P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Coppola, S. Grilli, C. Magro, G. Pierattini, "Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase-contrast imaging," *Appl. Opt.*, 42, 1938-1946(2003).
50. T. Colomb, J. Kühn, F. Charrière, C. Depeursinge, P. Marquet, N. Aspert, "Total aberration compensations in digital holographic microscopy with a reference conjugated hologram," *Opt. Express*, 14, 4300-4306(2006).
51. J. I Di, J. Zhao, W. Sun, H. Jiang, X. Yan, "Phase aberration compensation of digital holographic microscopy based on least squares surface fitting," *Opt. Comm.*, 282, 3873-3877(2009).
52. L. Xu, J. Miao, A. Asundi, "Properties of digital holography based on in-line configuration," *Opt. Eng.*, 39, 3214-3219(2000).

53. H. Jin, H. Wan, Y. Zhang, Y. Li, and P. Qiu, "The influence of structural parameters of CCD on the reconstruction image of digital holograms," *J. Mod. Opt.*, 55, 2989-3000(2008).
54. D. P. Kelly, B. M. Hennelly, N. Pandey, T. J. Naughton, W. T. Rodes, "Resolutions limits in practical digital holographic systems," *Opt. Eng.*, 48, 095801-1-09580, 1-13(2009).
55. C. Liu, D. Wang, Y. Zhang, "Comparison and verification of numerical reconstruction methods in digital holography," *Opt. Eng.*, 48, 1058021-1058027(2009).
56. E. CuChe, F. Bevilacqua, C. Depeursinge, "Digital holography for quantitative phase-contrast imaging," *Opt. Lett.*, 24, 291-293(1999).
57. X. Kang, "An effective method for reducing speckle noise in digital holography," *Chin. Opt. Lett.*, 6, 100-103(2008).
58. T. Baumbach, E. Colenovic, V. Kebbel, and W. Jüptner, "Improvement of accuracy in digital holography by uses of multiple holograms," *Appl. Opt.*, 45, 6077-6085(2006).
59. L. Rong, W. Xiao, F. Pan, S. Liu, and R. Li, "Speckle noise reduction in digital holography by use of multiple polarization holograms," *Chin. Opt. Lett.*, 8, 653-655, (2010).
60. F. Charrière, B. Rappaz, J. Kühn, T. Colomb, P. Market and C. depeursinge, "Influence of shot noise on phase measurement accuracy in digital holographic microscopy", *Opt. Express*, 15, 8818-8831(2007).
61. F. Dubois, M. Novella, C. Minetti, O. Monnom, and E. Istasse, "Partial spatial coherence effects in digital holographic microscopy with to laser source," *Appl. Opt.*, 43, 1131-1139(2004).
62. J. Kühn, F. Charrière, T. Colomb, E. CuChe, F. Montfort, Y. Emery, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Axial sub-nanometer accuracy in digital holographic microscopy," *Meas. Sci. Technol.*, 19, 1-8(2008).
63. M. Potcoava, and M. Kim, "Fingerprint biometry applications of digital holography and low-coherence interferography," *Appl. Opt.*, 48, H9-H15(2009).

64. D. Malacara, *Optical shop testing*, Wiley, New, (2007).
65. S. Ma, C. Quan, R. Zhu, C. J. T. L. Chen, Z. Gao, "Application of least-square estimation in white-light scanning interferometry", *Opt. & Lasers in Eng.*, 49, 1012-18(2011).
66. Y. Surrel, "Design of Algorithms for Phase Measurements by the Use of Phase Stepping," *Appl. Opt.*, 35, 51-60(1996).
67. K. Creath., "Step Height Measurement Using Two-Wavelength Phase-Shifting Interferometry," *Appl. Opt.*, 26, 2810-2816(1987).
68. J. C. Wyant, B. F. Oreb, and P. Hariharan, "Testing Aspherics Using Two-Wavelength Holography: Use of Digital Electronic Techniques," *Appl. Opt.*, 23, 4020-4023(1984).
69. C. J. Mann, P. R. Bingham, V. C. Paquit and K. W. Tobin, "Quantitative phase imaging by three-wavelength digital holography," *Opt. Express*, 16, 9753-9764(2008).
70. T. M. Kreis, and W. P. O. Juptner, "Suppression of the dc term in digital holography," *Opt. Eng.*, 36, 2357-2360(1997).
71. Y. Zang, G. Pedrini, W. Osten, H. J. Tiziani, "Reconstruction of in-line digital holograms from two intensity measurements," *Opt. Lett.*, 29, 1787-1789(2004).
72. B. Das, C. S. Yelleswarapu, D. V. G. L. N. Rao, "Quantitative phase microscopy using dual-plane in-line digital holography," *Appl. Opt.*, 51, 1387-1395(2012).
73. G. Situ, J. P. Ryle, U. Gopinathan, J. T. Sheridan, "Generalized in-line holographic technique based on intensity measurements at two different planes," *Appl. Opt.*, 47, 711-717(2008).
74. P. Hariharan, *Optical Holography: Principles, Techniques, and Applications*, Cambridge University Press, (2002).
75. A. Sommerfeld, *Optics*, volume IV of Lectures on Theoretical Physics. Academic Press, (1954).
76. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Roberts & company Pub. (2005).

