

U

P

T

Holografía óptico-digital fuera de eje

Por

Pedro Soto López

Tesis sometida como requisito parcial para obtener
el grado de

MAESTRO EN COMPUTACIÓN ÓPTICA

en la

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE TULANCINGO

Diciembre 2012

Tulancingo de Bravo, Hidalgo.

Supervisada por:

Dr. Alfonso Padilla Vivanco

©UPT

El autor otorga a la UPT el permiso de reproducir y distribuir copias en su totalidad o en partes de esta tesis.





Holografía óptico-digital fuera de eje

por

Pedro Soto López

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el
grado de

Maestro en Computación Óptica

en la

Universidad Politécnica de Tulancingo

Diciembre 2012

Tulancingo de Bravo, Hidalgo

Supervisada por:

Dr. Alfonso Padilla Vivanco

©UPT

El autor otorga a la UPT el permiso de reproducir y
distribuir copias en su totalidad o en partes de esta
tesis

Dedicatoria

Este trabajo se lo dedico a mis padres por el apoyo incondicional, comprensión, paciencia y confianza, ya que sin ellos no habría podido terminar éste trabajo.

Agradecimientos

Al Laboratorio de Óptica y Visión por Computadora de la Universidad Politécnica de Tulancingo por las facilidades otorgadas para llevar a cabo esta tesis.

A la Universidad Politécnica de Tulancingo por el apoyo otorgado a través de una beca académica de investigación y posgrado.

Al Espacio Común de Educación Superior Tecnológica (ECEST 2012) por el apoyo otorgado a través del programa de movilidad estudiantil.

Al Dr. Alfonso Padilla Vivanco por su invaluable asesoría y dirección durante el desarrollo de esta tesis.

A mis sinodales el Dr. Enrique Gonzalez Gutiérrez, Dr. Juan Carlos Valdiviezo Navarro, la Dra. Carina Toxqui Quitl por sus observaciones y consejos.

Prefacio

Esta tesis se relaciona con el procesamiento óptico y digital de información. Se lleva a cabo un análisis de dos métodos de reconstrucción de hologramas a partir de la integral de difracción de Fresnel, y después se realiza la visualización en tercera dimensión de la imagen del objeto reconstruida.

En el Capítulo 1 se presenta una breve revisión histórica de la Holografía y sus aplicaciones.

En el Capítulo 2 se describen los principios básicos de la Holografía, donde se establece la ecuación de onda, se consideran también las fases de ondas electromagnéticas independientes del tiempo, las cuales son usadas en el proceso holográfico. Se analizan los fenómenos de interferencia y difracción, así como los dos métodos de reconstrucción basados en la integral de difracción de Fresnel.

En el Capítulo 3 se estudian algunos arreglos, los cuales ayudan a realizar la reconstrucción del frente de onda, así como el análisis del patrón de interferencia obtenido.

En el Capítulo 4 se discuten las características de la reconstrucción respecto a la distancia de grabado, así como la longitud de onda empleada y con ello se determina el aumento que sufre la imagen del objeto reconstruido.

En el Capítulo 5 se presentan los arreglos experimentales, así como los filtros holográficos grabados, reconstrucciones de los dos métodos y gráficas tridimensionales de las imágenes de los objetos reconstruidos.

Finalmente, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones del trabajo realizado.

Resumen

En esta tesis se presenta el análisis de sistemas óptico-digitales de información basados en la arquitectura del interferómetro de Michelson de coherencia temporal. Asimismo, se describe el proceso de recuperación de intensidades mediante filtros holográficos tipo Fresnel.

Los métodos que se abordan en este documento están relacionados con la integral de difracción de Fresnel o de Raleigh-Sommerfeld. La Holografía fuera de eje consiste en hacer interferir dos ondas, una llamada onda de referencia y la segunda llamada onda objeto. Se lleva a cabo el análisis matemático y la implementación óptico digital en condiciones de laboratorio.

El grabado de los filtros holográficos se realiza por medio de sistemas ópto-electrónicos. El filtro grabado puede ser fácilmente reconstruido con dos posibles métodos, ambos basados en la integral de difracción de Fresnel y son a) Respuesta al Impulso y b) Función de Transferencia Óptica. En ambos métodos se recupera la intensidad del objeto en diferentes planos, estos son programados para aplicarlos en la recuperación de hologramas digitales.

Los objetivos de esta tesis incluyen el estudio de la teoría escalar de difracción y la teoría de interferencia, para el entendimiento del comportamiento de las ondas de luz que se encuentran detrás de la generación de los filtros holográficos, así como la recuperación de la imagen objeto a partir de filtros holográficos grabados usando sistemas interferométricos. En las recuperaciones se muestra, mediante su visualización en $3D$, la fase del objeto separada de la onda de referencia.

Abstract

This thesis presents the analysis of digital optical information systems based on the architecture of the Michelson interferometer of temporal coherence. It also describes the process of recovery of intensities from Fresnel holographic filters.

The method addressed in this document are related to the Fresnel diffraction integral or Raleigh-Sommerfeld. In off-axis holography two waves are interfered, one of them is called; reference wave and the second one is called object wave. Also, a mathematical analysis is carried out included the optical-digital implementation in laboratory conditions.

The recording of holographic filters are made using optoelectronic systems. The recorded filter can be easily reconstructed with two methods based on Fresnel diffraction integral a) the impulse response and b) optical transfer function, which are is used to retrieval the intensity different planes. The algorithm is digitally programmed.

The objectives of this thesis includes the study of the scalar diffraction theory and the theory of interference, for the understanding the behavior of light waves that are behind the holographic filter generation and to recover of object image from holographic filters previously recorded with interferometric systems. The recovery is performed in the third dimension by means sketches to observe the phase of the object separate from the reference waveform.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Introducción	1
1.2. Aplicaciones	3
1.3. Objetivos	3
1.3.1. Objetivo general	3
1.3.2. Objetivos particulares	3
1.4. Estados del Arte de las técnicas Holográficas	4
1.5. Aportaciones	6
 2. Principios Fundamentales de Holografía	 7
2.1. Introducción	7
2.2. Ondas de Luz	7
2.3. Interferencia	10
2.4. Coherencia	13
2.4.1. Coherencia Temporal	13
2.4.2. Coherencia Espacial	17
2.5. Difracción	19
2.5.1. Campo de ondas difractadas como una superposición de ondas planas . .	19
2.5.2. Campo de onda difractada como superposición de ondas esféricas	26
 3. Reconstrucción del frente de onda	 29
3.1. Introducción	29
3.2. Hogramas en línea o de Gabor	29
3.3. Hograma fuera de eje de Leith-Upatnieks	31
3.4. Hogramas de Fourier	35
3.5. Hogramas de Fourier sin lentes	38
3.6. Hogramas de imagen	39
3.6.1. Hogramas de pinhole	40
3.7. Hogramas de Fraunhofer	40

4. Reconstrucción de un holograma	43
4.1. Imagen puntual	43
4.2. Aumento de imagen	46
4.2.1. Aumento lateral	46
4.2.2. Aumento angular	46
4.2.3. Aumento longitudinal	47
4.3. Imagen ortoscópica y pseudoscópica	47
4.3.1. Producción de una imagen real ortoscópica	49
4.4. Desalineación, tamaño de la fuente, y ancho de banda espectral	49
4.4.1. Tamaño de la fuente	51
4.4.2. Ancho de banda espectral de la fuente	51
4.4.3. Holograma de imagen	53
4.5. Luminosidad de la imagen	53
4.5.1. Holograma fuera de eje	53
4.5.2. Holograma imagen	54
 5. Experimentos y resultados	 57
5.1. Introducción	57
5.1.1. Interferómetro de Mach-Zehnder	57
5.2. Holografía de Fresnel	57
5.2.1. Grabado y Reconstrucción con el arreglo de interferómetro de Michelson	60
5.2.2. Grabado y Reconstrucción con el arreglo del interferómetro de Mach-Zehnder	74
 6. Conclusiones	 117
6.0.3. Trabajo a futuro	119
 A. Método de Reconstrucción de Respuesta al Impulso	 125
 B. Método de Reconstrucción de Función de Transferencia Óptica	 127

Índice de figuras

1.1. a)Holograma grabado: el patrón de interferencia producido por la onda de referencia y la onda objeto son grabados. b) Imagen Reconstruida: luz difractada por el holograma reconstruido de la onda objeto	2
2.1. Interferencia de dos ondas planas	12
2.2. Interferómetro de Michelson	13
2.3. Una disposición conceptual del interferómetro de Michelson	15
2.4. Interferómetro de Young	18
2.5. Principio de Huygens	20
2.6. Geometría de los planos P_0 y P	21
2.7. Vector de la onda $\vec{k}$	21
2.8. Circulo unitario en espacio con una dirección coseno.	24
2.9. Ilustración de las partes de propagación y evanescencia en el campo de la onda difractada, sobre (a) abertura cuadrada, (b) abertura circular	25
2.10. Ilustración de las partes de propagación en el campo de la onda difractada de Respuesta al Impulso, sobre (a) abertura cuadrada, (b) abertura circular	27
3.1. Sistema óptico usado para grabar hologramas en línea	30
3.2. Sistema óptico usado para reconstruir la imagen de holografía en línea	31
3.3. Grabado de un holograma con un haz de referencia fuera de eje.	32
3.4. Imagen reconstruida por un holograma grabado con un haz de referencia fuera de eje.	34
3.5. Espectro de la frecuencia espacial de (a) el haz objeto y (b) un holograma recuperado con un haz de referencia fuera de eje.	35
3.6. Sistema óptico usado en el grabado de un holograma de Fourier.	36
3.7. Imagen reconstruida por un holograma de Fourier.	37
3.8. Holograma reconstruido por la Transformada de Fourier. Imagen tomada de Tesis: Rosa Edith Farías Díaz	38
3.9. Sistema óptico usado para el grabado del holograma de Fourier sin lentes.	39
3.10. Sistema óptico usado para el grabado de hologramas imagen	40
3.11. a) Grabado, y b) reconstrucción de un holograma de pinhole	41
3.12. Formación de un holograma de Fraunhofer	41
4.1. Sistema de coordenadas usado para el estudio de formación de imágenes para holografía a) Grabado del holograma, b) Imagen reconstruida	44

4.2.	Formación de imagen ortoscópica y pseudoscópica por un holograma, a) Grabado del holograma, b) Imagen reconstruida	48
4.3.	Producción de una imagen real orthoscopica para el grabado de dos hologramas sucesivos	50
4.4.	Imagen reconstruida por un holograma fuera de eje: el propio holograma es la pupila	53
4.5.	Formación de la imagen con una reconstrucción de pupila externa.	55
5.1.	Interferómetro de Mach-Zehnder	58
5.2.	a) Tarjeta USAF negativa, b) Tarjeta USAF positiva	59
5.3.	Sistema ópto-electrónico para el grabado de filtro holográfico	60
5.4.	Esquema del sistema ópto-electrónico de la Fig. (5.3)	61
5.5.	a) Segmentación de tarjeta USAF b) Filtro grabado a una distancia de 19 cm de la CCD	62
5.6.	a) Filtro grabado a una distancia de 19cm de la CCD, b) Reconstrucción FTO a una distancia de 16cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 16cm	63
5.7.	a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D	64
5.8.	a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D	65
5.9.	Mapeo en 3D del numero 5	66
5.10.	Mapeo en 3D	67
5.11.	a) Segmentación de tarjeta USAF para el numero 3 b) Filtro grabado a una distancia de 10 cm de la CCD	68
5.12.	a) Filtro grabado a una distancia de 10 cm de la CCD, b) reconstrucción FTO a una distancia de 16 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 10 cm	69
5.13.	a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D	70
5.14.	a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D	71
5.15.	Mapeo en 3D	72
5.16.	Mapeo en 3D de una linea	73
5.17.	Sistema ópto-electrónico para el grabado de filtro holográfico, basado en el interferómetro de Mach-Zehnder	74
5.18.	Esquema del sistema ópto-electrónico de Mach-Zehnder	75
5.19.	a) Segmentación de tarjeta USAF b) Filtro grabado a una distancia de 10 cm de la CCD	76
5.20.	a) Filtro grabado a una distancia de 27 cm de la CCD, b) reconstrucción FTO a una distancia de 56 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 56 cm	77
5.21.	a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D	78
5.22.	a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D	79
5.23.	Mapeo en 3D del número 3	80
5.24.	Mapeo en 3D del número 3	81
5.25.	Sistema ópto-electrónico para el grabado de filtro holográfico, basado en el interferómetro de Mach-Zehnder	82
5.26.	Esquema del sistema ópto-electrónico de la Fig. (5.25)	83
5.27.	a) Segmentación de tarjeta USAF b) Filtro grabado a una distancia de 13 cm de la CCD	84

5.28. (a) Filtro grabado a una distancia de 13 cm de la CCD, (b) reconstrucción FTO a una distancia de 31 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 31 cm	85
5.29. Mapeo en 3D con cambio de contraste en la recuperación	86
5.30. Mapeo en 3D con cambio de contraste en la recuperación	87
5.31. Imagen 3D de una parte de la recuperación del método FTO que se muestra en la Fig. 5.28 b).	88
5.32. Imagen 3D de una parte de la recuperación del método RI que se muestra en la Fig. 5.28 c).	89
5.33. a) Filtro grabado, b) reconstrucción FTO a una distancia de 11 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 11 cm	90
5.34. (a) Filtro grabado a una distancia de 6 cm de la CCD, (b) reconstrucción FTO a una distancia de 6 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 6 cm	91
5.35. a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.33.	92
5.36. a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.33.	93
5.37. a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.34	94
5.38. a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.34	95
5.39. Imagen 3D de una parte de la recuperación del método FTO que se muestra en la Fig. 5.33 b)	96
5.40. Imagen 3D de una parte de la recuperación del método RI que se muestra en la Fig. 5.33 c)	97
5.41. Imagen 3D de una parte de la recuperación del método FTO que se muestra en la Fig. 5.34 b).	98
5.42. Imagen 3D de una parte de la recuperación del método RI que se muestra en la Fig. 5.34 c).	99
5.43. Sistema ópto-electrónico tipo Mach-Zehnder para el grabado de filtros holográficos de muestras microbiológicas, en el cual se muestran las medidas y nombres de los dispositivos utilizados.	100
5.44. a) filtro holográfico, b) la recuperación FTO se hizo a una distancia de 9 mm y c) la recuperación RI se realizó a una distancia de 2 cm	101
5.45. a) Reconstrucción FTO en negativo de la imagen de sangre, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.44	102
5.46. a) Reconstrucción RI en negativo de la imagen de sangre, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.44	103
5.47. Recuperación en 3D del método FTO de la recuperación de la Fig. 5.44 b)	104
5.48. Recuperación en 3D del método RI de la recuperación de la Fig. 5.44 c).	105
5.49. a) filtro holográfico, b) la recuperación FTO se hizo a una distancia de 2 cm y c) la recuperación RI se realizó a una distancia de 2 cm	106
5.50. a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.49	107
5.51. a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.49	108
5.52. Recuperación en 3D del método FTO de la recuperación de la Fig. 5.44 b)	109
5.53. Recuperación en 3D del método RI de la recuperación de la Fig. 5.44 c)	110
5.54. a)tarjeta <i>USAF</i> negativa, b)sección por donde pasa la luz y c) Filtro obtenido com un objetivo de 50 x.	111
5.55. a) filtro holográfico, b)la recuperación FTO se hizo a una distancia de 2 mm y c) la recuperación RI se realizó a una distancia de 2 cm	112

5.56. a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.55	113
5.57. a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.55	114
5.58. Recuperación en 3D del método FTO de la recuperación de la Fig. 5.55 b)	115
5.59. Recuperación en 3D del método RI de la recuperación de la Fig. 5.55 c)	116
6.1. Medida de contraste en recuperaciones.	119

Capítulo 1

Introducción

1.1. Introducción

En 1948 Dennis Gabor presenta públicamente la holografía o reconstrucción del frente de onda; él buscaba una herramienta para mejorar la resolución y definición del microscopio electrónico, compensando por medios ópticos las deficiencias de su imagen. Él propone realizar esto mediante un registro fotográfico de imágenes, es decir, una técnica semejante a la fotografía que permite reproducir imágenes de un objeto. La diferencia entre ambas técnicas es que esta vez no se registra la imagen del objeto si no que también las ondas de luz que refleja dicho objeto. De esta forma en poco tiempo se puede conseguir grabar gran cantidad de información gracias al principio de superposición de ondas, al poner información superpuesta en distintas capas.

Un holograma se graba usualmente sobre una placa fotográfica, la cual produce una imagen tridimensional, además, al realizar un holograma, el grabado no involucra una imagen de la escena convencional.

Las únicas características de holografía es el grabado de fase y amplitud de las ondas de luz que refleja el objeto. El material utilizado en el grabado solamente responde a la intensidad de la imagen, es necesario convertir la información de fase en variación de intensidad. La holografía se realiza mediante el uso de iluminación coherente e introduciendo una onda de referencia derivada de la misma fuente de luz. La placa fotográfica graba el patrón de interferencia producido por la onda de referencia y las ondas dispersadas del objeto, como se muestra en la Figura 1.1 a).

La intensidad en cualquier punto en este patrón de interferencia también depende de la fase de la onda objeto, el grabado resultante (holograma) contiene información de fase así como de la onda objeto. Si el holograma se ilumina una vez más con la onda de referencia este reconstruye el objeto, como se muestra en la Figura 1.1 b). El observador puede ver a través del holograma una imagen tridimensional [1].

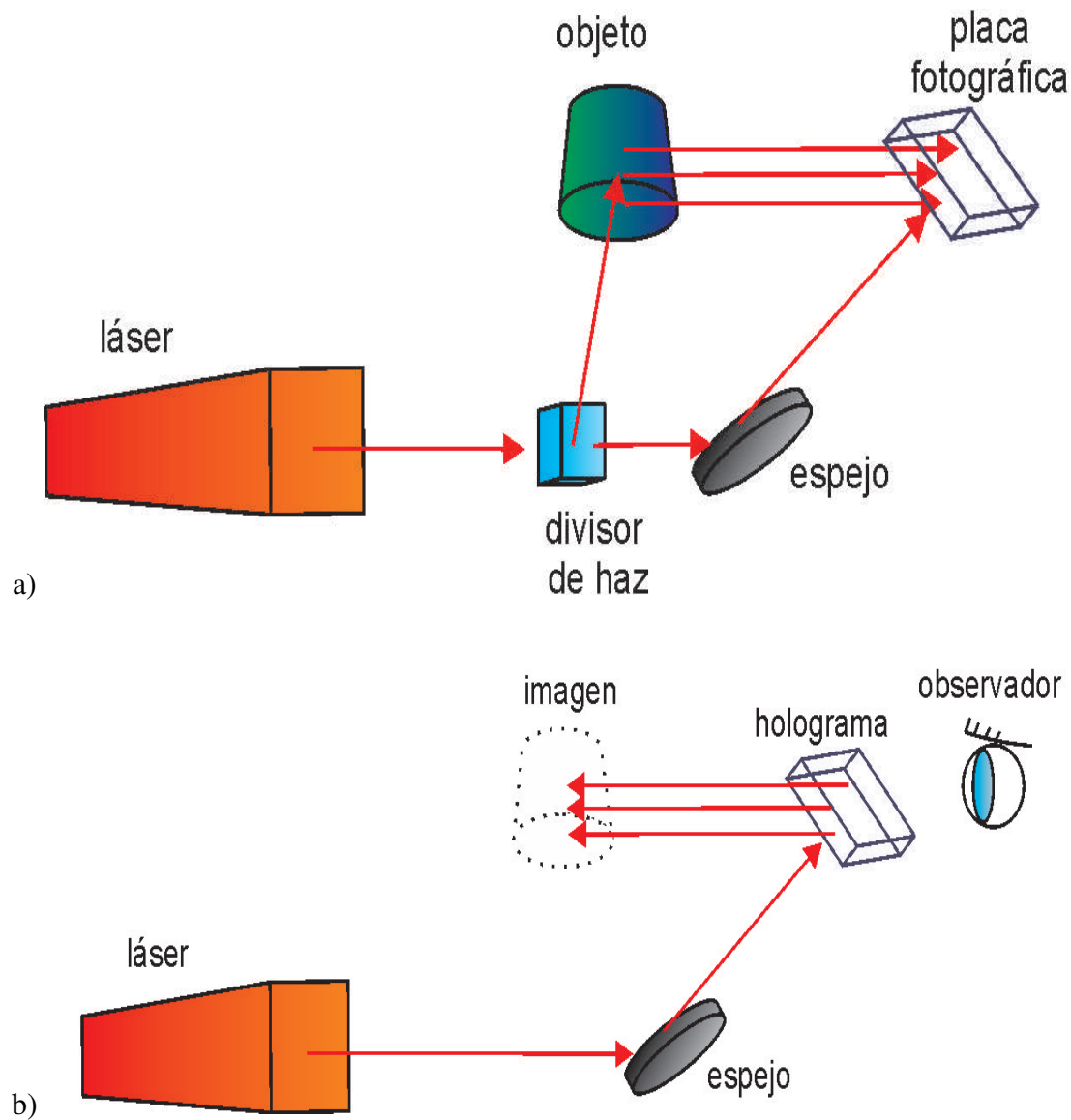


Figura 1.1: a) Holograma grabado: el patrón de interferencia producido por la onda de referencia y la onda objeto son grabados. b) Imagen Reconstruida: luz difractada por el holograma reconstruido de la onda objeto

1.2. Aplicaciones

La holografía es única para el grabado y reconstrucción de ondas de luz, lo cual es invaluable en la industria, ciencia, negocios y educación.

La holografía es una técnica no destructiva uno de sus usos esta en el estudio de muestras biológicas, el uso de una luz fluorescente en los microscopios no permite estudiar con más detalle la muestra, la luz fluorescente libera niveles altos de radiación que dañan las muestras, es aquí donde la holografía realiza un grabado rápido, para después realizar una reconstrucción sin que afecte a la muestra.

Las técnicas de interferometría holográfica se aplican en el estudio en tiempo real de deformaciones de retina en humanos. La holografía permite obtener imágenes tridimensionales y de alta resolución de cavidades, tejidos y órganos internos del cuerpo humano.

La holografía es ideal para archivar grabados de piezas de museos. Por ejemplo, la forma de un hombre de 2300 años desenterrado en Lindow Moss en una zona de pantanos en Cheshire Inglaterra, fue grabado por un láser pulsado para ser estudiado [2]. El departamento de ciencia forense de Scotland Yard realizó una reconstrucción del modelo del Hombre Lindow .

El almacenamiento de información, sea texto, sonido o imagen, se realiza en la actualidad mediante memorias ópticas [3]. Por ejemplo, un DVD puede almacenar unos 4 Gbytes (GB) de información. Pero en los próximos años van a irrumpir en el mercado las memorias holográficas, que registran la información en las tres dimensiones de un fotopolímero. Variando la longitud de onda y la dirección de la onda de referencia durante la grabación de información, se consiguen grandes cantidades de almacenamiento, y también gran velocidad de acceso para la recuperación de los datos. No tardarán mucho en estar en el mercado "holodiscos".

1.3. Objetivos

1.3.1. Objetivo general

Recuperar objetos reflectantes y transparentes mediante holografía digital fuera de eje.

1.3.2. Objetivos particulares

Grabar objetos reflejantes mediante sistemas interferométricos tipo Michelson.

Recuperar la fase de objetos mediante los métodos de a) Respuesta al Impulso (RI) y b) Función de Transferencia Óptica (FTO). Aplicar estos métodos estudiados a objetos microscópicos.

Implementar diferentes sistemas ópto-electrónicos, con los cuales realizar el grabado de la onda de referencia interfiriendo con la onda dispersa que refleja o transmite el objeto.

Realizar una visualización en 3D de la forma digital de la imagen del objeto reconstruido.

1.4. Estados del Arte de las técnicas Holográficas

La holografía digital (HD) es una tecnología emergente del nuevo paradigma en aplicaciones de imagen en general. Mediante la sustitución de los procedimientos fotoquímicos de la holografía convencional con la formación electrónica de imágenes, se abre una puerta con amplia gama de nuevas capacidades. Aunque muchas de las notables propiedades de holografía se han conocido durante décadas, sus aplicaciones prácticas han sido limitadas debido a los engorrosos procedimientos y requisitos estrictos del equipo. Un proceso de tiempo real no es factible, a excepción de fotorefractivos y otros materiales especiales. En holografía digital, el patrón de interferencia holográfica está generado ópticamente por superposición de haces, el haz objeto y haz referencia, que se muestrea digitalmente por un dispositivo CCD (Charge-Coupled Device) dispositivo de carga acoplada y se transfiere a un ordenador como una matriz de números. La propagación del campo óptico es completamente y exactamente descrita por la teoría de difracción, lo que permite la reconstrucción numérica de la imagen como una matriz de números complejos que representan la amplitud y la fase del campo óptico. Holografía digital ofrece una serie de ventajas importantes, tales como la capacidad para adquirir hologramas rápidamente, la recuperación de amplitud y fase, la versatilidad del interferómetro y las técnicas de procesamiento de imagen. En efecto, la holografía digital por difracción permite obtener imágenes y técnicas de procesamiento de imágenes que son difíciles o imposibles en espacio de holografía real.

La holografía fue inventada en 1948 por Dennis Gabor en un esfuerzo para mejorar la resolución del microscopio electrónico, donde la corrección de aberraciones en lentes de electrones plantea un aumento en la dificultad técnica. En lugar de intentar perfeccionar la imagen del electrón lente, Gabor observa que el patrón de difracción de haz de electrones contenía información completa sobre la amplitud y la fase de la onda electrónica. El registro del electrón a partir de la difracción de la onda se utiliza para sintetizar ópticamente el campo del objeto. Esto permitió el uso de óptica de luz visible para formación de imagen, y era mucho más fácil y más desarrollado en comparación de óptica electrónica. Llamó la nueva imagen principio de Holografía, por su capacidad para registrar el conjunto de campo óptico [4-5].

El principio de holografía se aplicó inmediatamente a la grabación de imágenes por luz visible [6]. Pero tuvo que esperar dos inventos fundamentales para que su potencial se hiciera realidad. Una de ellas era la poderosa fuente de luz coherente, el láser para proporcionar la interferencia de alta calidad. El otro, debido a Leith y Upatnieks [7-8], era iluminación fuera de eje con una onda de referencia separada, eliminando así el problema de imagen de orden cero y las imágenes gemelas de Gabor. Pronto nuevas técnicas y aplicaciones de holografía se comenzarán a desarrollar. La holografía es ahora un campo maduro, un excelente estudio se da, por ejemplo,

en Ref. [9]. También fue observado desde el principio que el uso de estructuras no planas del haz de referencia puede dar lugar a diversas manipulaciones de salida holográfica, que van desde el aumento de la imagen para el procesamiento de imágenes complejas, tales como el cifrado, el reconocimiento de patrones, memoria asociativa, y redes neuronales [10]. En lugar de placas fotográficas o películas, la holografía en tiempo real es posible. De hecho, ahora entendemos mucho de óptica no lineal como generalización del principio de holografía, incluyendo la fase conjugada, la mezcla de cuatro ondas y el eco de fotones [11]. El proceso de holografía se desarrolla para otras regiones del espectro electromagnético, especialmente en holografía de rayos X, con su perspectiva de resolución atómica [12], así como para micro-holografía de los organismos vivos [13].

Para muchas áreas de aplicación, la operación en tiempo real es de crítica importancia, pero es difícil con holografía convencional. Incluso fotorefractivos y otros sistemas ópticos no lineales requieren un cuidado considerable, equipos y técnicas para ponerlas en práctica, se han visto limitados solamente las aplicaciones prácticas. Holografía digital reemplaza los procesos de grabación físicas y químicas, y el proceso de reconstrucción óptica con el cálculo numérico. La propagación de campos ópticos es completa y exactamente descrita por la teoría de la difracción, en 1967, Goodman y Lawrence demostraron la viabilidad de reconstrucción numérica de una imagen en un holograma de Fourier detectado por una cámara vidicon [14]. Schnars y Jueptner, en 1994, fueron los primeros en utilizar una cámara CCD (Charge-Coupled Device), conectada directamente a un equipo, y así calcular la imagen en una configuración en holografía de Fresnel [15]. En lo que ahora se llama la holografía digital (HD), la interferencia holográfica es producida por procesos ópticos en el espacio real, mientras que la reconstrucción es por cálculo numérico. A la inversa, en la holografía generada por ordenador (HGC), el holograma puede ser producido por cálculo numérico dentro de un ordenador, seguido por impresión o otras salidas al espacio real [16]. La reconstrucción se lleva a cabo entonces por medios ópticos. HGC tiene muchas propiedades interesantes y aplicaciones, tales como la capacidad de establecer arbitrariamente propiedades deseadas como amplitud y fase del campo óptico de salida a partir de objetos ficticios. HGC no es un tema de esta revisión [17].

En el grabado directo de interferencia holográfica, y debido a la creciente velocidad del cálculo holográfico en tiempo real, imágenes holográficas ahora son posibles y más importante la representación completa y exacta del campo óptico como una matriz de números complejos que permite muchas capacidades de procesamiento en imágenes y que son difíciles o no factible en la holografía en espacio real [18]. Diversas técnicas útiles y especiales se han desarrollado para mejorar las capacidades y ampliar la gama de aplicaciones. En la microscopía holográfica digital, un holograma único se utiliza para enfocar numéricamente la imagen holográfica a cualquier distancia [19,20]. El acceso directo a la información de fase conduce a la microscopía de fase cuantitativa con nanómetros de sensibilidad en objetos de fase transparentes o reflectantes, [21,22] que permiten manipulaciones adicionales tales como corrección de aberraciones [23]. El desenvolvimiento de múltiples longitudes de onda, son la fase y el robusto método para eliminar discontinuidades de 2π en comparación con algoritmos de software basados en los métodos que aparecen en la ref. [24] para la recuperación de fase.

Una limitación importante de holografía digital es el número de píxeles y la resolución de

la imagen en dispositivos. Eliminación de imágenes gemelas y por desplazamiento de fase en holografía digital permiten un uso eficiente de la matriz de píxeles [25]. Holografía digital de Gabor fuera de eje, es útil para aplicaciones en imágenes de partículas, proporcionando una 4-D de espacio-tiempo [26]. Naturalmente la Holografía digital a evolucionado a partir del esfuerzo por utilizar imágenes electrónicas en interferometría, tal como en interferometría electrónica de patrón speckle (IEPS) [27]. Metrología de las deformaciones y vibraciones es un área de aplicación importante de holografía digital [28]. El procesamiento óptico, tal como el reconocimiento de patrones y encriptación por la holografía digital también ofrece nuevos desarrollos.

1.5. Aportaciones

Esta tesis aporta un análisis teórico-práctico de holografía, así como la puesta en marcha de sistemas ópto-electrónicos que permiten realizar el grabado de los frentes de onda que interfieren. Se realiza un análisis de dos métodos de reconstrucción para obtener de forma digital la recuperación de la imagen objeto y así observar en $3D$ la profundidad y características de la imagen objeto.

Las recuperaciones de filtros holográficos contienen la separación de ondas empleadas en el grabado, la onda de referencia corresponde a la parte plana de imagen objeto reconstruida, y la onda objeto corresponde a la profundidad de reconstrucción del objeto analizado, de esta forma se realiza una visualización de profundidades del objeto, con respecto a una referencia.

Los sistemas ópto-electrónicos empleados en la reconstrucción de frentes de onda, permiten realizar el grabado de filtros holográficos en diferentes muestras, sean reflexivas o de transmisión, el interferómetro de Mach-Zehnder permite analizar muestras microbiológicas, como es el caso de un glóbulo rojo de sangre, el cual al realizar la reconstrucción del filtro holográfico permite observar la profundidad, y forma. Este glóbulo si lo visualizáramos en un microscopio observaríamos una foto es decir el glóbulo en $2D$, y con estos arreglos interferométricos y con la reconstrucción se puede observar en $3D$.

Capítulo 2

Principios Fundamentales de Holografía

2.1. Introducción

En este capítulo se establece la ecuación de onda, también se revisan brevemente los fenómenos de interferencia y de difracción. Así mismo los métodos empleados en la recuperación de hologramas digitales a partir de la integral de difracción de Fresnel o de campo cercano.

2.2. Ondas de Luz

Las ondas pueden ser descritas como ondas electromagnéticas o como una corriente de partículas llamadas fotones [29]. El modelo usado depende del experimento bajo investigación. Estos modelos se complementan uno del otro, pero son necesarios para describir el fenómeno de la luz. La interacción de la luz con la estructura del átomo lo describe la óptica cuántica. La refracción, difracción e interferencia son perfectamente descritas por el modelo ondulatorio, el cual está basado en la teoría de la electromagnética clásica.

Las ondas de luz pueden ser descritas además por el campo eléctrico o magnético. La interferencia y la difracción forman las bases de la holografía. La teoría para describir apropiada es por lo tanto el modelo ondulatorio. La oscilación cuantitativa son el campo eléctrico y el magnético. Las amplitudes de los campos oscilan perpendicularmente a la dirección de propagación de la luz y perpendicularmente una de otra, esto es, las ondas de luz son un fenómeno transversal.

La propagación de la luz se describe por la ecuación de onda, la cual proviene de las ecuaciones de Maxwell. La ecuación de onda en el vacío está dada por,

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.2.1)$$

Aquí $\vec{E}$ es el campo eléctrico y ∇^2 es el operador Laplaciano definido como,

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (2.2.2)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío

$$c = 299792458 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (2.2.3)$$

El campo eléctrico $\vec{E}$ es un vector de volumen debido a que puede ser graficado en el espacio tridimensional, el cual podría vibrar en alguna dirección, es perpendicular a la propagación de la luz. Sin embargo, en algunas aplicaciones la onda vibra solamente en un sólo plano. Se dice entonces que esta luz está linealmente polarizada. Considérese la ecuación de onda escalar, dada por,

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.2.4)$$

donde la luz se propaga en dirección z . Podría ser fácil de verificar, para una onda de luz con polarización lineal, plana armónica la cual se describe por,

$$E(x, y, z, t) = a \cos \left(wt - \vec{k} \cdot \vec{r} - \phi_0 \right), \quad (2.2.5)$$

la cual es una solución de la ecuación de onda.

El término $E(x, y, z, t)$ es el modulo del vector de campo eléctrico en un punto con vector espacial $\vec{r} = (x, y, z)$ en el tiempo t . La cantidad a es nombrada amplitud. El vector de onda $\vec{k}$ describe la dirección de propagación de la onda, w frecuencia angular y ϕ_0 es llamado fase.

$$\vec{k} = k\vec{n}, \quad (2.2.6)$$

donde $\vec{n}$ es un vector unitario en la dirección de propagación. Los puntos con la misma fase se localizan sobre planos paralelos perpendiculares a la dirección de propagación. El módulo de $\vec{k}$ llamado número de onda se calcula por,

$$|\vec{k}| = k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2.2.7)$$

La frecuencia angular w corresponde a la frecuencia f de la onda de luz, $w = 2\pi f$.

La frecuencia f y longitud de onda λ son relacionadas por la velocidad de la luz, por medio de $c = \lambda f$.

El término de la variación espacial,

$$\phi = -\vec{k} \cdot \vec{r} - \phi_0, \quad (2.2.8)$$

es llamado fase, con fase constante ϕ_0 . Algunos autores designan argumentos enteros de la función coseno, $wt - \vec{k} \cdot \vec{r} - \phi_0$, como fase. La definición de la Ec. (2.2.8) es favorable para describir el proceso de holografía.

La longitud de onda en el vacío de la luz visible están en el rango de 400 nm (violeta) a 780 nm (rojo profundo). El rango de frecuencia correspondiente es de $7,5 \cdot 10^{14}$ Hz a $3,8 \cdot 10^{14}$ Hz. Los sensores de luz como por ejemplo el ojo humano, fotodiodo, películas fotográficas o CCD (Charge-Coupled Device) no son capaces para detectar altas frecuencias debido a razones técnicas y física. En la práctica se puede medir directamente solo la intensidad, ésta es proporcional al tiempo promedio del cuadrado del campo eléctrico

$$\begin{aligned} I &= \varepsilon_0 c \langle E^2 \rangle_t, \\ &= \varepsilon_0 c \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E^2 dt, \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

donde $\langle \rangle$, indica el tiempo promedio sobre alguna luz periódica. El factor constante $\varepsilon_0 c$, resulta si la intensidad es formalmente derivada de las Ecs. de Maxwell. La constante ε_0 es la permitividad del vacío, cuyo valor es $8,8541878176 \times 10^{-12} \frac{F}{m}$.

Para una onda plana la Ec. (2.2.5) se sustituye en la siguiente Ec. (2.2.9)

$$\begin{aligned} I &= \varepsilon_0 c a^2 \left\langle \cos^2 \left(wt - \vec{k} \cdot \vec{r} - \phi_0 \right) \right\rangle_t, \\ &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 c a^2. \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

Retomando la Ec. (2.2.10) la intensidad es calculada tomando la amplitud al cuadrado.

La Ec. (2.2.5) puede ser descrita en la forma compleja como

$$E(x, y, z, t) = a \text{Re} \{ \exp(i(wt - \vec{k} \cdot \vec{r} - \phi_0)) \}, \quad (2.2.11)$$

donde Re denota la parte real de la función compleja. Para cálculos esta Re puede ser omitida. Sin embargo, solamente la parte real representa a la onda física

$$E(x, y, z, t) = a \exp(i(wt - \vec{k} \cdot \vec{r} - \phi_0)). \quad (2.2.12)$$

Una ventaja de la representación compleja es que permite la separación del factor espacial y el temporal

$$E(x, y, z, t) = a \exp(i\phi) \exp(i\omega t). \quad (2.2.13)$$

En algunos cálculos de óptica solamente la distribución espacial de onda es de interés. En este caso se considera solamente la amplitud del campo eléctrico, denominado amplitud compleja,

$$A(x, y, z) = a \exp(i\phi). \quad (2.2.14)$$

Las Ecs. (2.2.13) y (2.2.14) ahora no son válidas para ondas planas, pero en general para ondas tridimensionales cuya amplitud a y fase ϕ podrían ser funciones de x , y y z .

En notación compleja, la intensidad I se calcula simplemente por el módulo al cuadrado de la amplitud compleja

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |A|^2, \\ &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 c A^* A, \\ &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 c a, \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

donde $*$ denota el complejo conjugado. En algunos cálculos prácticos de la I no interesa el factor $1/2\varepsilon_0 c$ y puede ser despreciado, por lo que la intensidad es simple de calcular por $I = |A|^2$.

2.3. Interferencia

La superposición de dos o más ondas en el espacio es llamada interferencia. Si cada onda $\vec{E}_i(\vec{r}, t)$ es una solución de la ecuación de onda, la superposición es también una solución. Esto es así porque la ecuación de onda es una ecuación diferencial lineal.

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = \sum_i \vec{E}_i(\vec{r}, t), \quad i = 1, 2, \dots \quad (2.3.1)$$

La interferencia de dos ondas monocromáticas se da con frecuencia y longitud de onda igual. Así mismo las ondas tienen que tener la misma dirección de polarización, la amplitud compleja de las ondas es

$$A_k(x, y, z) = a_k \exp(i\phi_k), \quad k = 1, 2 \quad (2.3.2)$$

El resultado de esta amplitud compleja es entonces calculado por la suma de las amplitudes individuales

$$A = A_1 + A_2, \quad (2.3.3)$$

La intensidad está dada por el módulo al cuadrado de la suma de las amplitudes

$$\begin{aligned} I &= |A_1 + A_2|^2, \\ &= (A_1 + A_2)(A_1 + A_2)^*, \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos(\phi_1 - \phi_2) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\phi, \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

I_1, I_2 son las intensidades individuales y donde

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2. \quad (2.3.5)$$

La intensidad resultante es la suma de las intensidades individuales más el termino de interferencia $2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\phi$, que depende de la diferencia de fase entre las ondas. La intensidad alcanza su máximo en todos los puntos a los que se aplica

$$\Delta\phi = 2n\pi, \quad n = 1, 2 \quad (2.3.6)$$

Esto es llamado interferencia constructiva. La intensidad alcanza su mínimo, donde

$$\Delta\phi = (2n + 1)\pi, \quad n = 1, 2$$

Esto es llamado interferencia destructiva.

El entero n es el orden de interferencia. Un patrón de interferencia consiste de franjas oscuras y brillantes como un resultado de interferencia constructiva y destructiva. La teoría escalar aplicada aquí puede también ser usada para ondas con diferentes direcciones de polarización. La superposición de dos ondas planas que interfieren en un ángulo θ con respecto uno del otro, resulta en un patrón de interferencia, con la misma separación. La Figura 2.1 muestra evidentemente que

$$\begin{aligned} \sin\theta_1 &= \frac{\Delta l_1}{d}, \\ \sin\theta_2 &= \frac{\Delta l_2}{d}. \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

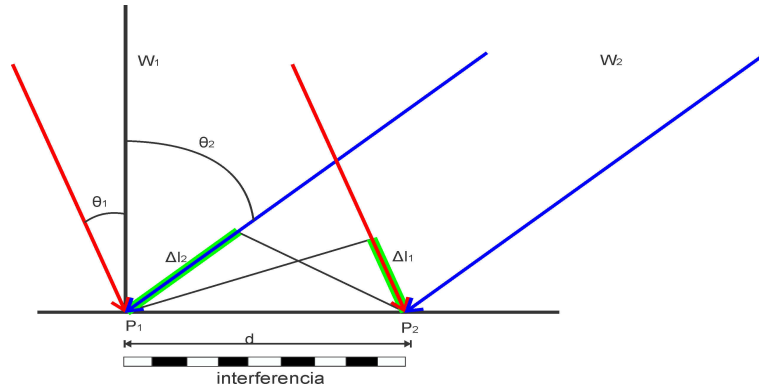


Figura 2.1: Interferencia de dos ondas planas

Las cantidades θ_1 y θ_2 son los ángulos entre la dirección de propagación del frente de onda y la parte vertical de la pantalla. La longitud Δl_2 es la diferencia de camino del frente de onda W_2 con respecto al frente de onda W_1 en la posición de la máxima interferencia P_1 (W_2 viaja un largo camino hacia P_1 a diferencia de W_1). En la aproximación máxima P_2 la condición es cambiada: ahora W_1 viaja un camino muy largo; la diferencia de camino, de W_2 con respecto a W_1 es $\Delta l_1 + \Delta l_2$. Esta diferencia es igual a una longitud de onda. De esta manera la condición de interferencia es

$$\Delta l_1 + \Delta l_2 = \lambda. \quad (2.3.8)$$

Combinando la Ec. (2.3.7) con (2.3.8) esto resulta

$$\begin{aligned} d &= \frac{\lambda}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2} \\ &= \frac{\lambda}{2 \sin \left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \right) \cos \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2} \right)}. \end{aligned} \quad (2.3.9)$$

La aproximación $\cos (\theta_1 - \theta_2)/2 \approx 1$ y $\theta = \theta_1 + \theta_2$ dada por

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)} \quad (2.3.10)$$

En lugar del espacio de las franjas d , el patrón de franjas puede también ser descrito por la frecuencia espacial f , lo cual es recíproca de d

$$\begin{aligned} f &= d^{-1} \\ &= \frac{2}{\lambda} \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \end{aligned} \quad (2.3.11)$$

2.4. Coherencia

Generalmente el resultado de intensidad de dos fuentes diferentes, ejemplo dos fuentes de luz eléctrica que inciden directamente sobre una pantalla, instantáneamente no provocan franjas oscuras y brillantes como se dijo en la Ec. (2.3.4) teniendo solamente un campo brillante uniforme de acuerdo a la suma de las intensidades individuales que llegan a ser visibles. A fin de generar interferencia de franjas, la fase de la onda individual debe ser correlacionada. Esta propiedad de correlación se denomina coherencia. La coherencia es capaz de hacer interferir a la luz. Dos aspectos de coherencia son, la coherencia temporal y espacial. La coherencia temporal describe la correlación de la onda con ella misma en diferentes instantes [30]. La coherencia espacial trata de la correlación mutua de diferentes partes del mismo frente de onda.

2.4.1. Coherencia Temporal

El prototipo de una interferencia de dos ondas es el interferómetro de Michelson [31]. Su configuración se ilustra en la Figura 2.2 un láser emite una onda, parte de la cual viaja en línea recta, el divisor de haz (O) divide la onda en dos: un segmento se desplazará hacia la derecha y el otro hacia arriba al fondo. Las dos ondas se reflejarán en los espejos M_1 y M_2 y regresarán al divisor de haz, parte de la onda procedente de M_2 pasará a través del divisor de haz y parte de la onda proveniente de M_1 es desviada por el divisor de haz hacia el detector. Las dos se unen y producen un patrón de interferencia.

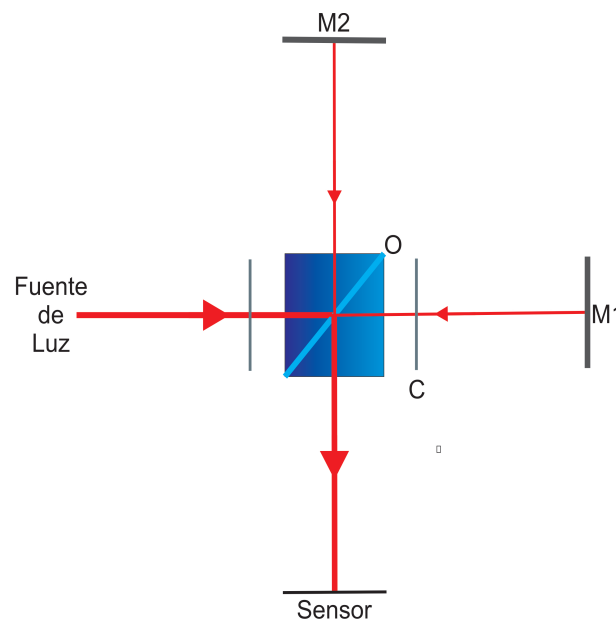


Figura 2.2: Interferómetro de Michelson

Cada haz cruzará igual espesor de vidrio únicamente cuando una placa compensadora C se introduzca en el brazo OM_1 . El compensador es un duplicado exacto del divisor de haz, este se

coloca a un ángulo de 45° tal que O y C sean mutuamente paralelas. Colocado el compensador, cualquier diferencia de camino óptico se debe a la diferencia de camino real. Además, a causa de la dispersión del divisor de haz, el camino óptico es una función de λ . Por lo tanto, para un trabajo cuantitativo, el interferómetro sin la placa compensadora puede utilizarse sólo con una fuente cuasimonocromática. La inclusión del compensador anula el efecto de dispersión de manera que incluso una fuente con ancho de banda muy grande generará franjas observables.

Para entender cómo se forman las franjas, se hace referencia a la construcción formada en la Figura 2.3, donde los componentes físicos se representan más como superficies con descripción analítica.

Un observador en la posición del sensor podría ver simultáneamente ambos espejos M_1 y M_2 junto con la fuente Σ en el divisor de haz. Se dibuja como si todos los elementos estuvieran en línea recta. M'_1 corresponde a la imagen del espejo M_1 en el divisor de haz y Σ se gira para alinearla con O y M_2 . Las posiciones de estos elementos dependen de sus distancias relativas respecto a O , por ejemplo, M'_1 puede estar enfrente de, atrás de, o coincidir con M_2 y pueden incluso pasar enfrente de él. Las superficies Σ_1 y Σ_2 son las imágenes de la fuente Σ en los espejos M_1 y M_2 , respectivamente. Se considera un solo punto S sobre la fuente emitiendo luz en todas las direcciones y sigamos el recorrido de uno de los rayos salientes. En realidad, una onda procedente S se dividirá en O y sus componentes se reflejarán posteriormente en M_1 y M_2 . En el diagrama, se representa reflejando el rayo en M_2 y M'_1 . Para un observador, los dos rayos reflejados aparecerán provenientes de los puntos imagen S_1 y S_2 (obsérvese que todos los rayos mostrados en las Figuras 2.3 a) y b) comparten un plano de incidencia común). Para todo fin práctico, S_1 y S_2 son fuentes puntuales coherentes y podemos anticipar una distribución de la densidad de flujo que obedece a la Ecuación (2.3.4). Las fuentes S_1 y S_2 tienen el mismo tren de longitud de onda el cual es llamado longitud de coherencia L . El tiempo correspondiente de emisión del tren de onda es llamado coherencia temporal.

$$\tau = \frac{L}{c}. \quad (2.4.1)$$

Una onda viaja con longitud finita L , correspondiente a la luz con ancho de espectro finito Δf ,

$$L = \frac{c}{\Delta f}. \quad (2.4.2)$$

La luz con larga longitud de coherencia es llamada luz altamente monocromática. La longitud de coherencia es de esta forma una medida para el ancho espectral.

La longitud de coherencia típica de la luz radia desde fuentes térmicas, ejemplos, de ellos son el foco de luz eléctrica ordinaria que está en el rango de algunos micrómetros, que algunas

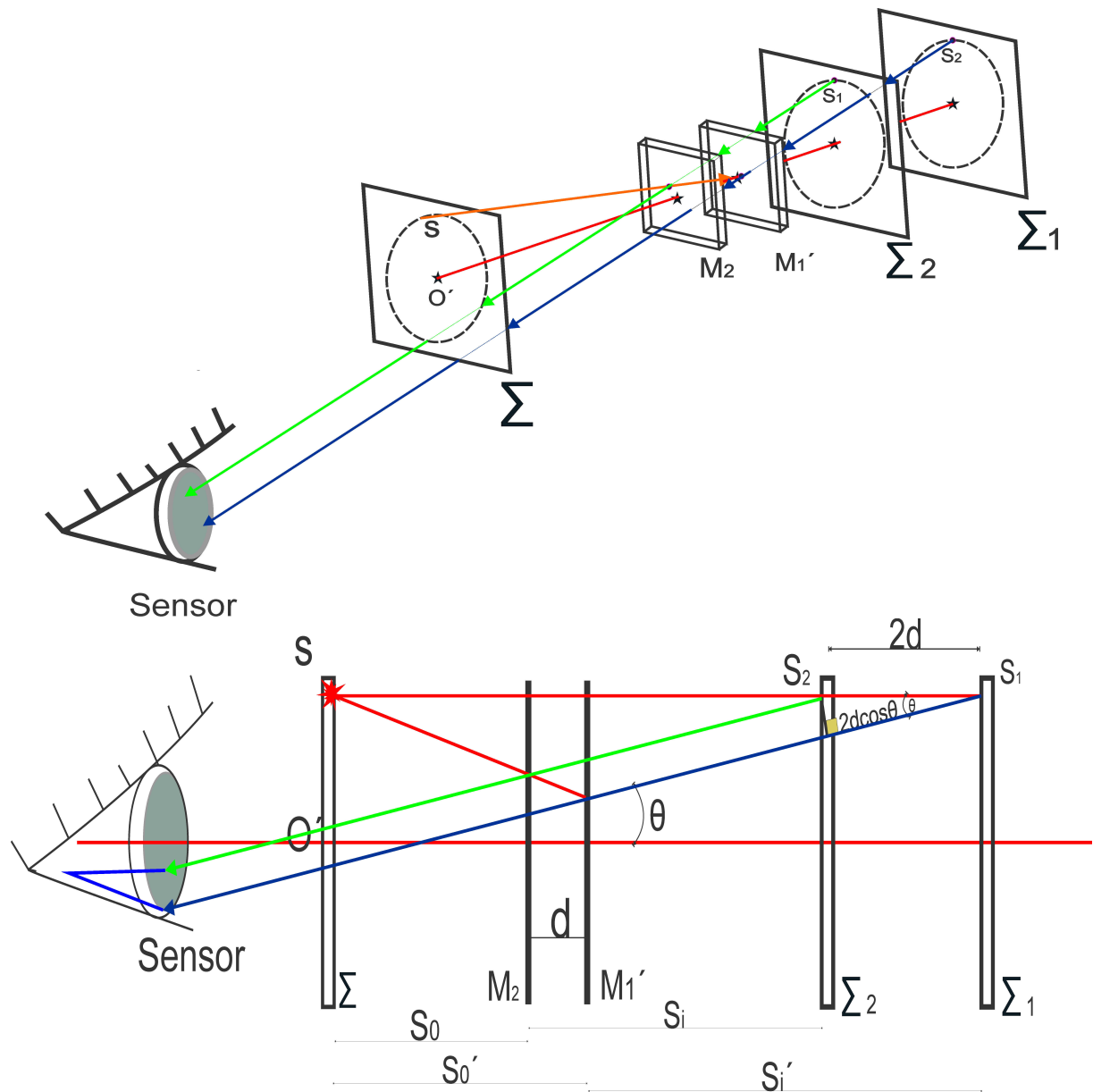


Figura 2.3: Una disposición conceptual del interferómetro de Michelson

interferencias pueden ser solamente observados si los brazos del interferómetro tienen aproximadamente longitudes iguales. Por otro lado los láseres tienen longitud de coherencia desde unos pocos milímetros (ejemplo un multidiado láser) o de cientos de metros (ejemplo estable únicamente el láser ND:YAG), sobre cientos de kilómetros, con el fin de estabilizar láser de gas para propósitos especiales. La calidad de las franjas producidas por un sistema interferométrico puede describirse cuantitativamente usando la visibilidad V que, formulada inicialmente por Michelson es producido por,

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.4.3)$$

es una medida para el contraste de un patrón de interferencia. $I_{\max}$ y $I_{\min}$ son dos intensidades máxima y mínima. Estas son calculadas cuando $\Delta\phi = 0$, y $\Delta\phi = \pi$ en la Ec. (2.3.4). En el caso ideal, en el que la longitud de coherencia es finita, la visibilidad es de esta manera

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}. \quad (2.4.4)$$

Considerando el efecto de la longitud de coherencia finita la misma coherencia compleja $\Gamma(\tau)$ se introduce

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) &= \langle E(t + \tau)E^*(t) \rangle, \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_T^T E(t + \tau)E^*(t) dt, \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

donde $E(t)$ es el campo eléctrico (precisamente es la señal analítica compleja) mientras $E(t + \tau)$ es el campo eléctrico de la otra onda. Posteriormente, se retrasa en tiempo para τ . La Ec. (2.4.5) es la autocorrelación de E . La cantidad normalizada,

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)}, \quad (2.4.6)$$

define el *grado de coherencia*, el factor $\Gamma(0)$ representa las funciones de autocorrelación en $\tau = 0$ obtenido al sustituirse en la Ec. (2.4.5).