77. U. Schnars, and W. P. O. Jüptner, "Digital recording and numerical reconstruction of holograms," *Meas. Sci. Technol.*, 13, R85-R101(2002).
78. M. K. Kim, *Digital Holographic Microscopy; Principles, Techniques, and Applications*, Springer, (2011).
79. U. Schnars, T. Kreis, W. Jüptner, "Digital recording and numerical reconstruction of holograms: Reduction of the spatial frequency spectrum," *Opt. Eng.*, 35, 977-982(1996).
80. U. Schnars, W. Jüptner, *Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques*, Springer, (2005).
81. E. CuChe, P. Marquet, C. Depeursinge, "Spatial filtering for zero-order and twin image elimination in digital off-axis holography," *Appl. Opt.*, 39, 4070-4075(2000).
82. E. CuChe, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms," *Appl. Opt.*, 38, 6994-7001(1999).
83. I. Yamaguchi, T. Zhang, "Phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.*, 22, 1268-1270(1997).
84. O. Inomato, I. Yamaguchi, "Measurements of Benard-Marangoni waves using phase-shifting digital holography," *Proc SPIE*, 4416, 124-127(2001).
85. I. Yamaguchi, T. Matsumura, J. Kato, "Phase-shifting color digital holography," *Opt Lett.*, 27, 1108-1110(2002).
86. K. Wozniak, B. Skarman, "Digital Holography in Flow Visualization," Final Report for ESA/ ESTEC, (1994).
87. Q. Weijuan, Y. Yingjie, C.O. Choo, and A. Asundi, "Digital holographic microscopy with a physical phase compensation" *Opt. Lett.*, 34, 1276-1278(2009).
88. J. W. Goodman and R. W. Lawrence, "Digital image formation from electronically detected holograms," *Appl. Phys. Lett.*, 11, 77-79(1967).

89. M. A. Kronrod, N. S. Merzlyakov, and P. Yaroslavskii, "Reconstruction of a hologram with a computer," *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 17, 333–334(1972).
90. D. Carl, B. Kemper, G. Wernicke, and G. Von Bally, "Parameter optimized digital holographic microscope for high resolution living cells analysis," *Appl. Opt.*, 43, 6536–6544(2004).
91. C. Mann, L. Yu, and M. Kim, "Movies of cellular and sub-cellular motion by digital holographic microscopy," *Biomed. Eng.* 5, 21– 31(2006).
92. Kjell J. Gasvik, *Optical Metrology*, John Wiley & Sons, (2002).
93. A. Martínez, *Tesis Doctoral*, Centro de Investigaciones en Óptica, León, Guanajuato, México (2001).
94. F. Dubois, C. Chockaert, N. Callens, C. Yourasshowky, "Focus plane detection criteria y digital holographic microscopy by amplitude analysis," *Opt. Express*, 14, 5895-5908(2006).
95. P. Langehanenberg, B. Kemper, D. Dirksen, G. Bon Bally, "Autofocusing in digital holographic phase contrast microscopy on pure phase objects for live cell imaging," *App. Opt.*, 47, D176-D182(2008).
96. Y. Yang, B. s: Kang, Y. J. Choo, "Application of the correlation coefficient method for determination of the focal plane to digital particle holography," *App. Opt.*, 47, 817-824(2008).
97. J. W. Goodman, *Statistical Optics*, John Wiley & Sons, (1985).
98. A. Papoulis and S. U. Pillai, *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*, McGraw-Hill, (2002).
99. C. Quan, W Chen and C J Tay, "Numerical reconstruction in in-line digital holography by a translation of CCD position and gradient operator method," *Optics Commun.*, 284, 2767-2770(2011).
100. C. J. Mann, L. Yu, C. M. Lo, M. K. Kim, "High-resolution quantitative phase-contrast microscopy by digital holography," *Opt. Express*, 13, 8693-8698(2005).