Con longitud de coherencia finita la Ec. (2.3.4) de interferencia tiende a ser reemplazada por

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma| \cos \Delta\phi. \quad (2.4.7)$$

La intensidad máxima y mínima ahora son calculados por,

$$\begin{aligned} I_{\max} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma|, \\ I_{\min} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma|. \end{aligned} \quad (2.4.8)$$

Insertando esta ecuación en la Ec.(2.4.3) tenemos

$$V = \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma|. \quad (2.4.9)$$

Para dos ondas parciales con misma intensidad, $I_1 = I_2$, La Ec.(2.4.9) se convierte en

$$V = |\gamma|, \quad (2.4.10)$$

donde $|\gamma|$ es igual a la visibilidad y de esta forma se tiene la posibilidad de medir la interferencia de dos campos de ondas. Cuando $|\gamma| = 1$ se describe a la luz idealmente monocromática o, de igual manera a la luz con infinita longitud de coherencia. Si $|\gamma| = 0$ es luz completamente incoherente. Luz parcialmente coherente es descrita por $0 < |\gamma| < 1$.

2.4.2. Coherencia Espacial

La coherencia espacial describe la correlación mutua de diferentes partes del frente de onda. Esta propiedad se mide con el interferómetro de Young, en la Figura 2.4 se muestra un esquema de este interferómetro. Una fuente de luz extendida emite luz de diferentes puntos, posibles interferencias se observan sobre una pantalla. Una abertura con dos agujeros transparentes se monta entre la pantalla y la fuente de luz. Bajo ciertas condiciones, las interferencias son visibles sobre la pantalla. Las franjas resultantes obtenidas surgen a partir de los rayos de luz que viajan en diferentes caminos a la pantalla de observación, o por la vía del agujero superior o del inferior en la abertura. El patrón de interferencia desaparece si la distancia a entre los agujeros excede el límite crítico a_k . Este limite es llamado distancia de coherencia. El fenómeno no está relacionado con el ancho espectral de la fuente de la luz, pero tiene las siguientes causas. Las ondas emitidas por diferentes puntos fuentes de una fuente de luz extendida se superponen sobre la pantalla. Esto puede causar, que una fuente puntual especial genere un máximo de interferencia en un cierto punto sobre la pantalla, mientras que otra fuente puntual genere un mínimo en el mismo punto de la pantalla. Esto se debe a que la longitud de camino óptico es diferente para los rayos de luz emergiendo a partir de puntos fuente diferentes. En general la contribución de todas las fuentes puntuales se compensan ellas mismas y el contraste desaparece.

Está compensación se evita si la condición se cumple para cada punto de la fuente de luz

$$r_2 - r_1 < \frac{\lambda}{2}. \quad (2.4.11)$$

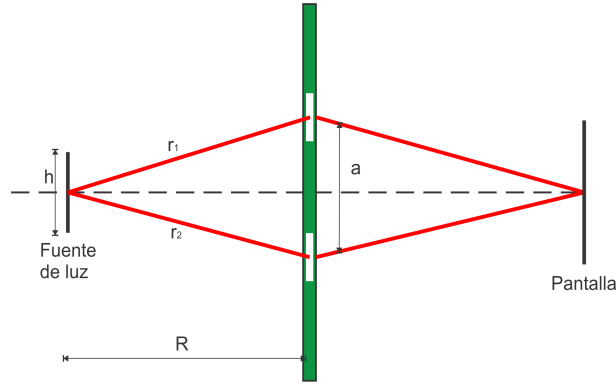


Figura 2.4: Interferómetro de Young

Esta condición se satisface, si esta mantiene los bordes de la fuente de luz. La siguiente relación es válida para los puntos de los bordes:

$$\begin{aligned} r_1^2 &= R^2 + \left(\frac{a-h}{2}\right)^2; \\ r_2^2 &= R^2 + \left(\frac{a+h}{2}\right)^2, \end{aligned} \quad (2.4.12)$$

donde h es el ancho de la fuente de luz usando la suposición de que $a \ll R$ y $h \ll R$. Esto lleva a que

$$r_2 - r_1 \approx \frac{ah}{2R}. \quad (2.4.13)$$

Combinando la Ec. (2.4.11) y (2.4.13) se llega a la siguiente expresión:

$$\frac{ah}{2R} < \frac{\lambda}{2}. \quad (2.4.14)$$

La distancia de coherencia se encuentra por

$$\frac{a_k h}{2R} = \frac{\lambda}{2}. \quad (2.4.15)$$

En contraste a la coherencia temporal, la coherencia espacial depende no solo de las propiedades de la fuente de la luz, si no también de la geometría del interferómetro. Una fuente de luz

podría generar inicialmente interferencia, esto significa que la Ec. (2.4.14) se satisface. Si la distancia entre los dos agujeros crece o la distancia de la fuente y la apertura decrece, la Ec.(2.4.14) llega a ser violada y la figura de interferencia desaparece.

Para considerar coherencia espacial la función de autocorrelación definida en la Ec. (2.4.5), se extiende a

$$\begin{aligned}\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) &= \langle E(\vec{r}_1, t + \tau) E^*(\vec{r}_2, t) \rangle \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_T^T E(\vec{r}_1, t + \tau) E^*(\vec{r}_2, t) dt\end{aligned}\quad (2.4.16)$$

donde $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ son los vectores de posición de los agujeros en la placa del interferómetro de Young. Esta función se llama función de correlación cruzada. La función normalizada es

$$\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_1, 0) \Gamma(\vec{r}_2, \vec{r}_2, 0)}} \quad (2.4.17)$$

donde $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_1, 0)$ es la intensidad en $\vec{r}_1$ y $\Gamma(\vec{r}_2, \vec{r}_2, 0)$ es la intensidad en $\vec{r}_2$. La Ec. (2.4.17) describe el grado de correlación entre el campo de la luz en $\vec{r}_1$ en tiempo $t + \tau$ con el campo de luz en $\vec{r}_2$ en tiempo t . La función $\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau = 0)$ es una medida de correlación entre las amplitudes de los campos en $\vec{r}_1$ y $\vec{r}_2$ en el mismo tiempo y se llama grado de coherencia compleja. El módulo de la función de coherencia normalizada $|\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)|$ se mide con el interferómetro de Young.

2.5. Difracción

Se considera una onda de luz la cual golpea con un obstáculo. La difracción es posible en una placa con algunos agujeros, o un medio transparente con estructuras opacas. Si la dimension del obstáculo (ejemplo, el diámetro de los agujeros en una pantalla opaca o el tamaño de la partícula opaca en un volumen transparente) está en el rango de la longitud de onda, la distribución de la luz es muy mala, pero forma un patrón de regiones oscuras y brillantes. A este fenómeno se le llama difracción. La difracción se puede explicar cualitativamente con el principio de Huygens cada punto de un frente de onda puede ser considerado como una fuente puntual para formar ondas esféricas secundarias. El frente de onda en algún otro lugar es la superposición coherente de estas ondas secundarias. El principio de Huygens se explica gráficamente en la Figura 2.5.

2.5.1. Campo de ondas difractadas como una superposición de ondas planas

nas

El fenómeno de difracción involucra un campo de onda sobre uno o más objetos, o aberturas con superficies absorbentes o conductivas. El cálculo del campo de onda emergente de un cierto

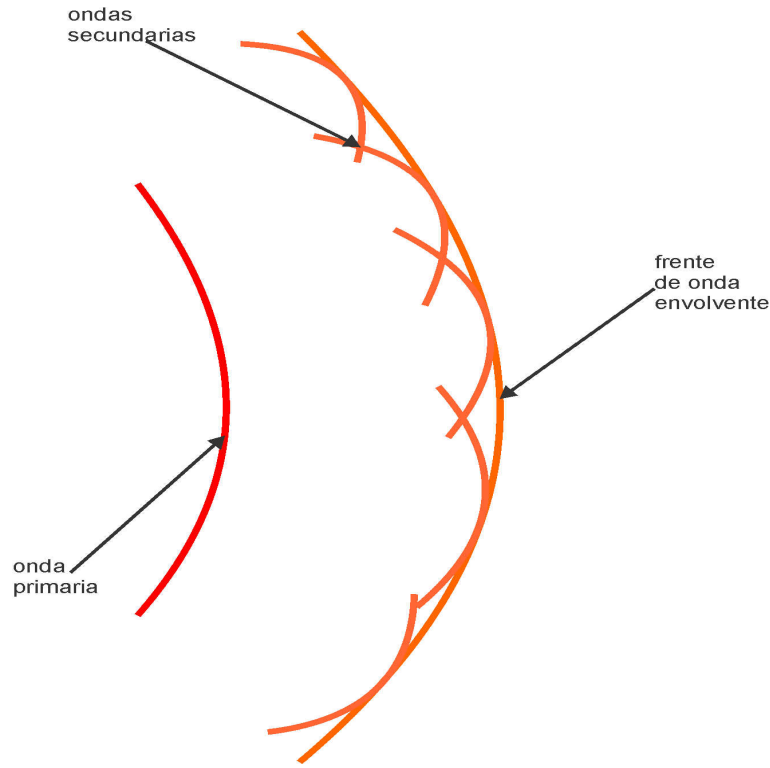


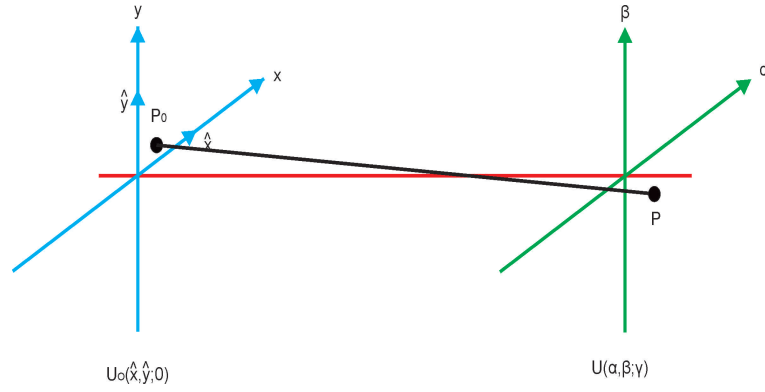
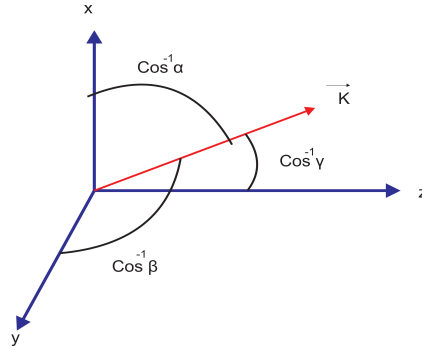
Figura 2.5: Principio de Huygens

sistema difractante es el objetivo de todas las teorías de difracción. Cabe destacar que tanto las teorías de Kirchhoff y Rayleigh-Sommerfeld, tratan a la luz como un fenómeno escalar. Tales enfoques menosprecian el hecho de que las diversas componentes de los vectores del campo eléctrico y magnético están acopladas a través de las ecuaciones de Maxwell y no pueden ser tratadas independientemente. Afortunadamente, los experimentos de microondas han demostrado que la teoría escalar da resultados muy precisos cuando la abertura difractante es grande comparada con la longitud de onda y el campo de onda es observado muy lejos de la abertura.

Considérese primero el problema de propagación y sea la distribución de amplitud compleja del disturbio óptico en el plano P_0 , el cual es representado por la función escalar $U_0(\hat{x}, \hat{y}; 0)$. Esta perturbación en P_0 se considera sólo la radiación que va a contribuir al campo $U(\alpha, \beta; \gamma)$ en el plano P ver la Figura 2.6. Este disturbio escalar en P_0 será considerado como la única contribución de la radiación al campo $U(\alpha, \beta; \gamma)$ en el plano P .

Consideremos la propagación de una onda plana simple con vector de onda $\vec{k}$ de magnitud $\frac{2\pi}{\lambda}$ y con cosenos de dirección (α, β, γ) , como la que se ilustra en la Figura 2.7. La onda plana tiene una representación compleja de la forma

$$P_0(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}; t) = \exp[j(\vec{k} \cdot \vec{r} - 2\pi vt)], \quad (2.5.1)$$

Figura 2.6: Geometría de los planos P_0 y P Figura 2.7: Vector de la onda $\vec{k}$

donde $r = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$ es un vector de posición (el símbolo $\hat{}$ significa un vector unitario)[32], mientras que

$$\hat{k} = \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha\hat{x} + \beta\hat{y} + \gamma\hat{z}), \quad (2.5.2)$$

Despreciando la dependencia temporal, el fasor complejo de amplitud de onda plana a través de un plano constante z es

$$\begin{aligned} P(x, y, z) &= \exp^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} \\ &= \exp^{j\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x + \beta y)} \exp^{j\frac{2\pi}{\lambda}\gamma z}. \end{aligned} \quad (2.5.3)$$

Nótese que los cosenos directores están interrelacionados entre sí $1 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2$ o mediante

$$\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \quad (2.5.4)$$

Así que al cruzar el plano $z = 0$, una función exponencial compleja $\exp[2\pi(f_x x + f_y y)]$ puede ser vista como una representación de una propagación de onda plana con cosenos directores

$$\begin{aligned}\alpha &= \lambda f_x \\ \beta &= \lambda f_y \\ \gamma &= \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}.\end{aligned}\tag{2.5.5}$$

En la descomposición de Fourier de U , la amplitud compleja de la onda plana compuesta con frecuencias espaciales (f_x, f_y) es simplemente $A(f_x, f_y; 0)df_x df_y$, evaluada en $(f_x = \frac{\alpha}{\lambda}, f_y = \frac{\beta}{\lambda})$. Por esta razón, la función

$$A\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}; 0\right) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(\hat{x}, \hat{y}, 0) \exp^{-j2\pi\left(\frac{\alpha}{\lambda}\hat{x} + \frac{\beta}{\lambda}\hat{y}\right)} d\hat{x}d\hat{y}.\tag{2.5.6}$$

se llama espectro angular de perturbación $U_0(\hat{x}, \hat{y}, 0)$.

Condiciones iniciales

Se considera la amplitud compleja de propagación de disturbio óptico de luz monocromática a través del espacio libre la cual obedece la ecuación de onda, independiente del tiempo [33]. También se considera la transformada de Fourier del campo escalar $U_0(\hat{x}, \hat{y}, 0)$.

Aplicación directa de la teoría de transformada de Fourier

Se pueden definir las siguientes relaciones de la transformada de Fourier que existen para los planos P_0 y P , en el cual se utiliza un sistema de coordenadas escalares con $\alpha = \frac{f_x}{\lambda}, \beta = \frac{f_y}{\lambda}$;

$$A_0(\alpha, \beta; 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(\hat{x}, \hat{y}, 0) \exp^{-j2\pi(\alpha\hat{x} + \beta\hat{y})} d\hat{x}d\hat{y},\tag{2.5.7}$$

$$U_0(\hat{x}, \hat{y}; 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\alpha, \beta, 0) \exp^{j2\pi(\alpha\hat{x} + \beta\hat{y})} d\alpha d\beta,\tag{2.5.8}$$

$$A(\alpha, \beta; \hat{z}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}) \exp^{-j2\pi(\alpha\hat{x} + \beta\hat{y})} d\hat{x}d\hat{y},\tag{2.5.9}$$

$$U(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\alpha, \beta; \hat{z}) \exp^{j2\pi(\alpha\hat{x} + \beta\hat{y})} d\alpha d\beta. \quad (2.5.10)$$

en las Ecs. (2.5.8) y (2.5.10) se indica que el campo escalar de onda monocromática de los planos P_0 y P pueden descomponerse en componentes de onda plana cuyas amplitudes están en función de coseno directores del vector de propagación. Las funciones $A_0(\alpha, \beta; 0)$ y $A(\alpha, \beta; \hat{z})$, se refieren a la dirección del espectro coseno de onda plana contribuyendo al disturbio $U_0(\hat{x}, \hat{y}; 0)$ y $U(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z})$.

En sistema de coordenadas rectangulares $\hat{\nabla}^2 = \lambda^2 \nabla^2$, y $\hat{k}^2 = \lambda^2 k^2 = (2\pi)^2$ la ecuación de Helmholtz es

$$\left[\hat{\nabla}^2 + (2\pi)^2 \right] U(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}) = 0. \quad (2.5.11)$$

Aplicando la Ec. (2.5.10) y requiriendo los componentes individuales de onda plana para satisfacer la ecuación de Helmholtz, se encuentra

$$A(\alpha, \beta; \hat{z}) = A_0(\alpha, \beta; 0) \exp^{j2\pi\gamma\hat{z}}, \quad (2.5.12)$$

donde $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}$.

Función de Transferencia en espacio libre

La Ec. (2.5.12) establece la transformada de Fourier del campo escalar en los planos P_0 y P esto se puede escribir en términos de la función de transferencia para el espacio libre, $H(\alpha, \beta; \hat{z})$,

$$H(\alpha, \beta; \hat{z}) = \frac{A(\alpha, \beta; \hat{z})}{A_0(\alpha, \beta; 0)} = \exp^{i2\pi\gamma\hat{z}}. \quad (2.5.13)$$

algunos autores describen a la función de transferencia de la forma,

$$H(\alpha, \beta; \hat{z}) = \exp \left\{ j\pi\lambda\hat{z}(fx^2 + fy^2) \right\}, \quad (2.5.14)$$

donde fx y fy son el cambio a coordenadas frecuenciales.

Para esto no se ha aplicado ninguna restricción sobre γ y en dos regiones aparentemente de interés: para la evaluación de γ y para los valores imaginarios.

$$\gamma = \sqrt{1 - (\alpha^2 + \beta^2)} \quad (2.5.15)$$

$$\begin{cases} \text{para } (\alpha^2 + \beta^2) \leq 1, \gamma \text{ toma valores reales} \\ \text{para } (\alpha^2 + \beta^2) > 1, \gamma \text{ toma valores imaginarios.} \end{cases}$$

Se considera un círculo unitario en el plano $\alpha - \beta$ en espacio con cosenos directores como se muestra en la Figura (2.8).

El valor γ es real dentro de este círculo y corresponde a la parte del disturbio que se propaga y contribuye al campo de onda en el plano P . Sin embargo, estos componentes de cosenos directores espectrales se encuentran fuera del círculo unitario en el cual contiene valores imaginarios de γ y representan la parte de disturbio evanescente.

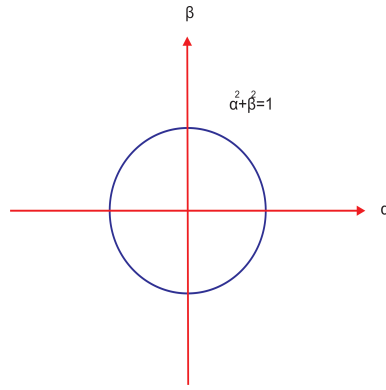
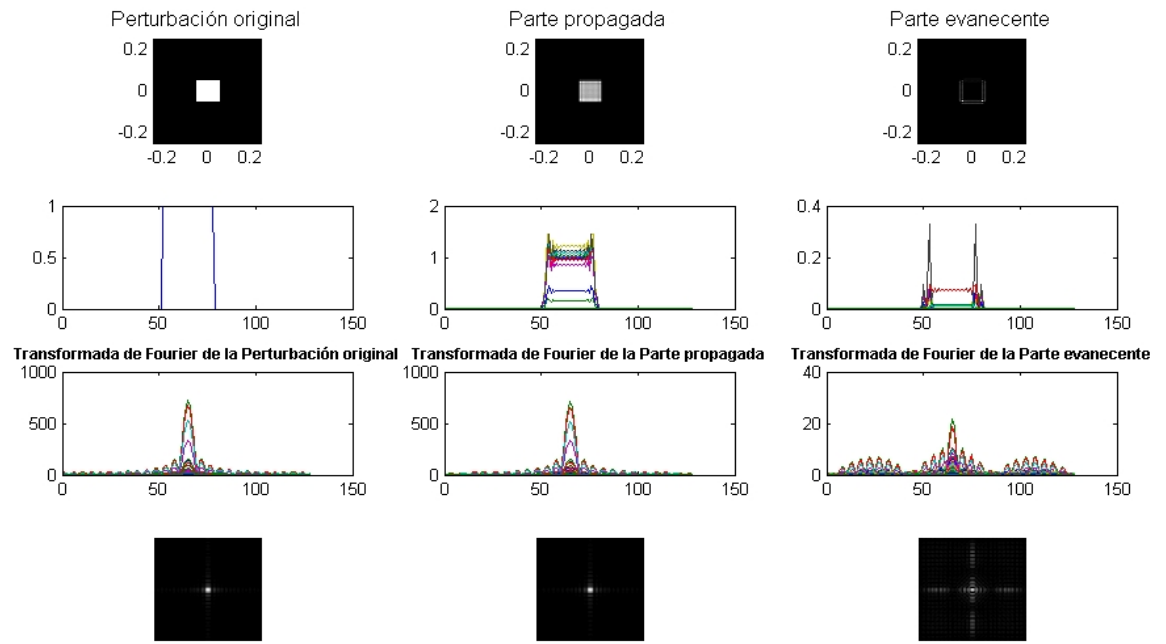


Figura 2.8: Círculo unitario en espacio con una dirección coseno.

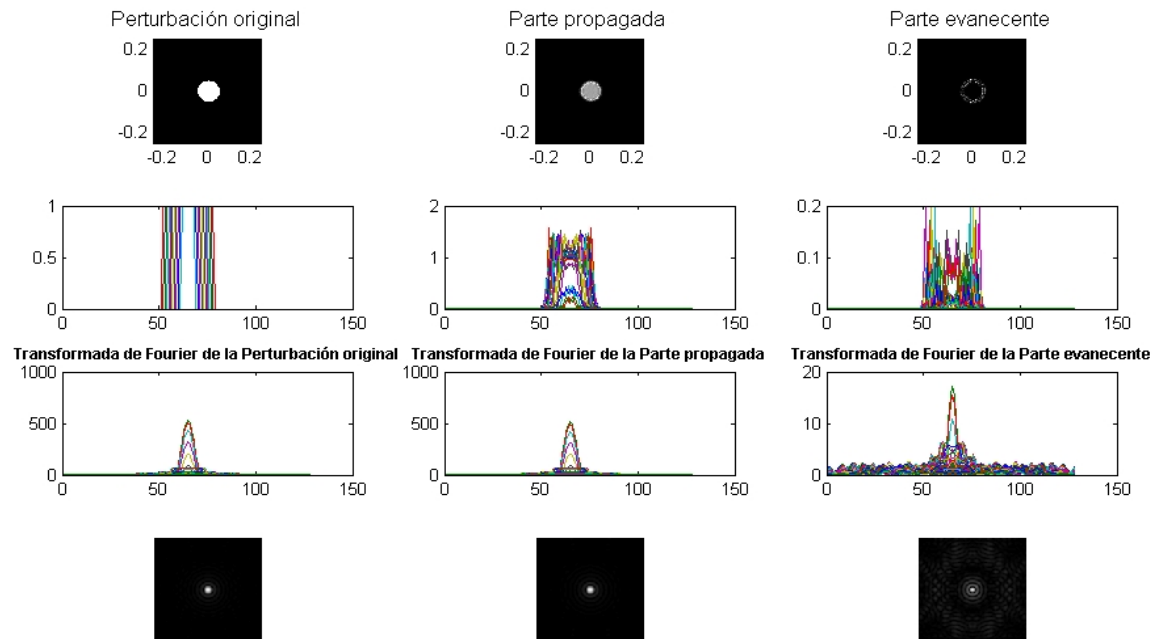
Retomando $U_0(\hat{x}, \hat{y}; 0)$ como el producto de la amplitud compleja de transmitancia en una pantalla de difracción y la amplitud incidente compleja distribuida sobre la pantalla. Las Figuras 2.9 a) y b) ilustran la cantidad dividida de la parte que se propaga y la parte que constituye la onda evanescente para el caso de amplitud unitaria, la onda plana normalmente incide sobre una abertura a) cuadrada, b) circular como se muestra, los cosenos directores espectrales de onda plana asociada con los disturbios ópticos respectivamente se muestran en las Figuras 2.9 a) y b).

La Figuras 2.9 a) y b) representan la parte de propagación del disturbio detrás de la abertura de difracción que contribuye al disturbio. Esto proporciona una explicación intuitiva del "fenómeno de franjas" el cual es fácilmente observable detrás de la abertura difractante.

Es evidente que la distribución de amplitud compleja en el plano P se determina por la transformada de Fourier, del disturbio original $U_0(\hat{x}, \hat{y}; 0)$, entonces multiplicando el resultando de cosenos directores espectrales de onda plana $A_0(\alpha, \beta; 0)$ por la función de transferencia de espacio libre dada en la Ec. (2.5.13) y finalmente aplicando la transformada de Fourier inversa de la



a)



b)

Figura 2.9: Ilustración de las partes de propagación y evanescencia en el campo de la onda difractada, sobre (a) abertura cuadrada, (b) abertura circular

Ec. (2.5.10), puede ser cambiada de tal manera que la integración se realiza sólo sobre el círculo unitario en lugar de todo el plano $\alpha - \beta$.

2.5.2. Campo de onda difractada como superposición de ondas esféricas

El teorema de convolución de la teoría de transformada de Fourier requiere que la operación de convolución exista en el dominio del espacio real la cual es equivalente a la Ec. (2.5.12) [34].

Respuesta al impulso

Se tiene de esta forma el método alternativo expresado de la distribución de amplitud compleja en el plano de observación por la convolución del disturbio original con una respuesta al impulso. La respuesta al impulso es obtenida retomando la transformada inversa de Fourier vista en la Ec. (2.5.13).

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp^{j2\pi\gamma\hat{z}} \exp^{j2\pi\alpha\hat{x}+\beta\hat{y}} d\alpha d\beta = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left(\frac{\exp^{j2\pi\hat{r}}}{\hat{r}} \right), \quad (2.5.16)$$

donde $\hat{r}^2 = \hat{x}^2 + \hat{y}^2 + \hat{z}^2$. El lado izquierdo de la Ec. (2.5.16), representa la transformada inversa de la función de transferencia de espacio libre.

La apropiada respuesta al impulso es

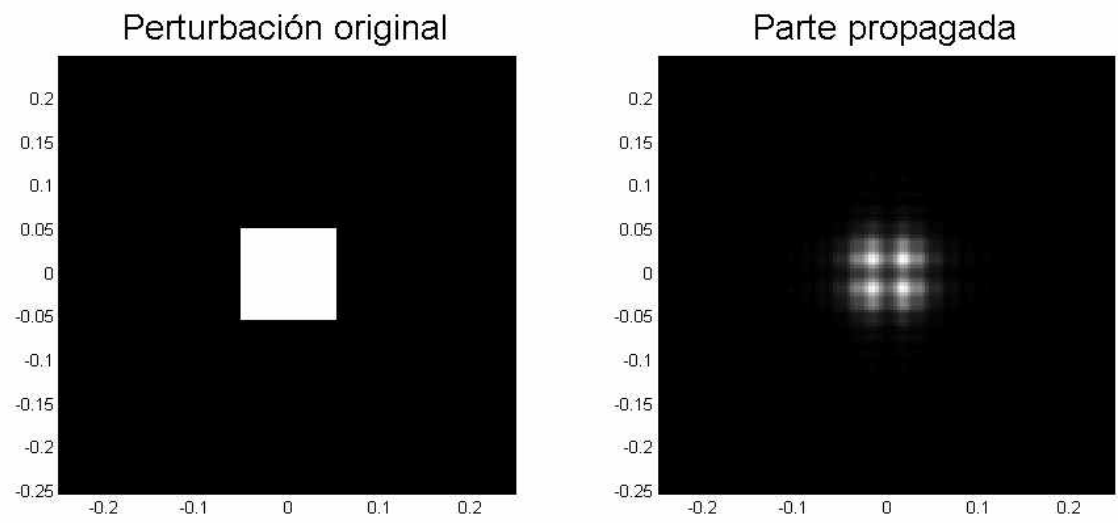
$$h(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}) = \mathfrak{F}^{-1}\{\exp^{j2\pi\gamma\hat{z}}\} = \left(\frac{1}{2\pi\hat{r}} - j \right) \frac{\hat{z} \exp^{j2\pi\hat{r}}}{\hat{r}}, \quad (2.5.17)$$

tambien otros autores describen a la respuesta al impulso de la forma

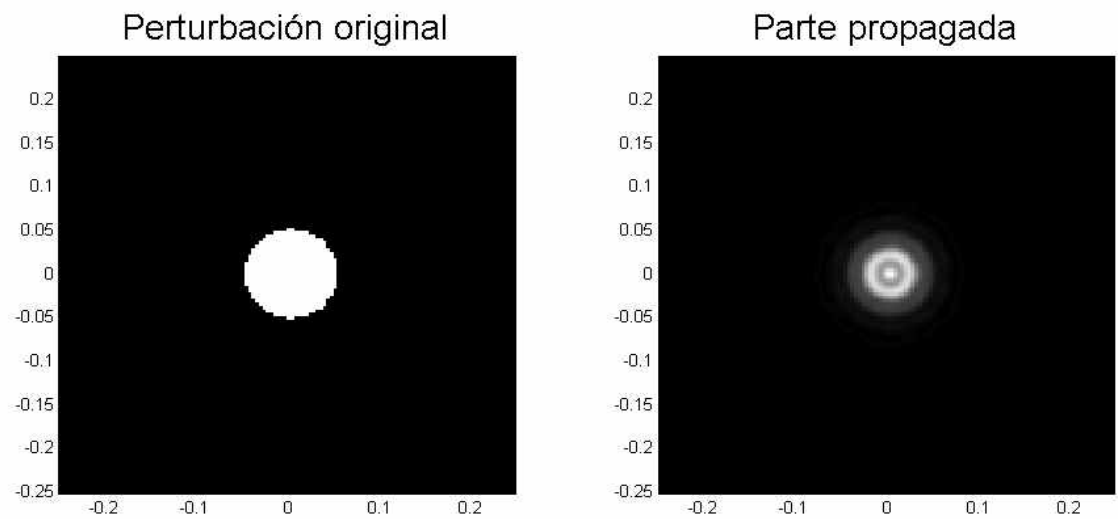
$$h(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}) = \left(\frac{1}{j\lambda\hat{z}} \right) \exp \left\{ j(k/2\hat{z})(fx^2 + fy^2) \right\}, \quad (2.5.18)$$

donde $fx = \alpha/\lambda$ y $fy = \beta/\lambda$.

La forma de propagación de respuesta al impulso sobre una abertura cuadrada y sobre una abertura circular se muestran en la Figura 2.10 a) y b).



a)



b)

Figura 2.10: Ilustración de las partes de propagación en el campo de la onda difractada de Respuesta al Impulso, sobre (a) abertura cuadrada, (b) abertura circular

Principio de Huygens

La afirmación de Christiaan Huygens en 1678 explica que cada elemento del frente de onda se puede considerar como el centro de un disturbio secundario que da lugar a ondas esféricas, por otra parte, la posición del frente de onda en cualquier momento posterior es la envolvente de todas las ondas [35]. A veces llamada construcción del frente de onda de Huygens, es un excelente descriptor de la operación de convolución en el cual el disturbio inicial es convolucionado con una onda de Huygens. Por ello es bastante apropiado en el sistema de difracción de respuesta al impulso, como la intersección de ondas de Huygens con el plano de observación.

De esta forma la Ec. (2.5.17) es una expresión matemática exacta para una onda de Huygens y ésto es válido para el disturbio inicial. Sin embargo, para $\hat{r} \gg 1$,

$$h(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z}) = \left(-j \frac{\hat{z}}{\hat{r}}\right) \frac{\exp^{j2\pi\hat{r}}}{\hat{r}} \quad (2.5.19)$$

Fórmula general de difracción Rayleigh-Sommerfeld

Se describe la integral de convolución para el disturbio en el plano de observación, usando la expresión en Ec. (2.5.17) para $h(\hat{x}, \hat{y}; \hat{z})$, se obtiene la fórmula general de difracción de Rayleigh-Sommerfeld

$$U(\alpha, \beta; \hat{z}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(\hat{x}, \hat{y}; 0) \left(\frac{1}{2\pi\hat{l}} - j\right) \times \frac{\hat{z}}{\hat{l}} \frac{\exp^{j2\pi\hat{l}}}{\hat{l}} d\hat{x}d\hat{y}, \quad (2.5.20)$$

donde

$$\hat{l}^2 = (\alpha - \hat{x})^2 + (\beta - \hat{y})^2 + \hat{z}^2, \quad (2.5.21)$$

por lo tanto, esta expresión es válida para el campo de onda difractado en todo el espacio en donde ocurre la difracción, inclusive en la abertura. Además la ecuación anterior expresa el disturbio sobre el plano de observación como una superposición de las ondas esféricas y corresponde a la respuesta al impulso. La distancia $\hat{z}$ entre los planos P_0 y P mostrada en la Ec. (2.5.20) representa la difracción de Fresnel o de campo cercano, la distancia $\hat{z}$ está dada por la aproximación,

$$z^3 = \left(\frac{\pi}{4\lambda} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]^2\right)_{max} \quad (2.5.22)$$

Capítulo 3

Reconstrucción del frente de onda

3.1. Introducción

En este capítulo se revisan diferentes configuraciones de sistemas ópticos para grabar y reconstruir la fase de haces de luz provenientes de objetos. Los esquemas para el grabado y reconstrucción del frente de onda permiten recuperar la fase de la onda objeto, separada de la onda de referencia. Ésto, a partir de interferogramas en donde ha sido previamente codificada la información en intensidades. Se revisarán estos sistemas desde una perspectiva teórica, con el fin de establecer las bases matemáticas de los sistemas holográficos

3.2. Hologramas en línea o de Gabor

El primer esquema para producir hologramas fue propuesto por Gabor en el año de 1948 [16]. Éste consistía de una placa objeto que estaba siendo iluminada por un haz de luz colimado. Un ejemplo de este sistema se observa en la Figura 3.1.

Cuando un objeto se ilumina con un haz de luz monocromático colimado, la luz incidente sobre la placa fotográfica puede ser considerada como consistente de dos partes. La primera es una onda plana uniforme, correspondiendo a la luz transmitida directamente, que constituye a la onda de referencia. Aunque su amplitud y fase no varían cruzando la placa fotográfica, y esta amplitud es compleja, puede ser escrita como una constante real r . La segunda es una onda débil dispersada, causada por la variación de transmitancia del objeto. La amplitud compleja de esta onda en la placa fotográfica, puede ser escrita como $o(x,y)$, donde $|o(x,y)| \ll r$. Por lo que la intensidad del patrón de interferencia en el plano fotográfico esta dada por,

$$\begin{aligned} I(x,y) &= |r + o(x,y)|^2 \\ &= r^2 + |o(x,y)|^2 + ro(x,y) + ro^*(x,y) \end{aligned} \tag{3.2.1}$$

donde $o^*(x,y)$ es el complejo conjugado de $o(x,y)$.

El sistema óptico que se muestra en la Figura 3.1, fue el que usó esencialmente Gabor en 1948 para generar imágenes holográficas. En este, el objeto transparente contiene pequeños detalles opacos sobre un fondo limpio.

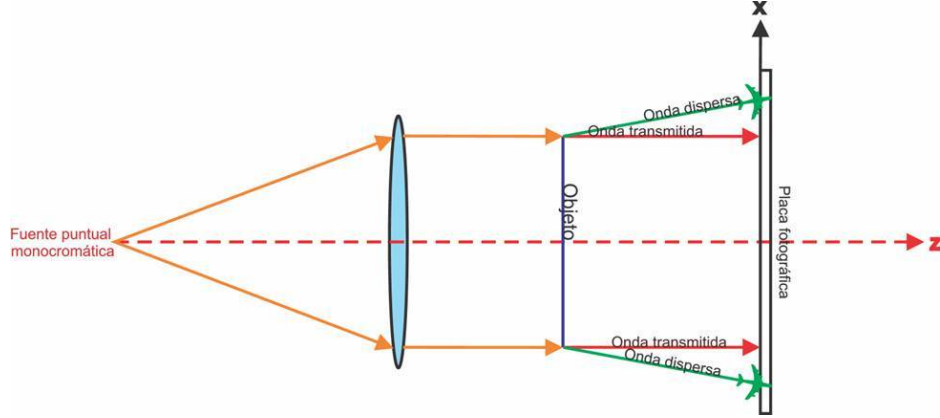


Figura 3.1: Sistema óptico usado para grabar hologramas en línea

Una transparencia positiva se graba a partir de este experimento. Por simplicidad, se asume que esta transparencia tiene que ser procesada como transmitancia t de amplitud (la transmitancia es proporcional a la amplitud que incide sobre esta) y es una función lineal de intensidad y puede ser escrita como,

$$t = t_0 + \beta TI, \quad (3.2.2)$$

donde t_0 es una constante del fondo de la transmitancia, T es el tiempo de exposición, y β es un parámetro determinado por el material fotográfico usado y las condiciones de procesamiento. La amplitud de transmitancia de esta transparencia (el holograma) es,

$$t(x, y) = t_0 + \beta T[r^2|o(x, y)|^2 + ro(x, y) + ro^*(x, y)]. \quad (3.2.3)$$

La Figura 3.2 muestra la reconstrucción de la imagen, el holograma se encuentra en alguna posición entre el observador y la lente colimadora, el cual es iluminado con un haz de luz monocromático, mismo que fue usado para hacer el grabado original. Puesto que la amplitud compleja en cualquier punto en este haz es, aparte de un factor constante, la misma que el haz de referencia, la amplitud compleja transmitida por el holograma puede ser escrita como,

$$\begin{aligned} u(x, y) &= rt(x, y) \\ &= r(t_0 + \beta Tr^2) + \beta Tr|o(x, y)|^2 \\ &\quad + \beta Tr^2o(x, y) + \beta Tr^2o^*(x, y). \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

La expresión para la amplitud compleja para la onda transmitida contiene cuatro términos, el primero de estos términos, $r(t_0 + \beta Tr^2)$, el cual representa una onda plana uniformemente atenuada, correspondiente a luz transmitida directamente. El segundo término, $\beta Tr|o(x, y)|^2$, es extremadamente pequeño en comparación a los otros términos, desde aquí asumimos inicialmente que $|o(x, y)| \ll r$. Por consiguiente este término puede ser despreciado. El tercer término,

$\beta Tr^2 o(x, y)$, es, excepto por un factor constante, idéntico a la amplitud compleja de la onda dispersada del objeto, que fue originalmente incidente en la placa fotográfica. Esta onda reconstruye una imagen del objeto en su posición original. Puesto que esta imagen está localizada detrás de la transparencia a una distancia z_0 de esta y la onda reconstruida parece diverger de esta, la imagen obtenida es una imagen virtual.

Similarmente, el cuarto término corresponde al frente de onda que se asemeja al frente de onda del objeto original, excepto que este tiene la curvatura opuesta. Esta onda converge para formar una imagen real, y una imagen conjugada, en alguna distancia z_0 enfrente del holograma.

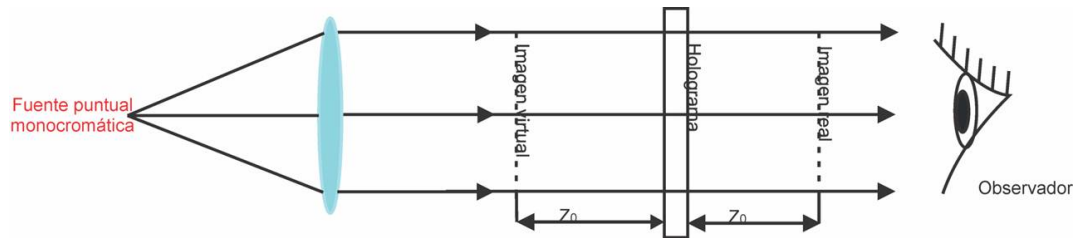


Figura 3.2: Sistema óptico usado para reconstruir la imagen de holografía en línea

Es aparente que, con un holograma en línea un observador ve una imagen gemela superpuesta, fuera de foco, con un fondo fuertemente coherente. La presencia de esta imagen no apreciada constituye la más seria limitación del holograma en línea.

Otra limitación para el objeto es la necesidad de obtener un alto promedio de transmisión, si el segundo término de la Ec. (3.2.4), puede ser despreciado, este ya no interfiere en la imagen reconstruida. Típicamente, es posible formar la imagen de las finas líneas opacas sobre un fondo transparente, pero no viceversa.

Finalmente, se debe notar que el holograma es una transparencia positiva, debido a que la onda de la imagen reconstruida proviene de un filtro de interferencia. Si la placa fotográfica se expone directamente en el grabado, (en este caso, $\beta < 0$), la imagen reconstruida se asemeja a la fotografía negativa del objeto.

3.3. Holograma fuera de eje de Leith-Upatnieks

El primer método satisfactorio para separar el par de imágenes gemelas fue desarrollado por Leith y Upatnieks. Ellos usaron la separación de un haz de referencia derivado de la misma fuente para grabar el holograma [37]. Como se muestra en la Figura 3.3, este haz de referencia incide sobre el plano fotográfico en un ángulo θ con respecto al haz objeto.

Por simplicidad, se asume que este haz de referencia debe ser colimado y de intensidad uniforme.

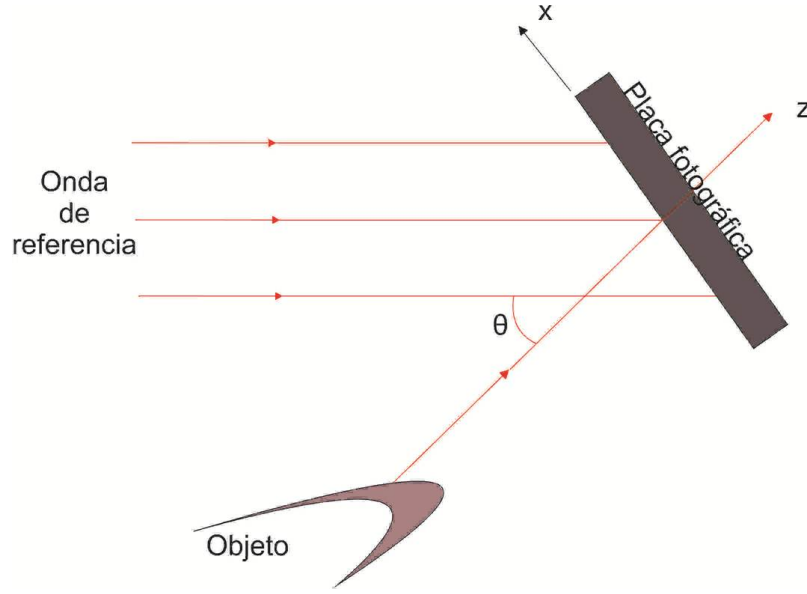


Figura 3.3: Grabado de un holograma con un haz de referencia fuera de eje.

La amplitud compleja debido al haz objeto en un punto (x, y) sobre el plano fotográfico puede ser escrito

$$o(x, y) = |o(x, y)| \exp[-i\phi(x, y)], \quad (3.3.1)$$

mientras que el haz de referencia es

$$r(x, y) = r \exp(i2\pi\xi_r x), \quad (3.3.2)$$

donde $\xi_r = (\sin \theta)/\lambda$, ya que solamente la fase del haz de referencia varía cruzando el plano fotográfico.

La intensidad resultante en la placa fotográfica es

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |r(x, y) + o(x, y)|^2 \\ &= |r(x, y)|^2 + |o(x, y)|^2 \\ &\quad + r|o(x, y)| \exp[-i\phi(x, y)] \exp(-i2\pi\xi_r x) \\ &\quad + r|o(x, y)| \exp[i\phi(x, y)] \exp(i2\pi\xi_r x) \\ &= r^2 + |o(x, y)|^2 + 2r|o(x, y)| \cos[2\pi\xi_r x + \phi(x, y)]. \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

La amplitud y fase de la onda objeto están codificadas como un patrón de interferencia con franjas de frecuencia espacial ξ_r .

Si como en la Ec. (3.2.2), se asume que la amplitud de transmitancia resultante en el plano fotográfico, está relacionado linealmente a la intensidad del patrón de interferencia, la amplitud

de transmitancia del holograma puede ser escrita como

$$\begin{aligned} t(x, y) = & t_0 + \beta T \{ |o(x, y)|^2 \\ & + r |o(x, y)| \exp[-i\phi(x, y)] \exp(-i2\pi\xi_r x) \\ & + r |o(x, y)| \exp[i\phi(x, y)] \exp(i2\pi\xi_r x) \}, \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

donde β es la pendiente (en este caso negativa) de la exposición de la amplitud de transmitancia, versus la exposición característica del material fotográfico, T es el tiempo de exposición, y t_0 es una transmitancia de fondo constante.

Para reconstruir la imagen, el holograma se ilumina una vez más, como se muestra en la Figura 3.4, con el haz de referencia usado para grabar la imagen reconstruida. La amplitud compleja $u(x, y)$ de la onda de transmisión, es también en este caso, la suma de los cuatro términos, cada uno corresponde al término de la Ec. (3.3.4), y se puede escribir como,

$$\begin{aligned} u(x, y) = & r(x, y)t(x, y) \\ = & u_1(x, y) + u_2(x, y) + u_3(x, y) + u_4(x, y), \end{aligned} \quad (3.3.5)$$

donde

$$u_1(x, y) = t_0 r \exp(i2\pi\xi_r x), \quad (3.3.6)$$

$$u_2(x, y) = \beta T r |o(x, y)|^2 \exp(i2\pi\xi_r x), \quad (3.3.7)$$

$$u_3(x, y) = \beta T r^2 o(x, y), \quad (3.3.8)$$

$$u_4(x, y) = \beta T r^2 o^*(x, y) \exp(i4\pi\xi_r x). \quad (3.3.9)$$

El primer término de la Ec. (3.3.5), $u_1(x, y)$, es la atenuación del haz de referencia, la cual es una onda plana directamente transmitida a través del holograma. Este haz directamente transmitido está rodeado por un halo debido al segundo término, $u_2(x, y)$, cuya extensión angular es determinada por la extensión del objeto. El tercer término, $u_3(x, y)$, es idéntico a la onda objeto, excepto por un factor constante, y produce una imagen virtual del objeto en su posición original; esta onda forma un ángulo θ con la onda directa transmitida. Similarmente, el cuarto término, $u_4(x, y)$, da origen a la imagen conjugada. Sin embargo, en este caso, el cuarto término incluye un factor $\exp(i4\pi\xi_r x)$, el cual indica que la onda conjugada es desviada desde el eje z a un ángulo, aproximadamente el doble que la onda de referencia hace con ésta.

En consecuencia aún cuando dos imágenes una real y la otra virtual, son reconstruidas en este arreglo, estas son formadas en diferentes ángulos, por un haz de transmisión directa, y sí se desplaza un ángulo θ , del haz de referencia los suficientemente grande $\theta_{max} = \lambda/2\Delta$, donde Δ es la separación entre los pixeles de la CCD, los tres no deberían superponerse, de esta forma, con este método eliminamos la mayor parte de los inconvenientes de acuerdo con el enfoque original de Gabor. Además, el signo de β afecta solamente a la fase de la imagen reconstruida y

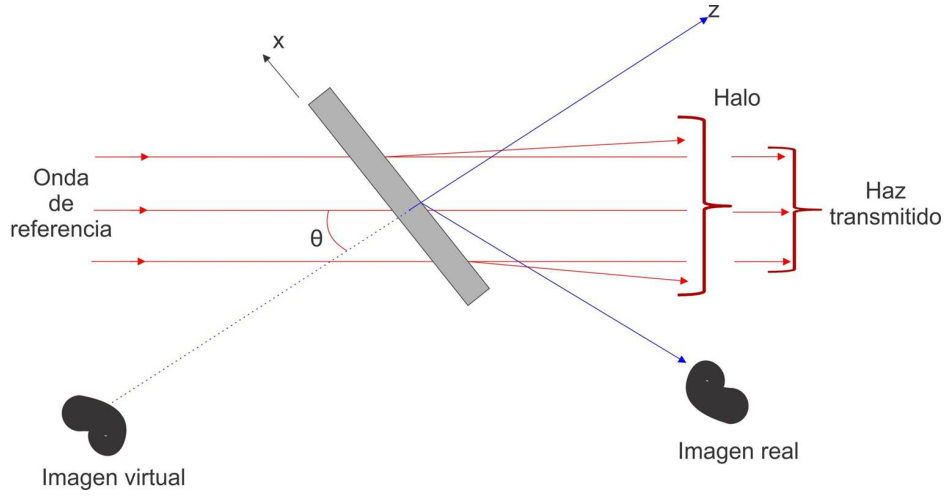


Figura 3.4: Imagen reconstruida por un holograma grabado con un haz de referencia fuera de eje.

una imagen "positiva" se obtiene incluso si el holograma es una fotografía negativa.

El valor mínimo del ángulo de desplazamiento θ requiere asegurar que cada imagen pueda ser observada sin ninguna interferencia de su gemela, así como desde el haz directamente transmitido y el halo de la luz dispersado circundante, esto lo determina la frecuencia espacial mínima ξ_r para los cuales no existe la superposición entre los espectros angulares del tercero y el cuarto término, y estos del primero y el segundo término.

Este espectro angular son la transformada de Fourier del cuarto término y puede ser escrito como:

$$\begin{aligned} U_1(\xi, \eta) &= Ft_0r \exp(i2\pi\xi_r x), \\ &= t_0r\delta(\xi + \xi_r, \eta), \end{aligned} \quad (3.3.10)$$

$$\begin{aligned} U_2(\xi, \eta) &= F\{\beta Tr|o(x, y)|^2 \exp(i2\pi\xi_r x)\}, \\ &= \beta Tr[O(\xi, \eta) \star O(\xi, \eta) * \delta(\xi + \xi_r, \eta)], \end{aligned} \quad (3.3.11)$$

$$\begin{aligned} U_3(\xi, \eta) &= F\{\beta Tr^2 o(x, y)\}, \\ &= \beta Tr^2 O(\xi, \eta), \end{aligned} \quad (3.3.12)$$

$$\begin{aligned} U_4(\xi, \eta) &= F\{\beta Tr^2 o^*(x, y) \exp(i4\pi\xi_r x)\}, \\ &= \beta Tr^2 O^*(\xi, \eta) * \delta(\xi + \xi_r, \eta). \end{aligned} \quad (3.3.13)$$

donde $O(\xi, \eta) = F\{o(x, y)\}$ es el espectro de la frecuencia espacial, del haz objeto, y el símbolo $\star$ y $*$ denotan, respectivamente, la operación de correlación y convolución. Este espectro se muestra en la Figura 3.5. Como se puede ver, el término $|U_3(\xi, \eta)|$ es únicamente el espectro del haz objeto $|O(\xi, \eta)|$ multiplicado por una constante y está centrado en el origen del plano de frecuencia espacial. El término $U_1(\xi, \eta)$ corresponde a la frecuencia espacial de las franjas portadoras y está centrada en una función δ localizada en $(-\xi_r, 0)$, mientras que el término $|U_2(\xi, \eta)|$ esta centrado sobre la función δ y siendo proporcional a la función de auto-correlación

de $O(\xi, \eta)$, tiene el doble de medida del espectro del haz objeto. Finalmente, $|U_4(\xi, \eta)|$, es similar a $|U_3(\xi, \eta)|$ pero es desplazado a una frecuencia central $(-2\xi_r, 0)$. Evidentemente, $|U_3(\xi, \eta)|$ y $|U_4(\xi, \eta)|$ no se superponen, $|U_1(\xi, \eta)|$ y $|U_2(\xi, \eta)|$ si el ángulo de desplazamiento se elige de manera que la frecuencia portadora espacial ξ_r satisfaga la condición,

$$\xi_r \geq 3\xi_{max}, \quad (3.3.14)$$

donde ξ_{max} son las altas frecuencias en el espectro de la frecuencia espacial del haz objeto.