101. V. Kebbel, H. J. Hartmann, and W. Jüptner, "To new approach for testing of aspherical micro-optics with high numerical aperture," Proc. SPIE 4451, 345-355(2001).
102. D. Gabor, "Microscopy by reconstructed wavefronts," Proc. Royal. Soc., 197, 454-487(1949).
103. E. N. Leith and J. Upatnieks, "Wavefront reconstruction with defused illumination and three dimensional objects," J. Opt. Soc. Am, 54, 1295(1964).
104. L. Xu, X. Peng, Z. Guo, J. Miao, and A. Asundi, "Imaging analysis of digital holography," Opt. Express, 13, 2444-2452(2005).
105. J. P. Ryle, D. Li, J. T. Sheridan, "Dual wavelength digital holographic Laplacian reconstruction," Opt. Lett., 35, 3018-3020(2010).
106. M. Anguiano Morales, A, Martínez, J. A. Rayas, R. R. Cordero, F. Labbe, "Uncertainty analysis of whole-field phase-differences retrieved from ESPI fringe patterns by using the Fourier Transform method (FMT) ," Opt. Commun. 282, 686-691(2009).
107. M. Nazarathy, and J. Shamir, "Fourier Optics described by operator algebra," J. Opt. Soc. Am. 70, 150-159(1980).

Apéndice A

Partiendo de las Ecs. (39) y (40) del Capitulo IV.2.2

$$I_1(x', y'; z) \approx H_1(x', y', z; \lambda_1) - H_{avg} = O(x', y'; z) + O^*(x', y'; z) \quad (A1)$$

$$I_2(x', y'; z + \Delta z) \approx H_2(x', y', z; \lambda_2) - H_{avg} = O(x', y'; z + \Delta z) + O^*(x', y'; z + \Delta z). \quad (A2)$$

y debido a la propiedad de linealidad [73, 76], $O_1^*(x, y; z)$ está relacionado con $O_2^*(x, y; z + \Delta z)$ por

$$O_1^*(x, y; z) = L\{O_2^*(x, y; z + \Delta z); \Delta z\} \quad (A3)$$

y

$O_1(x, y; z)$ está relacionado con $O_2(x, y; z + \Delta z)$ por

$$O_1(x, y; z + 2\Delta z) = L\{O_2(x, y; z + \Delta z); \Delta z\}, \quad (A4)$$

Esta relación puede ser utilizada para remover la imagen virtual como sigue.

Primero propagamos I_2 con el operador de propagación

$$\begin{aligned} L\{I_2(x, y; z + \Delta z); \Delta z\} \\ = L\{O_2(x, y; z + \Delta z); \Delta z\} + L\{O_2^*(x, y; z + \Delta z); \Delta z\} \\ = O_1(x, y; z + 2\Delta z) + O_1^*(x, y; z) \end{aligned} \quad (A5)$$

Ahora, sustrayendo la amplitud compleja resultante de I_1 podemos remover la imagen virtual como:

$$\begin{aligned} \Delta I(x, y) &= I_1(x, y; z) - L\{I_2(x, y; z + \Delta z); \Delta z\} \\ &= O_1(x, y; z) + O_1^*(x, y; z) - O_1(x, y; z + 2\Delta z) + O_1^*(x, y; z) \\ &= O_1(x, y; z) - O_1(x, y; z + 2\Delta z) = L\{O(x, y); z\} - L[L\{O(x, y); z\}; 2\Delta z] \end{aligned} \quad (A6)$$

Entonces, Podemos extraer la función objeto $O(x_0, y_0)$ de la Ec. (A6) en el dominio de Fourier y sustituir Ec. (37) en Ec. (A6) como

$$\begin{aligned}\Delta I(f_x, f_y) &= O(f_x, f_y)\Gamma(f_x, f_y; z) - [O(f_x, f_y)\Gamma(f_x, f_y; z)]\Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z), \\ &= O(f_x, f_y)\Gamma(f_x, f_y; z)[1 - \Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z)]\end{aligned}\quad (\text{A7})$$

donde $O(f_x, f_y)$ es la transformada de Fourier de $O(x_0, y_0)$.