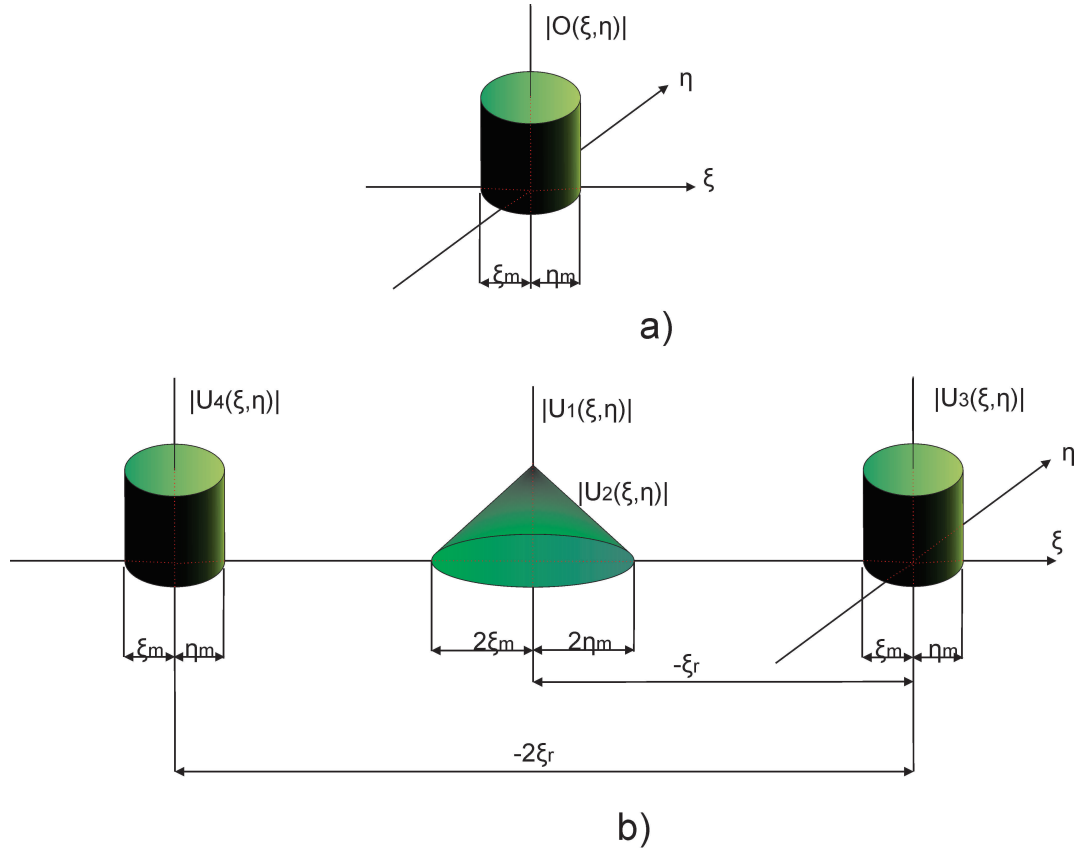


Figura 3.5: Espectro de la frecuencia espacial de (a) el haz objeto y (b) un holograma recuperado con un haz de referencia fuera de eje.

3.4. Hologramas de Fourier

Otra configuración de grabado de hologramas interesante es una en la cual las amplitudes complejas de las ondas que interfieren en el holograma son las transformadas de Fourier de las amplitudes complejas del objeto original y las ondas de referencia. Normalmente esto implica un

objeto que se encuentra en un sólo plano o sea de espesor limitado.

Un arreglo óptico típico para grabar tal holograma se muestra en la Figura 3.6, el objeto es una transparencia localizada enfrente del plano focal de una lente y es iluminada por una haz colimado de luz monocromática. Si la amplitud compleja de la onda saliente del plano objeto es $o(x, y)$, su amplitud compleja en la placa fotográfica localizada en el plano focal posterior de la lente es

$$O(\xi, \eta) = F\{o(x, y)\}. \quad (3.4.1)$$

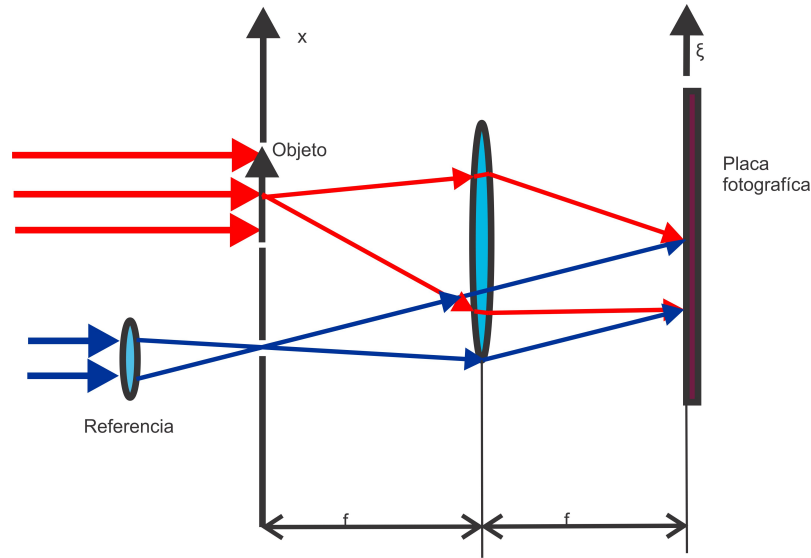


Figura 3.6: Sistema óptico usado en el grabado de un holograma de Fourier.

El haz de referencia se deriva a partir de una fuente puntual localizada también en el plano focal frontal de la lente. Si $\delta(x + b, y)$ es la amplitud compleja de la onda saliente de la fuente puntual. La amplitud compleja de la onda de referencia en el plano del holograma puede ser escrita como

$$R(\xi, \eta) = \exp(-i2\pi\xi b). \quad (3.4.2)$$

La intensidad en el patrón de interferencia producido por estas dos ondas es por lo tanto,

$$\begin{aligned} I(\xi, \eta) = & 1 + |O(\xi, \eta)|^2 \\ & + O(\xi, \eta) \exp(i2\pi\xi b) \\ & + O^*(\xi, \eta) \exp(-i2\pi\xi b). \end{aligned} \quad (3.4.3)$$

Para la reconstrucción de la imagen, el holograma procesado está colocado en el plano frontal de la lente y es iluminado con un haz colimado de luz monocromática, como se muestra en la Figura 3.7. Se asume que esta onda es de amplitud unitaria y como anteriormente la amplitud de transmitancia del holograma procesado es una función lineal de $I(\xi, \eta)$, la intensidad en el patrón de interferencia. La amplitud compleja de la onda transmitida por el holograma es

$$U(\xi, \eta) = t_0 + \beta T I(\xi, \eta). \quad (3.4.4)$$

La amplitud compleja en el plano focal posterior de la lente es entonces la Transformada de Fourier de $U(\xi, \eta)$,

$$\begin{aligned} u(x, y) &= F\{U(\xi, \eta)\}, \\ &= (t_0 + \beta T)\delta(x, y) + \beta T o(x, y) \star o(x, y) \\ &+ \beta T o(x - b, y) + \beta T o^*(-x + b, -y). \end{aligned} \quad (3.4.5)$$

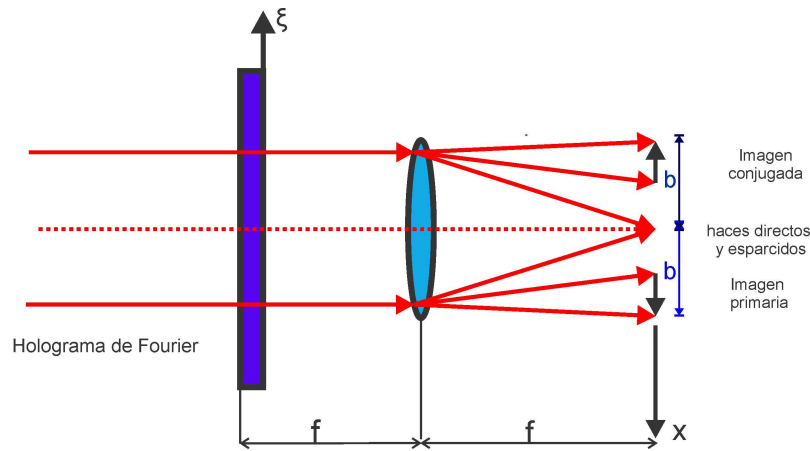


Figura 3.7: Imagen reconstruida por un holograma de Fourier.

Como se muestra en las Figuras 3.7 y 3.8, la onda correspondiente al primer término de la derecha de la Ec.(3.4.5), llega en foco sobre el eje, mientras que el segundo término forma un halo alrededor de este, el tercer término produce una imagen del objeto original, desplazado hacia abajo por una distancia b , mientras que el cuarto término se produce una imagen conjugada, invertida y desplazada hacia arriba por alguna distancia b , las dos imágenes son reales y pueden ser grabadas sobre una película fotográfica en el plano focal posterior de la lente, ya que el grabado de la película, la distribución de intensidad en la imagen, la imagen conjugada puede ser identificada en este caso solamente por el hecho de que se invierte.

Los hologramas de Fourier tienen la útil propiedad de que la imagen reconstruida no se mueve cuando el holograma se traslada en su propio plano, esto se debe al teorema de desplazamiento de Fourier. Teniendo un factor de fase que multiplica a la transformada del objeto, cuando este se ha desplazado. El factor de fase no tiene efectos sobre la distribución de intensidades en la imagen.

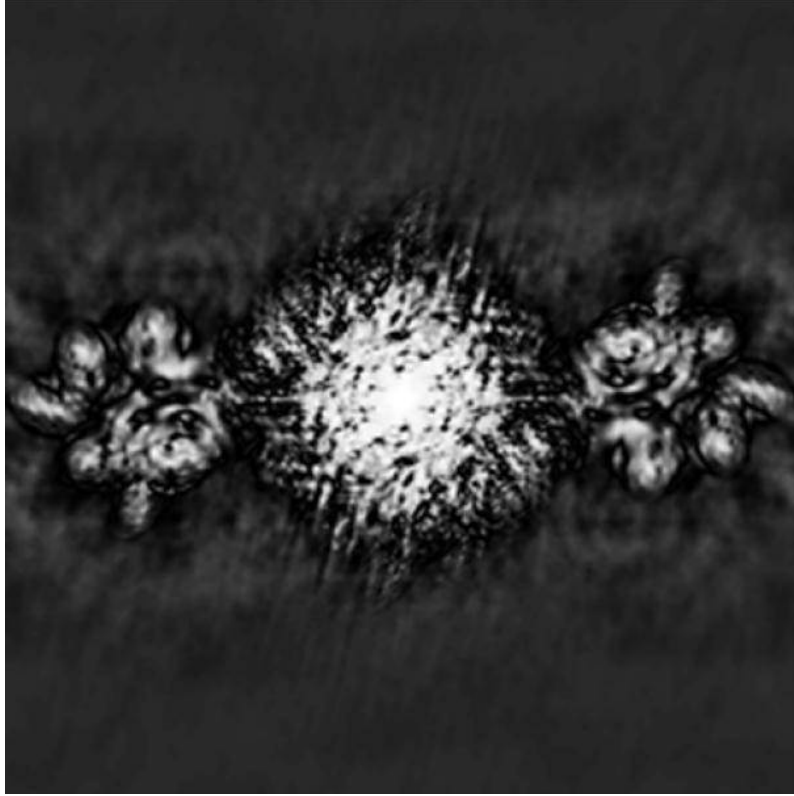


Figura 3.8: Holograma reconstruido por la Transformada de Fourier. Imagen tomada de Tesis:

Rosa Edith Farías Díaz

3.5. Hologramas de Fourier sin lentes

Un holograma con algunas propiedades, como un holograma de Fourier se puede obtener sin el uso de una lente [38], produciendo la Transformada de Fourier de la onda objeto, si la onda de referencia es de una fuente puntual en el plano objeto. Se considera el sistema mostrado en la Figura 3.9 en el cual el objeto es transparente y esta siendo iluminado con una onda plana $o(x_1, y_1)$. Se puede demostrar usando la integral de Fresnel-Kirchhoff, que la amplitud compleja en el punto (x_2, y_2) sobre la placa fotográfica, esta se ha desplazado, escrita como

$$o(x_2, y_2) = (i/\lambda z_0) \exp[-(i\pi/\lambda z_0)(x_2^2 + y_2^2)] O(\xi, \eta) \quad (3.5.1)$$

donde z_0 es la distancia desde el plano objeto al plano del holograma, dada por $z_0 \gg \left(\frac{k(\xi^2 + \eta^2)}{2} \right)_{max}$, donde $\xi = x_2/\lambda z_0$, $\eta = y_2/\lambda z_0$, y

$$O(\xi, \eta) = F\{o(x_1, y_1) \exp[-(i\pi/\lambda z_0)(x_1^2 + y_1^2)]\}. \quad (3.5.2)$$

La expresión de la derecha, de la Ec. (3.5.2) es la Transformada de Fourier de la onda del objeto modificado por un factor de fase esférico que depende de la distancia del objeto al holograma. Del mismo modo, se puede demostrar que la amplitud compleja en la placa fotográfica

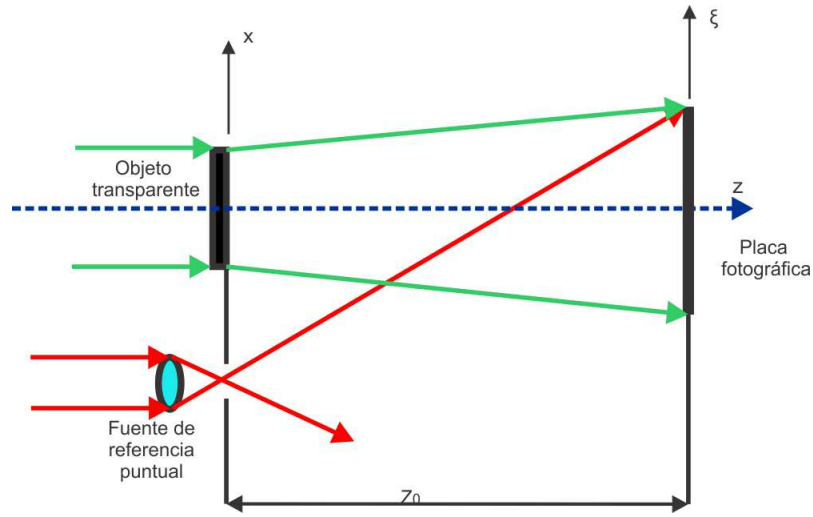


Figura 3.9: Sistema óptico usado para el grabado del holograma de Fourier sin lentes.

debida a la onda de referencia es,

$$r(x_2, y_2) = r \exp[-(i\pi/\lambda z_0)(x_2^2 + y_2^2) \exp(-i2\pi\xi b)], \quad (3.5.3)$$

donde b es la distancia de la fuente puntual de referencia desde el eje z .

La intensidad en el patrón de interferencia resultante, es entonces,

$$\begin{aligned} I(x_2, y_2) &= r^2 + |O(x_2, y_2)|^2 \\ &+ (i/\lambda z_0) O(\xi, \eta) \exp(i2\pi\xi b) \\ &+ (i/\lambda z_0) O^*(\xi, \eta) \exp(-i2\pi\xi b). \end{aligned} \quad (3.5.4)$$

En comparación con la Ec. (3.4.3) muestra que la distribución de intensidad es muy similar a lo obtenido de acuerdo con el holograma de Fourier, y los hologramas resultantes tienen esencialmente las mismas propiedades. En esta configuración de grabado, el efecto del factor de fase esférico asociado con el campo cercano o Fresnel del patrón de difracción del objeto transparente es eliminado por el uso de una onda de referencia esférica con una curvatura promedio.

3.6. Hologramas de imagen

Esta técnica suele ser ventajosa para grabar un holograma de una imagen objeto, un arreglo óptico típico para este propósito, es el uso de una lente convergente para proyectar una imagen real del objeto como se muestra en la Figura 3.10 [39]. Con arreglos semejantes, es posible proyectar la imagen en la posición del objeto dentro de la placa fotográfica para el grabado del holograma.

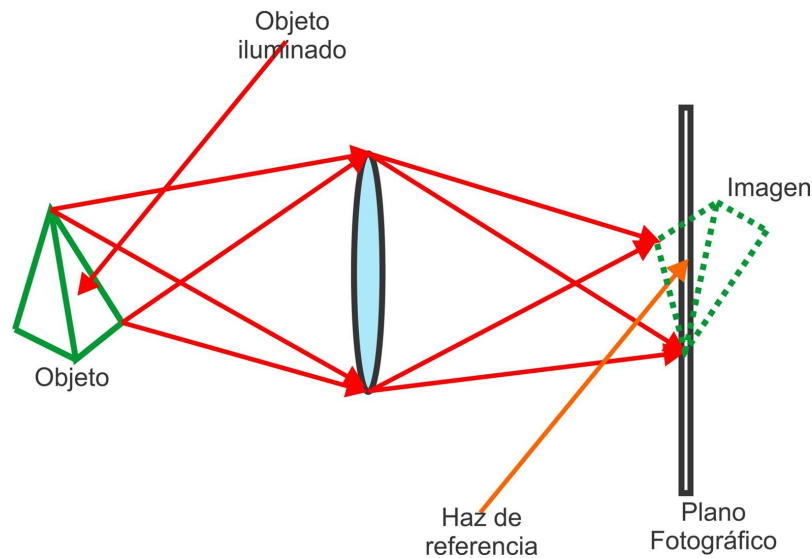


Figura 3.10: Sistema óptico usado para el grabado de hologramas imagen

La imagen reconstruida se forma a continuación en la misma posición con respecto al holograma, como parte aparente de la imagen en frente del holograma, y el resto, esta detrás de este holograma.

3.6.1. Hologramas de pinhole

Un pinhole entre el objeto y la placa fotográfica en el sistema de grabado, como se muestra en la Figura 3.11 a), juega el rol de una lente y produce una imagen holográfica. Cuando este holograma es iluminado por el haz de referencia conjugado, como se muestra en la Figura 3.11 b), reconstruye además de una imagen real del objeto, una imagen real del objeto del pinhole y toda la luz de formación de imagen pasa a través de esta imagen de pinhole.

Si entonces una serie de hologramas de objetos son grabados sobre la misma placa, con un pinhole desplazado en diferentes posiciones para cada objeto, se pueden generar diferentes imágenes por el movimiento del pinhole en una apropiada posición, objetos no difusores tales como máscaras de amplitud, pueden ser iluminadas por una haz convergente proveniente de una lente. Las imágenes pueden ser seleccionadas mediante la colocación de un modulador espacial de luz en el plano focal y calculando esto, se genera una matriz apropiada de pinholes.

3.7. Hologramas de Fraunhofer

El holograma de Fraunhofer explota una situación única en la que se puede tener un holograma en línea, se usa sin el problema común asociado con la presencia de la imagen conjugada. Esta situación se presenta cuando, el objeto es bastante pequeño para formar el patrón de difracción en

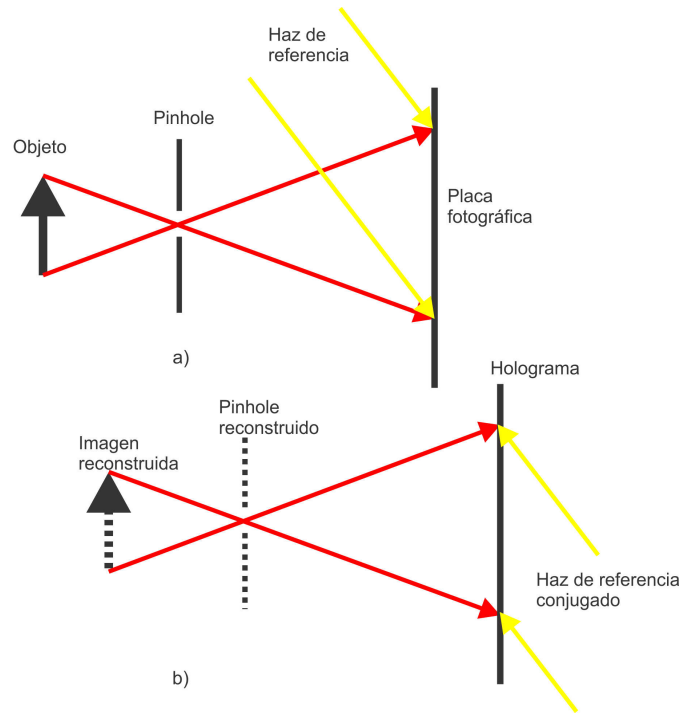


Figura 3.11: a) Grabado, y b) reconstrucción de un holograma de pinhole

la placa fotográfica como se muestra en la Figura 3.12, esto ocurre, en la distancia z_0 del objeto a partir de la placa fotográfica, y satisface la condición del campo lejano,

$$z_0 \gg (x_0^2, y_0^2)/\lambda, \quad (3.7.1)$$

donde x_0 y y_0 definen la dimension lateral del objeto.

Una de las primeras aplicaciones de los hologramas de Fraunhofer fue en el grabado de imágenes

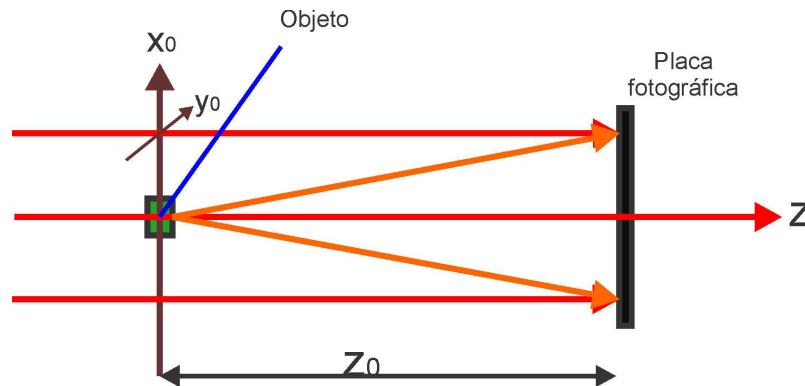


Figura 3.12: Formación de un holograma de Fraunhofer

nes en una distribución de tercera dimensión de partículas de aerosol . Las partículas son tan pequeñas, que incluso en distancias de unos pocos milímetros, el holograma puede ser considerado que está en el plano lejano de alguna partícula individual. En este caso la luz contribuyente

a la imagen conjugada y está distribuida sobre un área grande en el plano de la imagen primaria. Como resultado, la imagen primaria puede ser mostrada con interferencia significativa desde la conjugada.

Capítulo 4

Reconstrucción de un holograma

En este capítulo se discuten las características de la reconstrucción de la imagen y la dependencia de estas características sobre diversos parámetros del sistema óptico son usados en el grabado y reconstrucción.

4.1. Imagen puntual

Por simplicidad del análisis, es conveniente considerar el holograma de un objeto puntual O [40], donde sus coordenadas son (x_O, y_O, z_O) , el cual es grabado con una onda de referencia desde una fuente puntual R localizada en (x_R, y_R, z_R) , como se muestra en la Figura 4.1 a). La amplitud compleja de la onda objeto en un punto $H(x_H, y_H, z_H)$ en el plano del holograma puede ser escrito como $a_O = |a_O| \exp(-i\phi_O)$, donde ϕ_O es la fase de la onda en este punto en relación con ella en el punto O [41]. La fase se puede calcular a partir del camino óptico y está dado, en una aproximación de primer orden, por la expresión,

$$\phi_O = (\pi/\lambda_1)[(1/z_O)(x_H^2 + y_H^2 - 2x_Hx_O - 2y_Hy_O)], \quad (4.1.1)$$

donde λ_1 es la longitud de onda de la luz empleada durante el grabado del holograma.

Similarmente, la amplitud compleja de la onda de referencia en el punto $H(x_H, y_H, z_H)$ pueda ser escrita como $a_R = |a_R| \exp(-i\phi_R)$, donde

$$\phi_R = (\pi/\lambda_1)[(1/z_R)(x_H^2 + y_H^2 - 2x_Hx_R - 2y_Hy_R)]. \quad (4.1.2)$$

De la Ec. (3.3.3), se deduce que la posición y espaciado entre las franjas de interferencia en el holograma producido por estas dos ondas son determinadas por la diferencia de fase $(\phi_R - \phi_O)$.

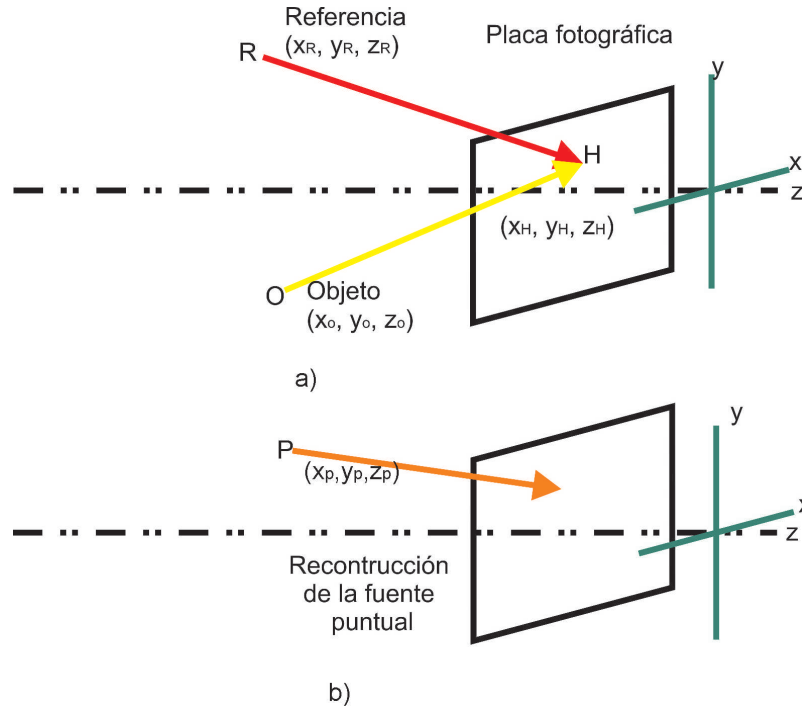


Figura 4.1: Sistema de coordenadas usado para el estudio de formación de imágenes para holografía a) Grabado del holograma, b) Imagen reconstruida

Se asume que, el holograma procesado es iluminado con luz monocromática λ_2 desde una fuente puntual localizada en (x_P, y_P, z_P) , como se muestra en la Figura 4.1 b). De la misma manera, la amplitud compleja de esta onda en el punto $H(x_H, y_H, z_H)$ en el plano del holograma puede ser escrita como $a_p = |a_P| \exp(-i\phi_P)$, donde

$$\phi_P = (\pi/\lambda_2)[(1/z_P)(x_H^2 + y_H^2 - 2x_Hx_P - 2y_Hy_P)]. \quad (4.1.3)$$

Si se asume un grabado lineal definido por las Ecs. (3.2.2) y (3.2.3), los términos en la expresión para la amplitud compleja del frente de onda transmitido que da origen a dos imágenes reconstruidas, como las obtenidas en las Ecs. (3.3.8) y (3.3.9), son, además de un factor constante,

$$\begin{aligned} \text{Imagen virtual} \quad u_3 &= a_P a_R^* a_O \\ &= |a_P| |a_R| |a_O| \exp[-i(\phi_P - \phi_R + \phi_O)], \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

e

$$\begin{aligned} \text{Imagen real} \quad u_4 &= a_P a_R a_O^* \\ &= |a_P| |a_R| |a_O| \exp[-i(\phi_P + \phi_R - \phi_O)], \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

Si u_3 se escribe en la forma $u_3 = |u_3| \exp(-i\phi_3)$, se deduce que la fase ϕ_3 de esta onda reconstruida en $H(x_H, y_H, z_H)$ es

$$\begin{aligned}\phi_3 &= \phi_P - (\phi_R - \phi_O), \\ &= \phi_P - \phi_R + \phi_O.\end{aligned}\quad (4.1.6)$$

Cuando sustituimos los valores de ϕ_O , ϕ_R y ϕ_P de las Ec. (4.1.1), (4.1.2) y (4.1.3) en la Ec. (4.1.6) y se establece que $\lambda_2/\lambda_1 = \mu$, entonces se tiene

$$\begin{aligned}\phi_3 &= (\pi/\lambda_2)[(x_H^2 + y_H^2)(\frac{1}{z_P} + \frac{\mu}{z_O} - \frac{\mu}{z_R}) \\ &\quad - 2x_H(\frac{x_P}{z_P} + \frac{\mu x_O}{z_O} - \frac{\mu x_R}{z_R}) \\ &\quad - 2y_H(\frac{y_P}{z_P} + \frac{\mu y_O}{z_O} - \frac{\mu y_R}{z_R})].\end{aligned}\quad (4.1.7)$$

Puesto que la onda representada por u_3 produce una imagen puntual, esta debe ser una onda esférica. Por consiguiente, esto debería ser posible para expresar la fase en $H(x_H, y_H, z_H)$ de la forma

$$\phi_3 = (\pi/\lambda_2)[(1/z_3)(x_H^2 + y_H^2 - 2x_H x_3 - 2y_H y_3)], \quad (4.1.8)$$

donde (x_3, y_3, z_3) son las coordenadas de la imagen puntual.

Por lo tanto, si se adecuan los coeficientes de los términos similares en las Ecs. (4.1.7) y (4.1.8), las coordenadas de la imagen formada para la onda representada por u_3 , pueden ser escritas como

$$x_3 = \frac{x_P z_O z_R + \mu x_O z_P z_R - \mu x_R z_P z_O}{z_O z_R + \mu z_P z_R - \mu z_P z_O}, \quad (4.1.9)$$

$$y_3 = \frac{y_P z_O z_R + \mu y_O z_P z_R - \mu y_R z_P z_O}{z_O z_R + \mu z_P z_R - \mu z_P z_O}, \quad (4.1.10)$$

$$z_3 = \frac{z_P z_O z_R}{z_O z_R + \mu z_P z_R - \mu z_P z_O}. \quad (4.1.11)$$

Similarmente, las coordenadas de la imagen formada para la onda conjugada representada por u_4 , pueden ser escritas como

$$x_4 = \frac{x_P z_O z_R - \mu x_O z_P z_R - \mu x_R z_P z_O}{z_O z_R + \mu z_P z_R - \mu z_P z_O}, \quad (4.1.12)$$

$$y_4 = \frac{y_P z_O z_R + \mu y_O z_P z_R - \mu y_R z_P z_O}{z_O z_R + \mu z_P z_R - \mu z_P z_O}, \quad (4.1.13)$$

$$z_4 = \frac{z_P z_O z_R}{z_O z_R + \mu z_P z_R - \mu z_P z_O}. \quad (4.1.14)$$

4.2. Aumento de imagen

Si se considera un objeto extendido que se compone de un número de objetos puntuales y aplicando el análisis anterior, se evalúan las características de la imagen reconstruida.

4.2.1. Aumento lateral

El aumento lateral de la imagen primaria (imagen virtual) representado por el subíndice 3 puede ser definido, ya sea por,

$$M_{lat,3} = (dx_3/dx_O), \quad (4.2.1)$$

o como

$$M_{lat,3} = (dy_3/dy_O), \quad (4.2.2)$$

Ambas definiciones conducen al mismo resultado, partiendo de las mismas Ecs. (4.1.9) y (4.1.10), se tiene que

$$M_{lat,3} = \left[1 + z_O \left(\frac{1}{\mu z_P} - \frac{1}{z_R} \right) \right]^{-1}. \quad (4.2.3)$$

Similarmente, para una imagen conjugada (imagen real) representada por el subíndice 4, se tiene

$$M_{lat,4} = (dx_4/dx_O), \quad (4.2.4)$$

o

$$M_{lat,4} = (dy_4/dy_O), \quad (4.2.5)$$

que partiendo de las ecuaciones 4.1.12 y 4.1.13, produce

$$M_{lat,4} = \left[1 - z_O \left(\frac{1}{\mu z_P} - \frac{1}{z_R} \right) \right]^{-1}. \quad (4.2.6)$$

4.2.2. Aumento angular

Si se asume que el ojo del observador, se localiza en el plano del holograma, el aumento angular de la imagen primaria puede ser definida como

$$M_{ang} = \frac{d(x_3/z_3)}{d(x_O/z_O)}, \quad (4.2.7)$$

que se reduce a

$$|M_{ang}| = \mu, \quad (4.2.8)$$

donde $\mu = \lambda_2/\lambda_1$ y esta es la misma para la imagen conjugada.

4.2.3. Aumento longitudinal

El aumento longitudinal de la imagen primaria, puede calcularse a partir de la relación,

$$\begin{aligned} M_{long,3} &= \frac{dz_3}{dz_O}, \\ &= \frac{1}{\mu} \frac{d}{dz_O} \left\{ \frac{z_O}{1 + z_O[(1/\mu z_P) + (1/z_R)]} \right\}, \\ &= \frac{1}{\mu} \left\{ \frac{1}{1 + z_O[(1/\mu z_P) + (1/z_R)]} \right\}^2, \\ &= \frac{1}{\mu} M_{lat,3}^2. \end{aligned} \quad (4.2.9)$$

Del mismo modo, el aumento longitudinal de la imagen conjugada es

$$\begin{aligned} M_{long,4} &= \frac{dz_4}{dz_O}, \\ &= -\frac{1}{\mu} \frac{d}{dz_O} \left\{ \frac{z_O}{1 - z_O[(1/\mu z_P) + (1/z_R)]} \right\}, \\ &= -\frac{1}{\mu} \left\{ \frac{1}{1 - z_O[(1/\mu z_P) + (1/z_R)]} \right\}^2, \\ &= -\frac{1}{\mu} M_{lat,4}^2. \end{aligned} \quad (4.2.10)$$

Nótese que $M_{long,3}$ y $M_{long,4}$ son de la misma magnitud pero tienen signos opuestos.

4.3. Imagen ortoscópica y pseudoscópica

Para entender las consecuencias de signos opuestos de $M_{long,3}$ y $M_{long,4}$ se considera un grabado de holograma fuera de eje [42-43], con un haz de referencia normalmente colimado, incidente sobre la placa fotográfica, como se muestra en la Figura 4.2 a). Cuando este holograma es iluminado una vez más con el mismo haz de referencia colimado, como se muestra en la Figura 4.2 b), este reconstruye dos imágenes, una virtual y la otra real, se puede observar que estas

dos son réplicas exactas del objeto. Sin embargo, las dos imágenes difieren en un aspecto muy importante. Se puede observar que la imagen virtual está localizada en la misma posición, que el objeto y exhibe las mismas propiedades de paralaje, la imagen real está formada a la misma distancia del holograma, pero enfrente de éste puesto que en las Ecs. (4.1.11) y (4.1.14), estas corresponden a los puntos sobre la imagen real y virtual, respectivamente estos están localizados a distancias iguales desde el plano del holograma; la imagen real tiene una curiosa propiedad, que su profundidad se invierte. Cada una es llamada imagen pseudoscópica, como opuesta a la normal, o imagen ortoscópica,

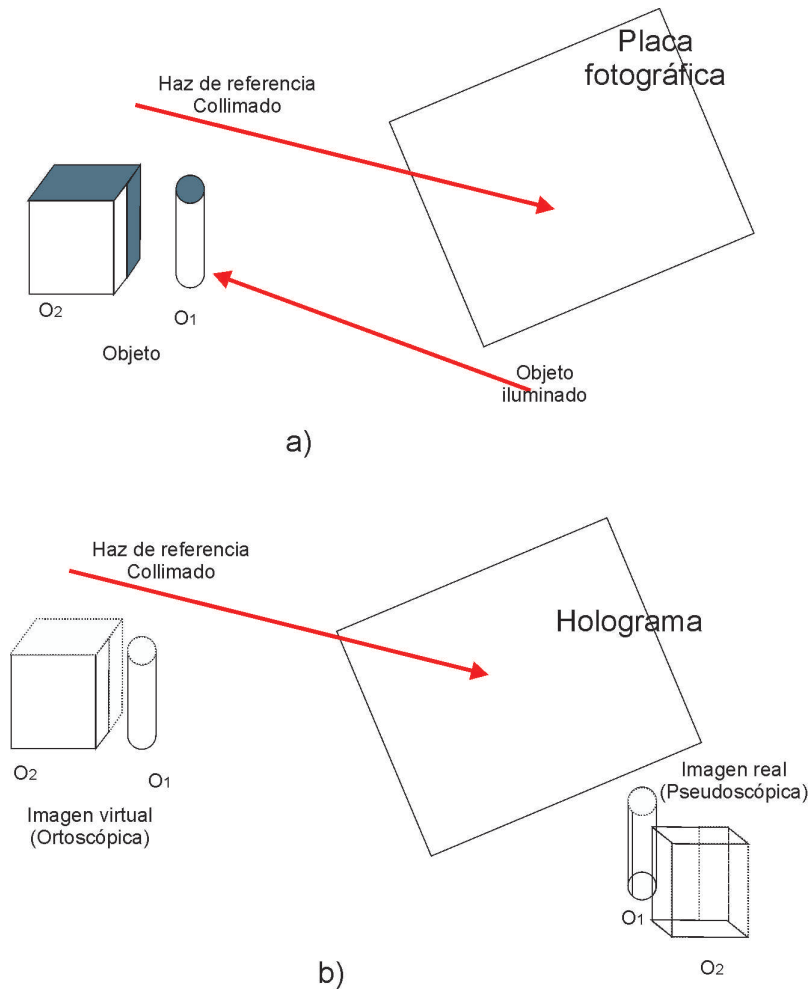


Figura 4.2: Formación de imagen ortoscópica y pseudoscópica por un holograma, a) Grabado del holograma, b) Imagen reconstruida

Esta inversión de profundidad resulta en conflicto visual, que hace observar la imagen real psicológicamente satisfactoria. Esto si O_1 y O_2 son dos elementos en el campo objeto, y si O_1 bloquea la luz dispersada por O_2 en un determinado ángulo y no graba la información de parte de O_2 . El observador ve la imagen real desde la dirección correspondiente donde no se ve la parte bloqueada de O_2 , aunque de lo contrario a lo normal, es oscurecido por O_1 , aunque O_2 aparenta

estar enfrente de O_1 .

4.3.1. Producción de una imagen real ortoscópica

Un holograma que reconstruye una imagen real ortoscópica de un objeto puede ser producido en dos pasos.

En el primer paso, como se muestra en la Figura 4.3, un holograma (H1) es grabado del objeto iluminado con un haz de referencia colimado [44]. Cuando H1 es iluminado otra vez con el haz de referencia colimado, éste reconstruye dos imágenes con aumento unitario del objeto, una de estas es una imagen virtual ortoscópica, la otra una imagen real pseudoscópica. Un segundo holograma (H2) es entonces grabado de la imagen real con un haz de referencia colimado. Cuando H2 es iluminado con un haz de referencia colimado, este reconstruye una imagen virtual pseudoscópica localizada en la misma posición como la imagen real formada por H1. Sin embargo, la imagen real formada por H2 es ortoscópica. Aunque el haz de referencia colimado es usado en todo, la imagen real final es del mismo tamaño que el objeto y es libre de aberraciones.

Un método simple para grabar el holograma de una imagen real ortoscópica del objeto formado por una lente, o por un espejo cóncavo. Cuando este holograma es iluminado con el haz de referencia, este reconstruye la onda del objeto, produciendo una imagen real ortoscópica.

4.4. Desalineación, tamaño de la fuente, y ancho de banda espectral

Una imagen sin aberraciones y con alta resolución es posible de obtener cuando el holograma es reemplazado en su posición original por una imagen pseudoscópica y el mismo haz de referencia usado en el grabado del holograma, es también usado para iluminarlo [45-46].

El efecto de reposicionamiento incorrecto del ajuste en el holograma o incorrecto en el ajuste del haz de referencia, se convierte en algo bastante serio para altas aberturas numéricas. Banyasz, Kiss, y Varga estudiaron la imagen de una fuente puntual para un holograma con una apertura numérica de 0,85 y han mostrado que el desacoplamiento de 1 mrad puede generar aberraciones geométricas notables mientras que errores mas pequeños resultan en una amplificación de la distribución de la intensidad.

Similarmente, el uso de una fuente de tamaño finito y ancho de banda espectral para iluminar el holograma afecta la resolución en la imagen reconstruida. Por simplicidad, se considera los

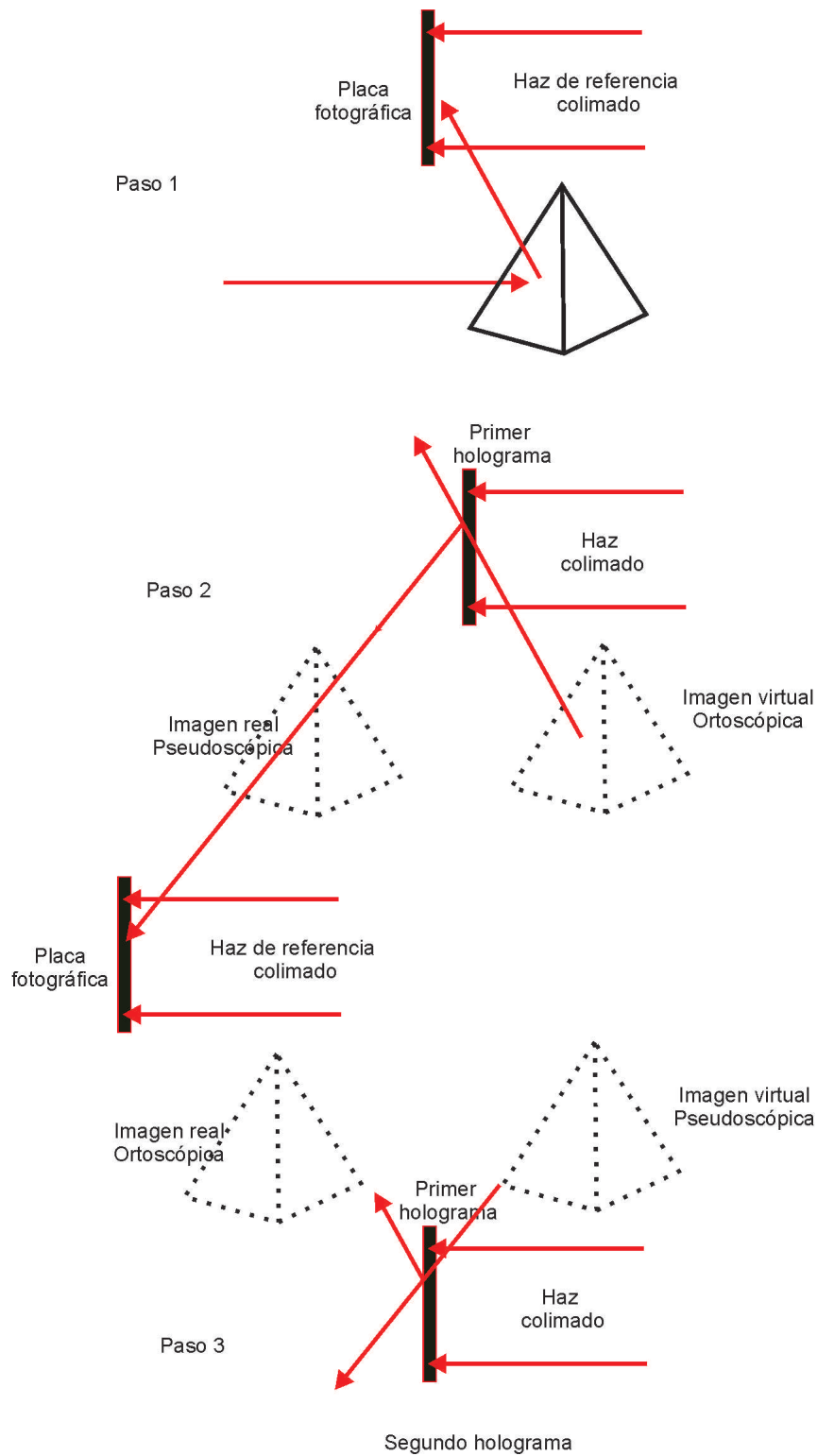


Figura 4.3: Producción de una imagen real orthoscopica para el grabado de dos hologramas sucesivos

efectos en el plano xz , solamente.

4.4.1. Tamaño de la fuente

Se considera un holograma iluminado por una fuente puntual monocromática de la misma longitud de onda como en el que se usa en el grabado. De la Ec. (4.1.9) la coordenada x de la imagen virtual de un objeto puntual localizado en (x_O, y_O, z_O) es

$$x_3 = \frac{x_P z_O z_R + x_O z_P z_R - x_R z_P z_O}{z_O z_R + z_P z_R - z_P z_O}. \quad (4.4.1)$$

El desplazamiento de la imagen reconstruida por un pequeño cambio en la posición de la fuente a lo largo del eje x , esta dada por la relación

$$(dx_3/dx_P) = \frac{z_O z_R}{z_O z_R + z_P z_R - z_P z_O}. \quad (4.4.2)$$

Por consiguiente, si la fuente usada para la iluminación del holograma ocupa la misma posición, como la fuente de referencia usada en el grabado, de modo que $z_P \approx z_R$, la imagen borrosa para un tamaño de fuente Δx_P puede ser escrita como

$$\Delta x_3 = \frac{z_O}{z_P} \Delta x_P. \quad (4.4.3)$$

El valor aceptable de una imagen borrosa a mostrar es determinado por la resolución del ojo, la cual es aproximadamente 0,5 mrad, o 0,5 mm para una distancia observable de 1 m. Por consiguiente si la imagen se forma a una distancia de 100 mm a partir del holograma, este puede ser iluminado con una fuente extendida monocromática (lámpara de vapor de mercurio) con un diámetro de 5 mm, localizada a una distancia mínima de 1 m desde el holograma.

4.4.2. Ancho de banda espectral de la fuente

Para calcular los efectos de un ancho de banda espectral de la fuente sobre la imagen reconstruida, es conveniente asumir que el holograma es recuperado con un haz de referencia colimado de longitud de onda λ_1 , pero es iluminado en el mismo ángulo con un haz de referencia colimado de longitud de onda λ_2 , cuando la imagen reconstruida es mostrada. Bajo estas condiciones, $z_P = z_R = \infty$, pero las cantidades $(x_P/z_P) = (x_R/z_R)$ son todavía finitas, y las Ecs. (4.1.9) y (4.1.11), las expresiones para las coordenadas de una imagen puntual pueden ser escritas como

$$x_3(\lambda_1, \lambda_2) = x_O + \frac{x_P}{z_P} \frac{z_O}{\mu} - \frac{x_R}{z_R} z_O, \quad (4.4.4)$$

y

$$z_3(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{z_O}{\mu}, \quad (4.4.5)$$

donde, como anteriormente, $\mu = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$.

Los desplazamientos de la imagen por un cambio muy pequeño en la longitud de onda de la fuente usada para la iluminación del holograma están dados por la relación

$$\frac{dx_3}{d\lambda_2} = -\frac{x_P z_O}{z_P \mu \lambda_2}, \quad (4.4.6)$$

y

$$\frac{dz_3}{d\lambda_2} = -\frac{z_O}{\mu \lambda_2}. \quad (4.4.7)$$

Si la fuente usada para iluminar el holograma tiene una longitud de onda media λ_2 aproximadamente igual a λ_1 , de modo que $\mu \approx 1$, y un ancho de banda espectral $\Delta\lambda_2$, la imagen transversal borrosa, debida al ancho de banda espectral finito de la fuente es

$$|\Delta x_3| = \frac{x_P}{z_P} z_O \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2}, \quad (4.4.8)$$

y la imagen longitudinal borrosa es

$$|\Delta z_3| = z_O \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2}. \quad (4.4.9)$$

Sin embargo, la imagen longitudinal borrosa es en magnitud mayor, ésto es, que la imagen transversal borrosa es usualmente más notable y limita el ancho de banda espectral de la fuente la cual fue usada para iluminar el holograma. La permisibilidad del ancho de banda espectral decrece si bien la profundidad de la imagen o el haz interferente se incrementa.

Típicamente, si la luz verde de una lámpara de vapor de mercurio de alta presión, la cual tiene una longitud de onda λ_2 de 546 nm de un ancho de banda espectral de 5 nm, es usada para iluminar un holograma, con un láser de argón ($\lambda_1 = 514$ nm) y un ángulo del haz interferente de 30° , en este caso $(x_P/z_P) = \tan 30^\circ = 1/\sqrt{3}$, la Ec. (4.4.8) muestra que la imagen longitudinal borrosa $|\Delta x_3|$ debería ser igual a 0,5 mm para un objetivo puntual a una distancia $z_O = 95$ mm desde el holograma.

4.4.3. Holograma de imagen

Si el plano central de la imagen se encuentra en el plano del holograma, (vista en la sección 3.6), la restricción sobre el tamaño y el ancho de banda espectral de la fuente usada para iluminar el holograma son minimizadas. De hecho, si el ángulo interferente y la profundidad de la imagen son pequeños, esto es siempre posible al usar una luz blanca extendida para iluminar el holograma. La Imagen puntual en el plano del holograma ($z_0 = 0$) es bastante fuerte y libre de color; otros puntos sobre la imagen muestra mayor dispersión de color y la borrosidad como su distancia para este plano se incrementan.

4.5. Luminosidad de la imagen

La luminosidad de la imagen reconstruida por un holograma depende, en primera instancia, sobre la eficiencia de difracción ε , la cual puede ser definida como la razón de la difracción de la energía en la imagen deseada por un elemento del holograma para que incida sobre este, desde la fuente usada para iluminar. La eficiencia de difracción de un holograma es determinado por el medio usado de grabado y la visibilidad de las franjas. Sin embargo, la luminosidad de la imagen también depende sobre el grabado y la reconstrucción geométrica.

4.5.1. Holograma fuera de eje

Consideremos un holograma convencional fuera de eje, como se muestra en la Figura 4.4, reconstruye una imagen virtual en una distancia d . Esta imagen es vista por un observador localizado en el frente del holograma.

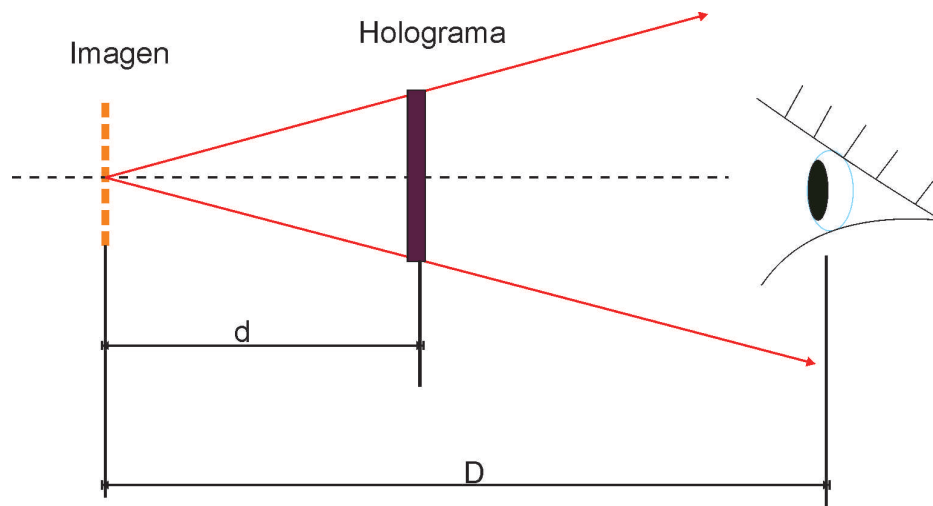


Figura 4.4: Imagen reconstruida por un holograma fuera de eje: el propio holograma es la pupila

Con un objeto de reflexión difusa, el flujo que incide sobre la placa fotográfica, mientras se graba el holograma, puede ser tomado como uniforme muy cerca sobre toda esta área. Como resultado, la visibilidad de las franjas y de esta forma, la eficiencia de difracción ε puede ser asumida por una constante sobre el holograma. En consecuencia, si el holograma es iluminado por un haz monocromático de intensidad I , la energía total difractada sobre la imagen es $\varepsilon I A_H$, donde A_H es el area del holograma.

Como se puede ver en la Figura 4.4, el flujo de algún elemento de la imagen reconstruida es distribuido sobre un ángulo espacial $\Omega_H = A_H/d^2$. La luminosidad de la imagen es por lo tanto,

$$\begin{aligned} L_v &= \varepsilon I A_H \frac{K_\lambda}{\Omega_H A_I}, \\ &= \varepsilon I K_\lambda \frac{d^2}{A_I}, \end{aligned} \quad (4.5.1)$$

donde K_λ es la eficiencia del espectro luminoso de la radiación, y A_I es el área de la imagen.

La Ec. (4.5.1) muestra que la luminosidad de la imagen se incrementa con la distancia desde el holograma; sin embargo, este incremento es en la expansion del ángulo espacial sobre el cual la imagen puede ser observada.