Finalmente, el frente de onda objeto en el plano imagen puede ser calculado como sigue:

$$O(X, Y, 0) = \mathfrak{F}^{-1}\left\{\frac{\Delta I(f_x, f_y)}{\Gamma(f_x, f_y, z) \times [1 - \Gamma(f_x, f_y, 2\Delta z)]}\right\}, \quad (\text{A8})$$

Apéndice B

Como en el denominador de la Ec. (41) se tiene el factor,

$$[1 - \Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z)] \quad (B1)$$

donde Γ esta definida en la Ec. (38). En el caso donde $\text{Re}\{\Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z)\}=1$ y $\text{Im}\{\Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z)\}=0$, el denominador de la Ec. (41) es cero. Por lo tanto la amplitud compleja del objeto $O(x_0, y_0)$ no puede ser extraída por esta indeterminación. Entonces Δz deberá tomar valores para evitar que la Ec. (B1) sea cero. Esto requiere que

$$[1 - \Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z)] \neq 0. \quad (B2)$$

La ecuación (B2) es numéricamente evaluada para asegurarnos que no existan ceros. Note que $\Gamma(f_x, f_y; 2\Delta z)$ es una distribución de fase con magnitud unitaria y toma la forma de la Ec. (38). Por lo tanto el argumento del término exponencial en la Ec. (38), requiere que:

$$k2\Delta z - \pi\lambda 2\Delta z [f_x^2 + f_y^2] \neq 2\alpha\pi, \quad (B3)$$

donde $\alpha \in \mathbb{N}$ es un entero. Después de algo de algebra se tiene

$$\Delta z \neq \frac{\alpha\lambda}{2 - \lambda^2(f_x^2 + f_y^2)}. \quad (B4)$$

Para estimar el valor numérico, reescribimos esta ecuación en su forma discreta como sigue:

$$\Delta z \neq \frac{\alpha \lambda N^2 \delta^2}{2N^2 \delta^2 - \lambda^2 (m^2 + n^2)}, \quad (\text{B5})$$

donde M y N son el número de muestras en las direcciones x e y respectivamente, y m y n son enteros ($-M/2 \leq m, n \leq N/2$). Asignamos $M=N=2048$ y $\delta=\Delta\xi=\Delta\eta$ los cuales corresponden al número de pixels y el intervalo de muestreo en el plano de observación (tamaño de pixel=3.2 μ m) de la cámara CCD respectivamente. Para probar los valores obtenidos de Δz de la Ec. (B5) realizamos una simulación numérica con los valores de los parámetros previamente definidos. α cambia la variación de Δz en sus cifras significativas. Para valores pequeños de α la diferencia en Δz se incrementa en sus cifras significativas. Si se tiene $\alpha=410$ de acuerdo con Das [73] y $\lambda=532.8\text{nm}$, Δz varía de 0.10922 mm a 0.10994, mientras que para $\alpha=409$, Δz varía de 0.10896 mm a 0.10967.

Así, una selección cuidadosa de Δz depende de los parámetros que en la configuración experimental se tengan de manera que Ec. (B5) fácilmente sea completada. Se eligió el valor de α en las demostraciones de la simulación numérica y en las demostraciones experimentales ya que la condición en la Ec. (B5) está completa.

Lista de publicaciones, conferencias y trabajo como resultado de la investigación

1. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, and Juan A. Rayas, “Metodología para la reconstrucción de hologramas digitales por transmisión de muestras microscópicas,” VII Encuentro de la participación de la mujer en la ciencia, León, Guanajuato, (2010), México.
2. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, J. A. Rayas, S. Calixto, “Amplitude and phase recovering from a micro-digital hologram using angular spectrum,” *Rev. Mex. Fis.* **57**(4) 315-321, (2011).
3. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, Juan A. Rayas and S. Calixto, “High topographical accuracy by optical noise reduction in digital holographic microscopy,” Proceedings of the SPIE of 22nd Congress of the International Commission for Optics: Light for the Development of the World, Puebla, Puebla, 8011 (8016), (2011), México.
4. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, J. A. Rayas, S. Calixto, “High topographical accuracy by optical shot noise reduction in digital holographic microscopy,” *JOSA A.* **29**(4), 498-505, (2012).
5. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, Juan A. Rayas and S. Calixto, “Digital Holographic Microscopy by Mirau Interferometric Objective” Proceedings of the SEM International Conference & Exposition on Experimental and Applied Mechanics June 11-12, 2012 Costa Mesa, California USA ©2012 Society for Experimental Mechanics Inc.
6. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, J. A. Rayas, S. Calixto, “Digital holographic microscopy through a Mirau interferometric objective,” *Opt. & Lasers in Eng.* **51**(3), 240–245, (2013)
7. M. León-Rodríguez, R. Rodríguez-Vera, J. A. Rayas, J. M. Flores-Moreno, “One-shot dual-wavelength in-line digital holographic microscopy,” *Opt. & Lasers in Eng.* **Aceptado (2013)**.