4.5.2. Holograma imagen

Cuando un holograma es grabado de una imagen real proyectada ya sea por un sistema óptico o por otro holograma (ver la sección 4.3.1). El holograma reconstruye una imagen, no solamente la del objeto, sino también del sistema óptico, incluyendo algunas aperturas (o pupilla) que limitan la dispersion angular del haz objeto. Si la fuente usada para iluminar el holograma tiene alguna longitud de onda y ocupa la misma posición con respecto al holograma como la fuente de referencia usada en el grabado, la reconstrucción y distancia de la pupila corresponden a los de la pupila de la imagen del sistema, o a los límites del holograma primario, como se muestra en la Figura 4.5, el flujo procedente de cualquier elemento de la imagen reconstruida es la confinada dentro de un ángulo espacial $\Omega_P = A_P/D_P^2$, donde A_P es el área de la pupila reconstruida y D_P es la distancia desde la imagen.

Si la imagen es localizada en una apreciable distancia desde el holograma, y la apertura numérica del sistema imagen usado cuando se graba el holograma es suficientemente grande, el flujo en el haz objeto podría ser casi uniforme y la eficiencia de difracción del holograma puede ser tomado como constante sobre esta área. La luminosidad de la imagen es entonces

$$L_v = \varepsilon I A_H \frac{K_\lambda}{\Omega_P A_I}. \quad (4.5.2)$$

Para un tamaño dado de holograma y la distancia de visualización, la luminosidad de la imagen es ahora independiente de estas distancias desde el holograma y depende solamente sobre la

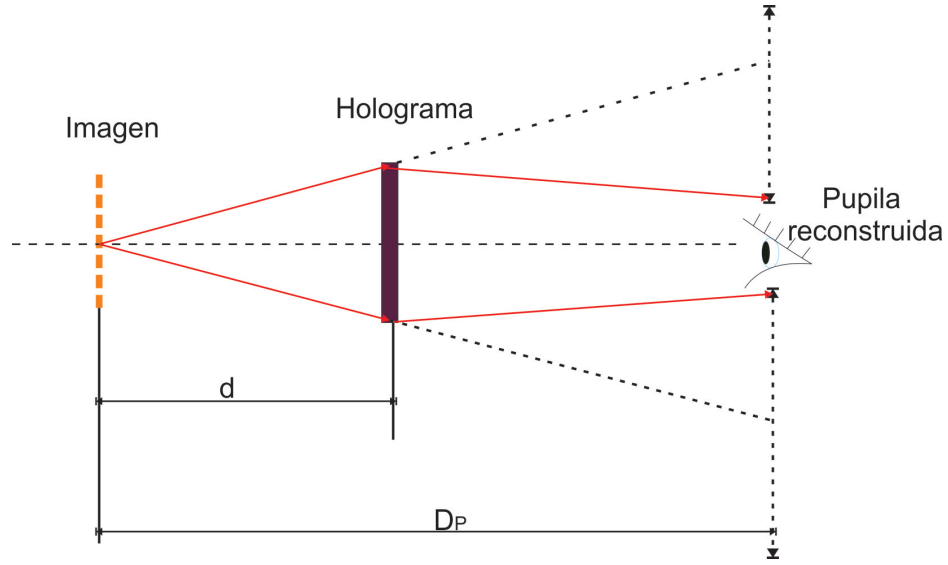


Figura 4.5: Formación de la imagen con una reconstrucción de pupila externa.

dimensión de la pupila reconstruida. Una comparación de la Ec. (4.5.2) con la Ec. (4.5.1) muestra que la luminosidad de la imagen tiene aumento por un factor (Ω_H/Ω_P) , la cual es recíproca de la razón del ángulo espacial de la visualización disponible en estos dos casos.

Como se menciona en la sección (4.4.3), una ventaja mayor del holograma imagen es que la imagen puede ser hecha para ocupar una posición entre el plano del holograma; esto minimiza la imagen borrosa cuando una fuente de tamaño finito y ancho de banda espectral se usa para iluminar el holograma. En este caso, solamente el área del holograma corresponde a la luz difractada de la imagen y la Ec. (4.5.2) se reduce a

$$L_v = \varepsilon I \frac{K_\lambda}{\Omega_P}, \quad (4.5.3)$$

de modo que la luminosidad de la imagen es independiente del área. Sin embargo, esto es aparente desde las Ecs. (4.5.2) y (4.5.3) que la luminosidad de la imagen debe ser menor que la luminosidad de la imagen del objeto formado a una distancia desde el holograma. En consecuencia, la luminosidad máxima para la imagen, el objeto deberá estar en una distancia suficiente para asegurar que el holograma grabado evite que el flujo del objeto se disperse fuera de la placa fotográfica. Esta distancia es, desde luego, limitada por el tamaño de la fuente usada para iluminar la imagen final del holograma y la imagen borrosa aceptable.

Capítulo 5

Experimentos y resultados

5.1. Introducción

En este capítulo se presentan los resultados experimentales de los dos métodos estudiados. Se implementan sistemas óptico-electrónicos, con la ayuda de una CCD (Charge-Coupled Device). Se realiza el grabado de filtros holográficos, con el fin de reconstruir en forma digital la información del objeto.

5.1.1. Interferómetro de Mach-Zehnder

Este interferómetro se empleó para realizar el grabado de filtros; un esquema de este se muestra en la Figura 5.1. El cual consiste de dos divisores de haz y de dos espejos totalmente reflectores. Las dos ondas dentro del arreglo viajan a lo largo de caminos separados. Puede introducirse una pequeña diferencia entre los caminos con una ligera inclinación de uno de los divisores de haz, así como también en alguno de los espejos. Dado que los dos caminos están separados el interferómetro es relativamente difícil de alinear. Sin embargo, el interferómetro puede aplicarse en miles de situaciones. En nuestro caso se ha usado para el grabado de filtros holográficos que tienen franjas de interferencia [47].

5.2. Holografía de Fresnel

Para llevar a cabo el grabado de filtros se realizaron arreglos óptico-electrónicos, como el interferómetro de Michelson, el cual se observa en la Figura 2.2, así como también el interferómetro de Mach-Zehnder. Estos sistemas permiten dividir la amplitud de un sólo haz en dos haces, el primero de ellos será el haz de referencia y el segundo es el que interactúa con la muestra a analizar y se le llama haz objeto [48]. Estos arreglos experimentales se basan en una arquitectura fuera de eje ya que todos los elementos ópticos se encuentran en diferente eje óptico.

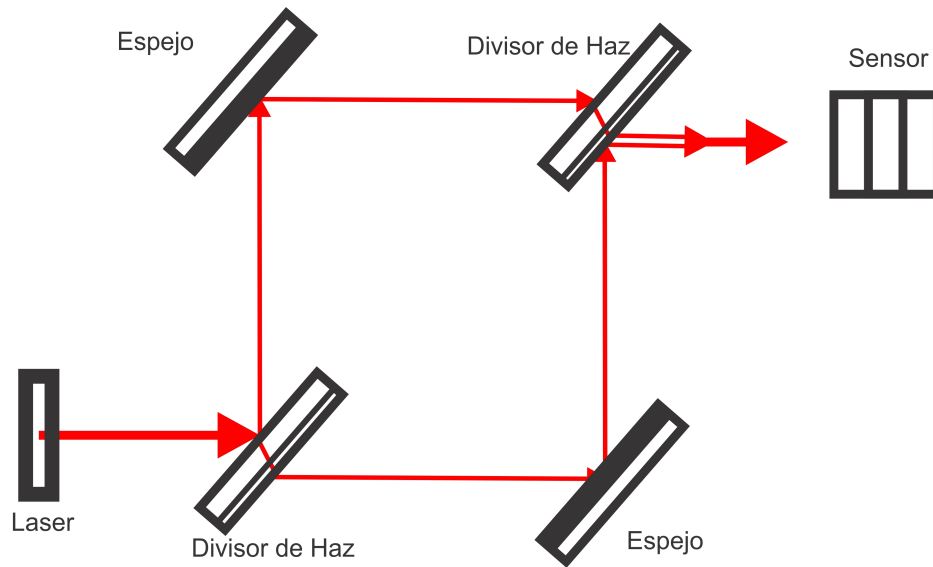
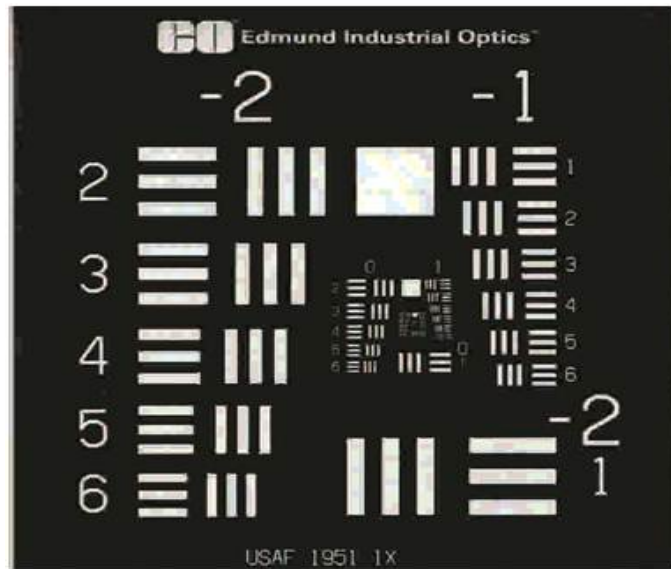


Figura 5.1: Interferómetro de Mach-Zehnder

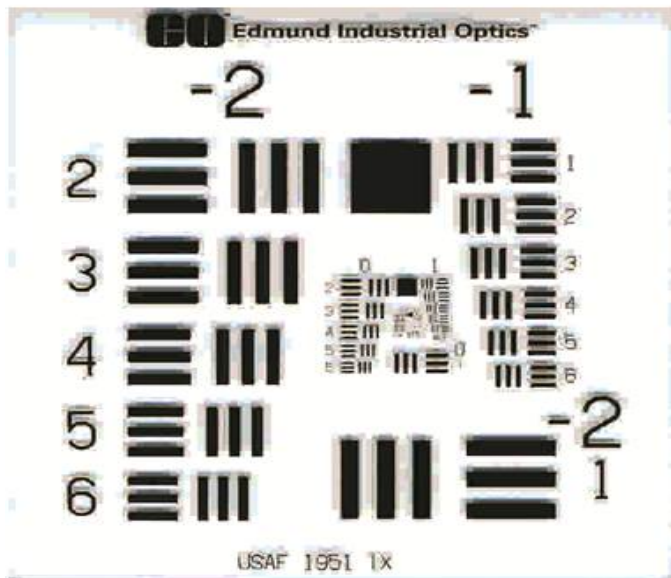
Interponiendo un objeto en uno de los haces, este alterará la diferencia de longitud de camino óptico y por lo tanto cambiando la fase y la distribución de franjas. La aplicación que se le da a este arreglo consiste en observar la variación de franjas provocadas por la interacción de estos dos haces, después, realizar el grabado el cual contiene la información codificada de la muestra del haz objeto. Después se procede a la reconstrucción de la imagen objeto que contiene el filtro holográfico.

Para el grabado de filtros holográficos se utilizó un láser sintonizable He-Ne que es ideal para aplicaciones que requieren múltiples referencias en la calibración de longitud de onda el cual funciona desde 543 nm, 594 nm, 604 nm; 612 nm, hasta 633 nm con una potencia de salida de 0,3 mW hasta 10 mW. También se empleó una cámara de CCD marca Pulnix con tamaño de pixel de $4,65 \mu\text{m} \times 4,65 \mu\text{m}$, en algunos casos se utilizan las dos tarjetas *USAF* (United States Air Force) las cuales son usadas para medir la resolución de diferentes sensores fotográficos, las cuales nos permiten realizar diferentes grabados. A la primera tarjeta *USAF* se le nombra tarjeta positiva ya que en esta el objeto a analizar es reflejante y a la segunda tarjeta se le nombra negativa ya que donde se encuentra el objeto a analizar es transparente, estas tarjetas se muestran en la Figura 5.2 a) y b). Para el grabado se llevan a cabo los siguientes arreglos basados en el interferómetro de Michelson y de Mach-Zehnder.

La reconstrucción se realizó de forma digital en una PC Dell presicion T5500 la cual contiene un procesador intel(R) Xeon(R) dos tarjetas de gráficos PCI Express x16 Gen2, con 12 de Ram, sistema operativo de 64 bits, la programación de los métodos a) función de transferencia óptica (FTO) y b) respuesta al impulso (RI), mencionados anteriormente en el capítulo 2 se realizaron en la aplicación de Matlab 7.12.0 (R2011a).



a)



b)

Figura 5.2: a) Tarjeta USAF negativa, b) Tarjeta USAF positiva

5.2.1. Grabado y Reconstrucción con el arreglo de interferómetro de Michelson

El arreglo basado en el interferómetro de Michelson es un sistema fuera de eje el cual nos permite realizar grabados de filtros holográficos; una fotografía de este arreglo se muestra en la Figura 5.3 y el esquema se muestra en la Figura 5.4 incluyendo las medidas y dispositivos opto-electrónicos utilizados. Para nuestro primer y segundo caso de grabado nuestro objeto muestra es una tarjeta USAF, en el primer caso se utiliza la tarjeta negativa, y en el segundo caso la tarjeta positiva.

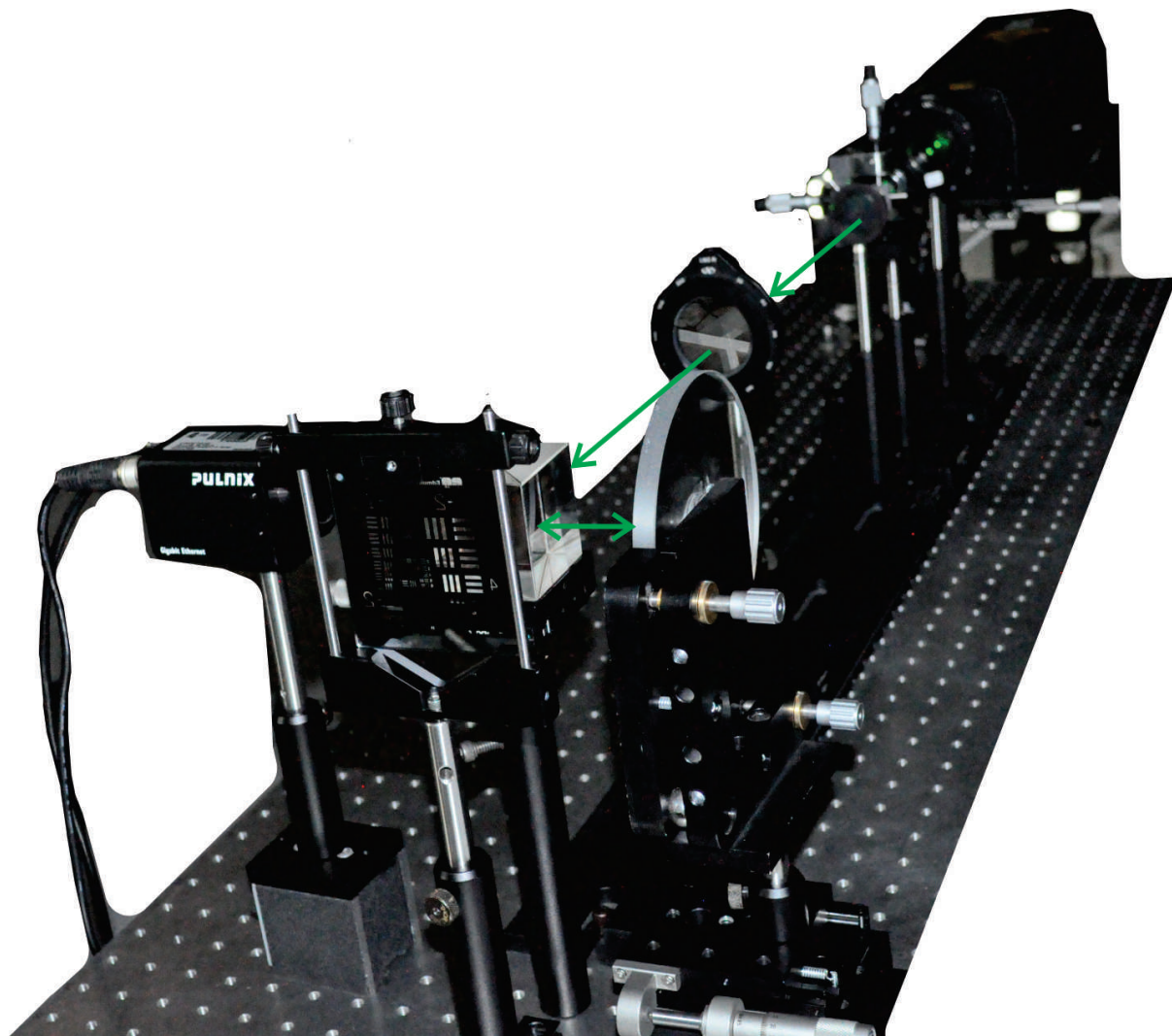


Figura 5.3: Sistema ópto-electrónico para el grabado de filtro holográfico

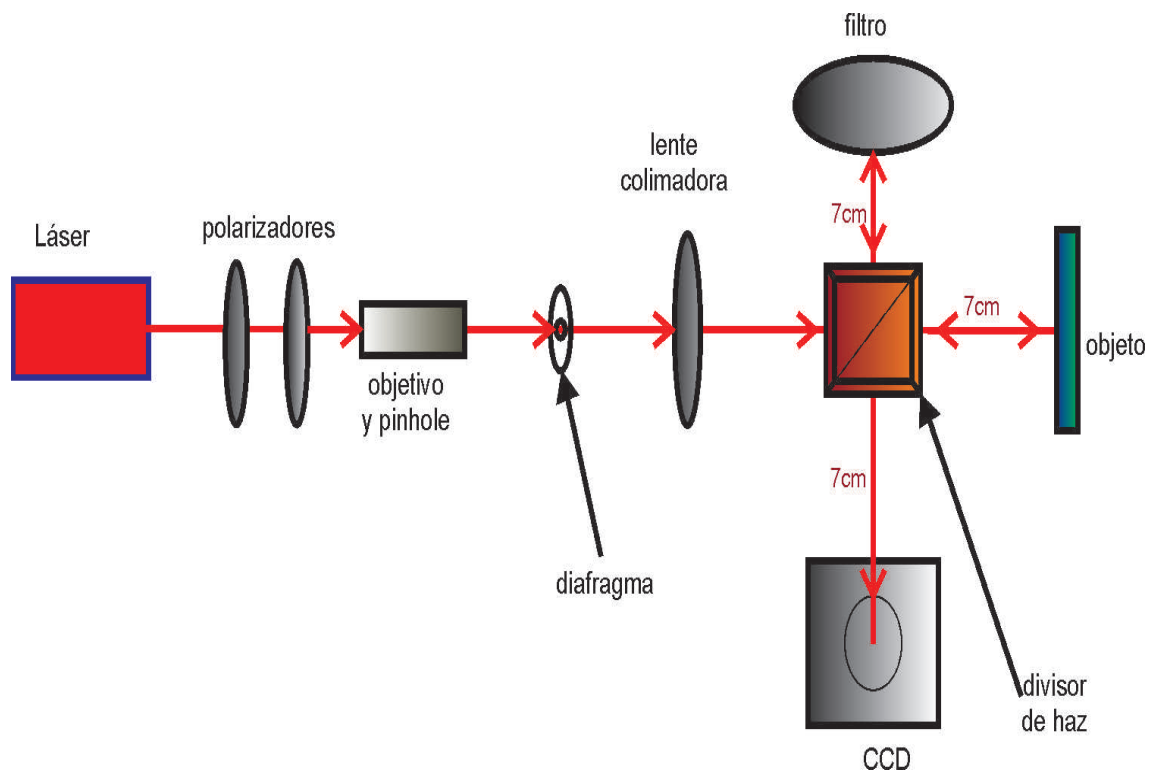


Figura 5.4: Esquema del sistema óptico-electrónico de la Fig. (5.3)

En el primer caso se graba el filtro holográfico, con una longitud de onda de 543 nm, como se muestra en la Figura 5.5 en el cual a) muestra la segmentación de la zona donde se refleja el haz de luz. La tarjeta *USAF* negativa se coloca a una distancia de 19cm de la CCD, la distancia para la reconstrucción de los dos métodos es de 16 cm, las reconstrucciones se presentan en las Figuras 5.6 b) y c). Los métodos utilizados para las recuperaciones, se muestran en los Apéndices A y B.

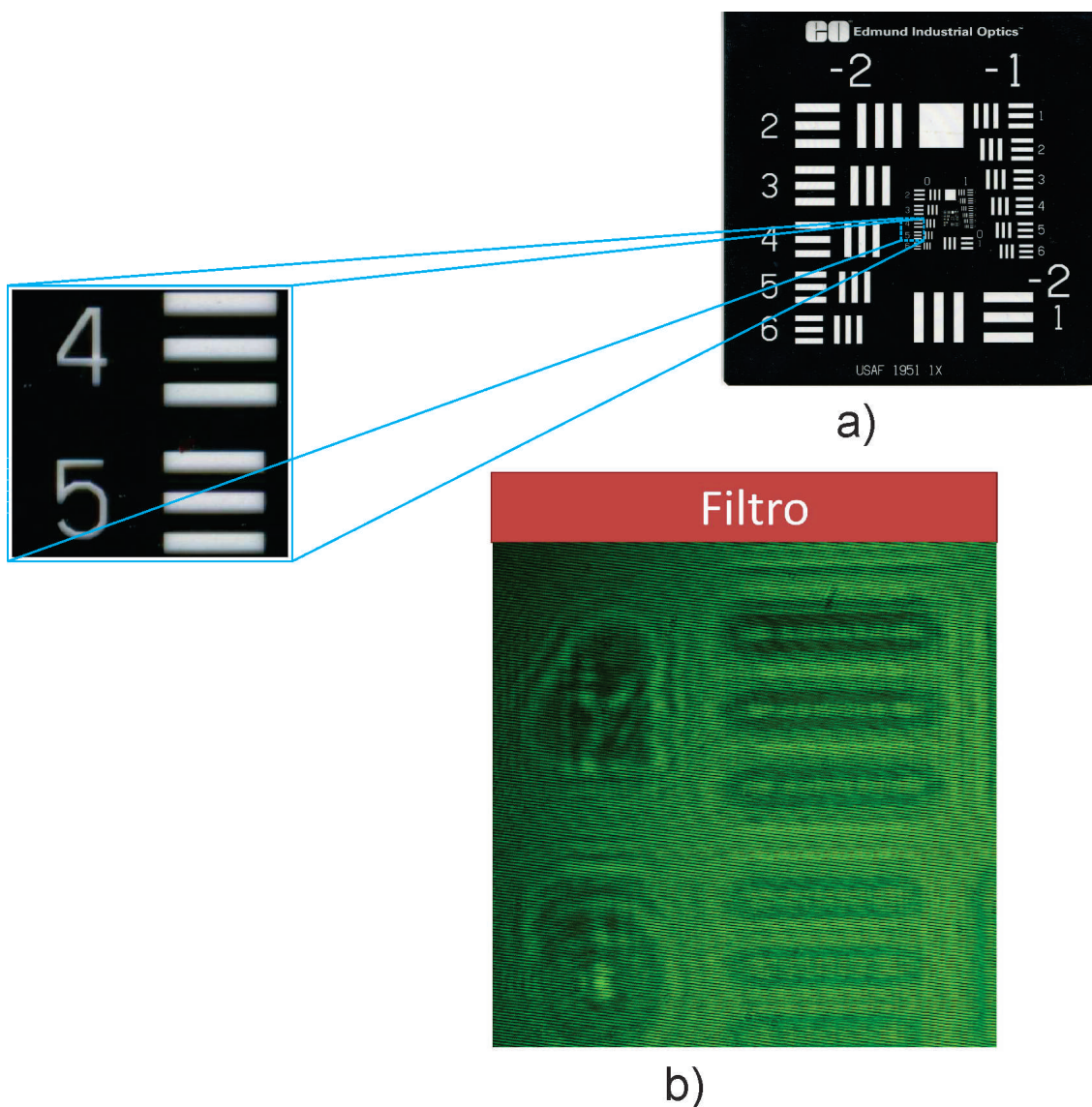


Figura 5.5: a) Segmentación de tarjeta USAF b) Filtro grabado a una distancia de 19 cm de la CCD

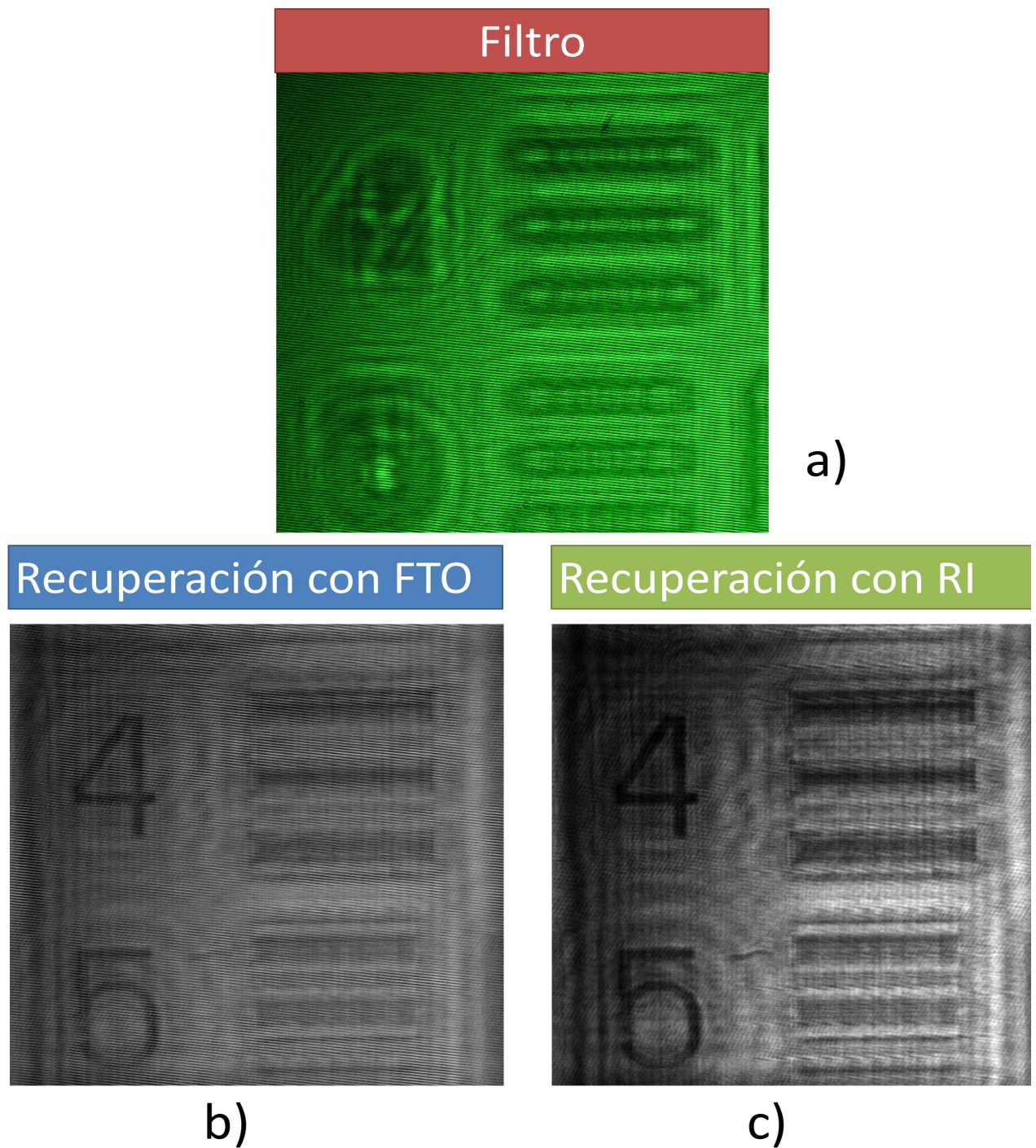


Figura 5.6: a) Filtro grabado a una distancia de 19cm de la CCD, b) Reconstrucción FTO a una distancia de 16cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 16cm

La reconstrucción del objeto que se requiere analizar se encuentra en la parte de color obscura, ya que la tarjeta utilizada fue la *USAF* negativa para el caso de reflexión, se procede a realizar un cambio de contraste negativo a ambas reconstrucciones, ahora lo que se encontraba de fondo obscuro se encuentra mas claro y viceversa, esto con el fin de poder realizar un mapa digital en tercera dimensión del objeto reconstruido, El mapeo en tercera dimensión de la reconstrucción FTO en negativo se muestra en la Figura 5.7 y el mapeo en tercera dimensión de la reconstrucción RI en negativo se muestra en la Figura 5.8.

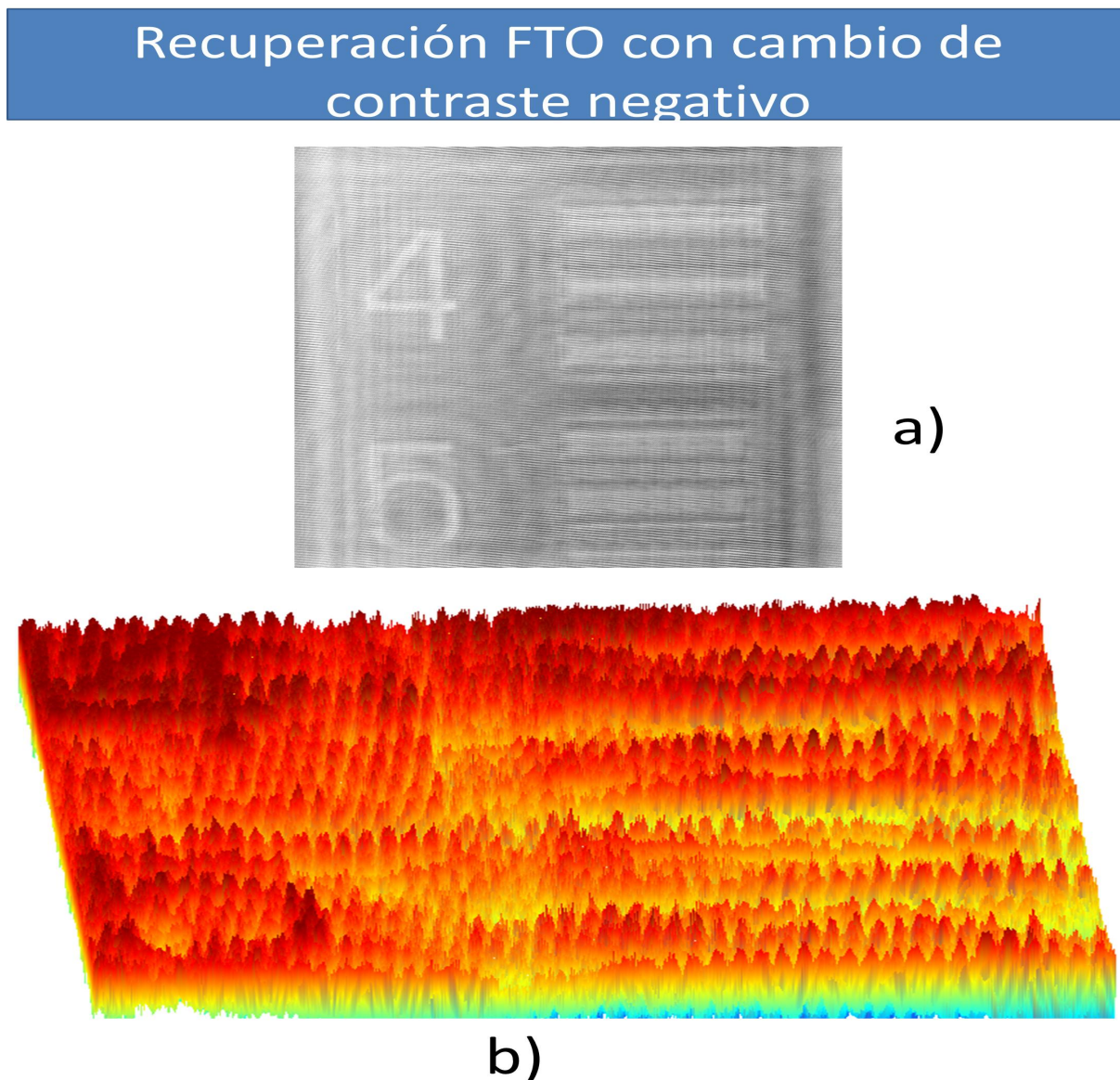
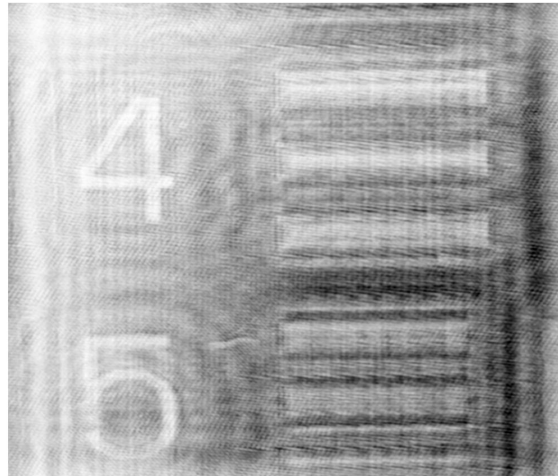
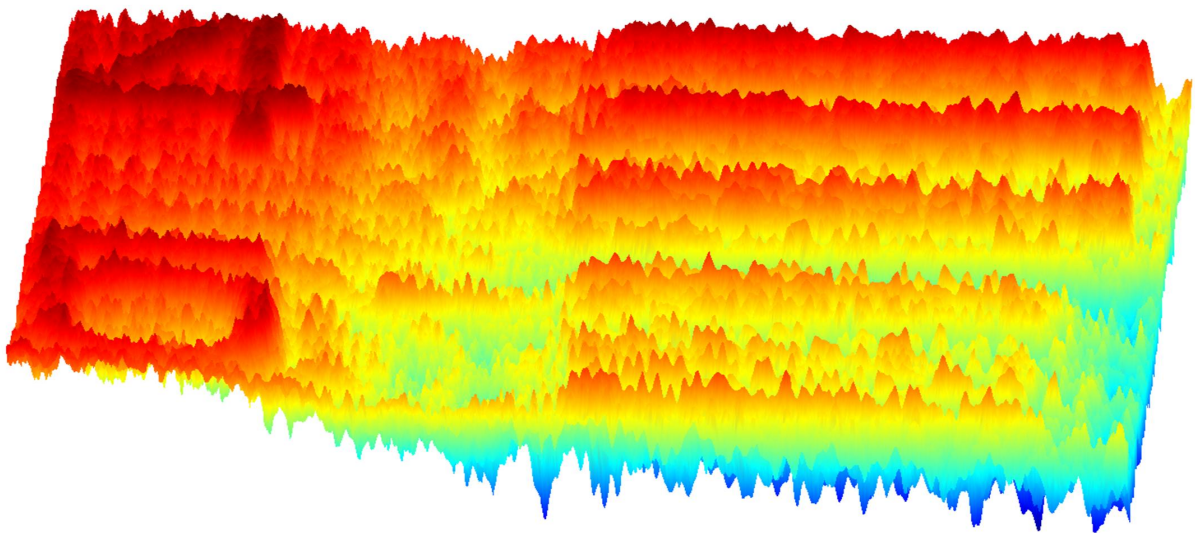


Figura 5.7: a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D

Recuperación RI con cambio de contraste negativo



a)



b)

Figura 5.8: a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D

Realizando ahora desde la reconstrucción FTO un mapeo en tercera dimensión para una cierta área, se extrae el área que se desea analizar, en este caso se desea analizar el número 5, se le realiza un cambio de contraste negativo y se mapea en tercera dimensión, el cual se muestra en la Figura 5.9

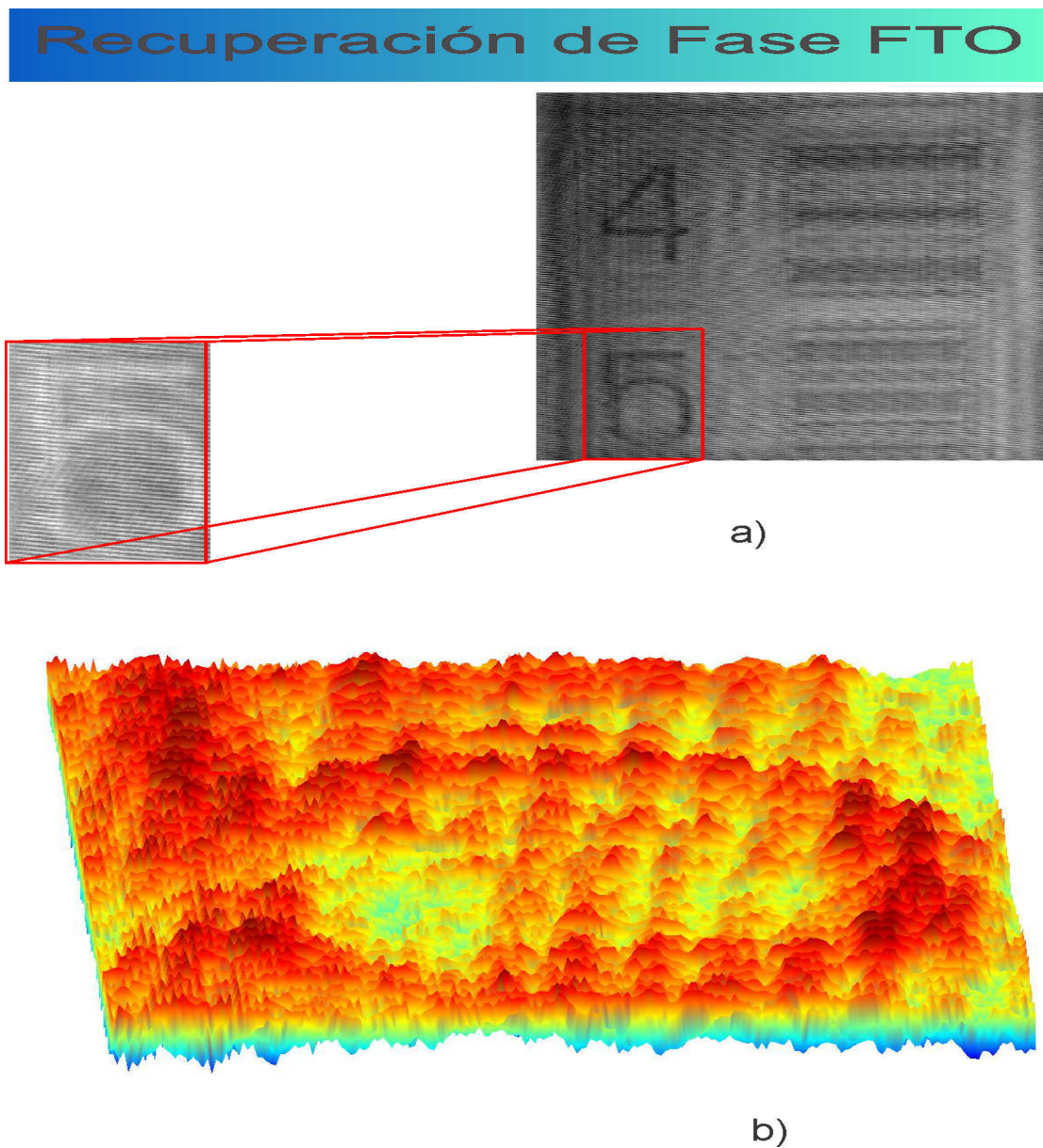


Figura 5.9: Mapeo en 3D del numero 5

Realizando ahora desde la reconstrucción RI un mapeo en tercera dimensión para una cierta área, se extrae el área que desea analizar. En este caso se desea analizar el número 4, se le realiza un cambio de contraste negativo y se le realiza un mapeo en tercera dimensión, el cual se muestra en la Figura 5.10

Recuperación de Fase RI

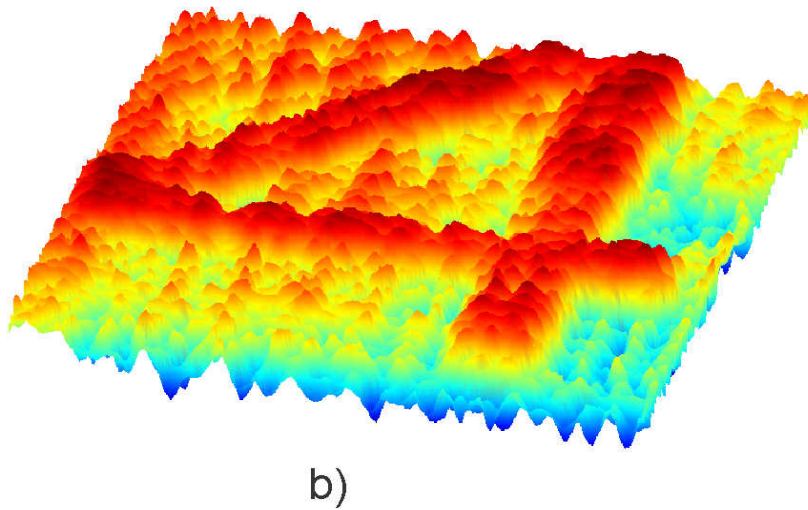
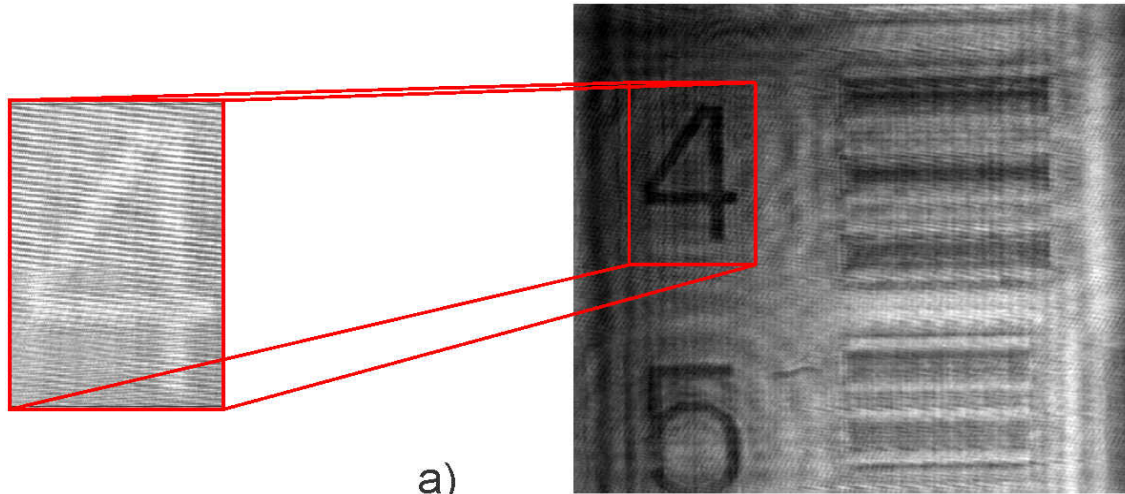


Figura 5.10: Mapeo en 3D

En el segundo caso usando la tarjeta USAF positiva se graba el filtro holográfico con una longitud de onda de 633 nm, como se muestra en la Figura 5.11. La tarjeta positiva se colocó a una distancia de 10 cm de la CCD, la distancia para la reconstrucción de los dos métodos es de 10 cm, las reconstrucciones se presentan en las Figuras 5.12 b) y c).

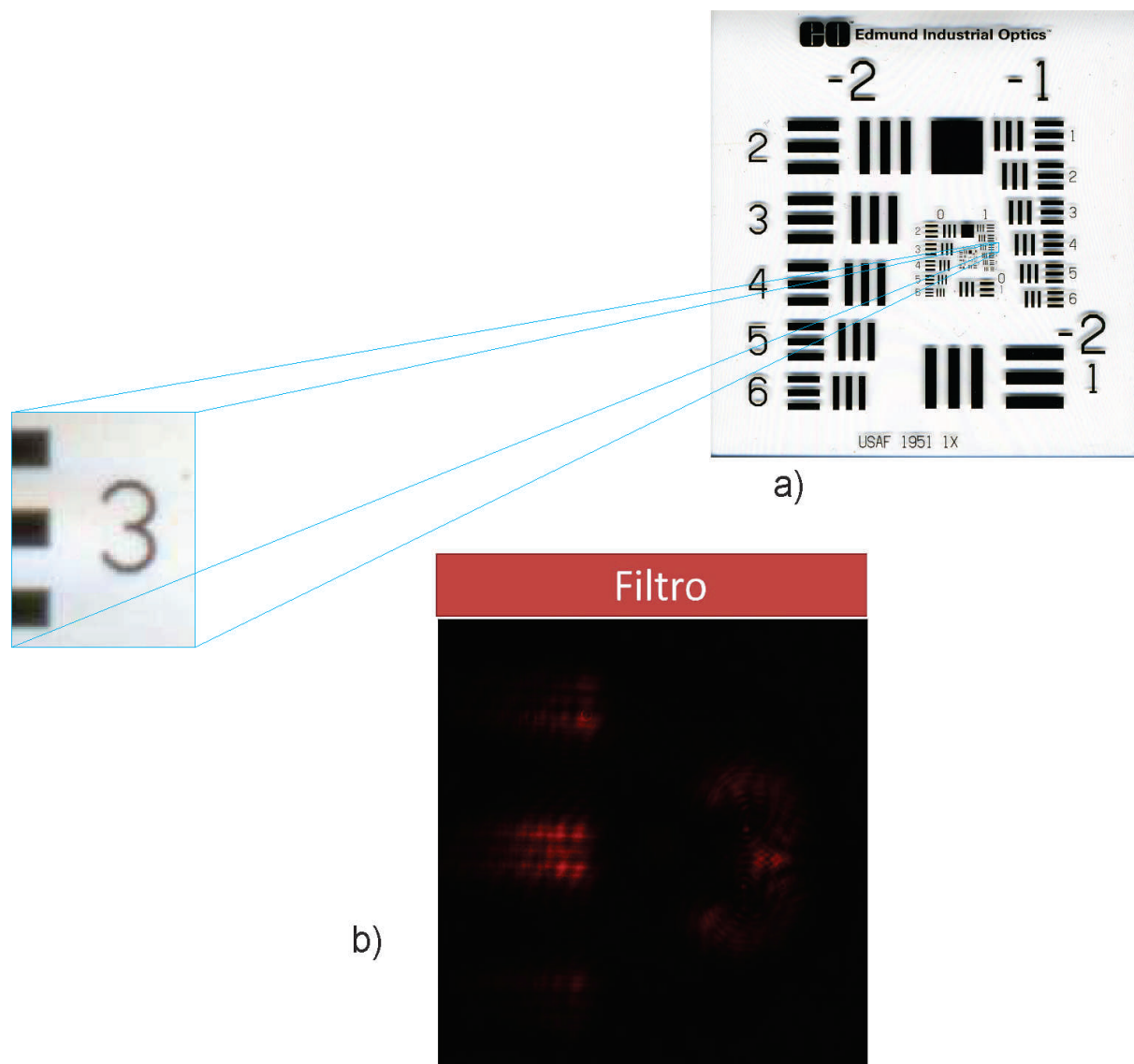


Figura 5.11: a) Segmentación de tarjeta USAF para el numero 3 b) Filtro grabado a una distancia de 10 cm de la CCD

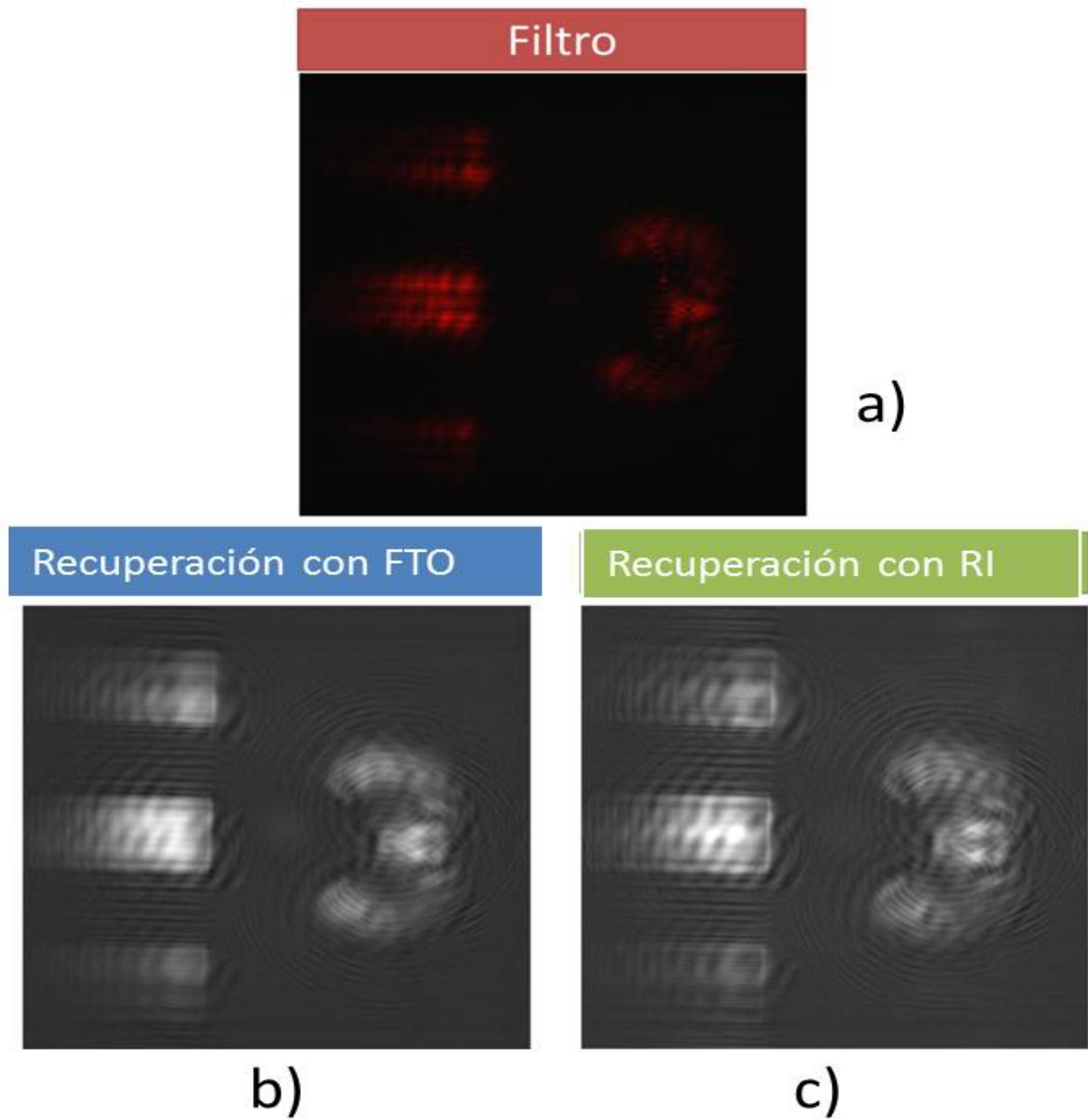
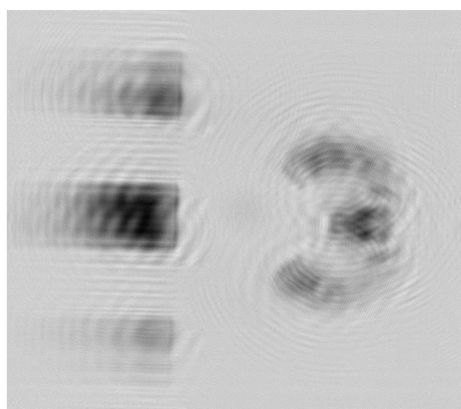


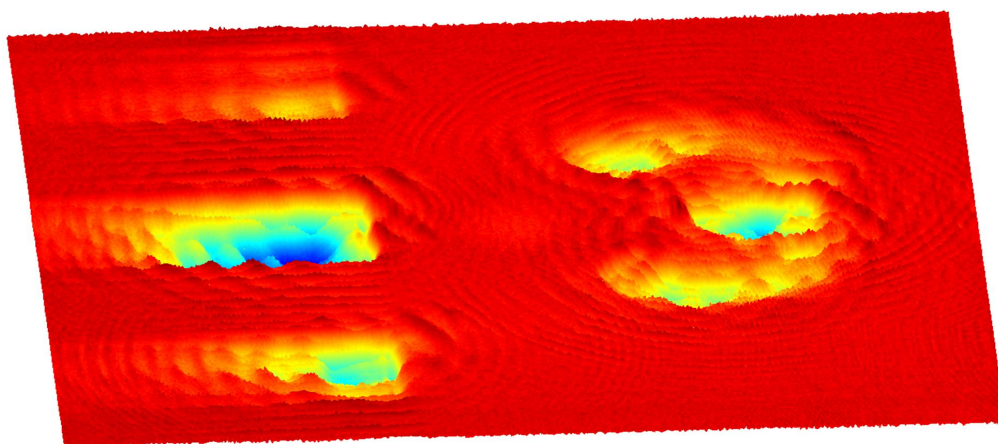
Figura 5.12: a) Filtro grabado a una distancia de 10 cm de la CCD, b) reconstrucción FTO a una distancia de 16 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 10 cm

Las reconstrucciones son diferentes al primer caso ya que en este, la tarjeta *USAF* positiva se utilizó en el arreglo que de igual forma es de reflexión pero ahora la parte que refleja es la que contiene el objeto, al contrario al caso anterior. Se procede a realizar un cambio de contraste negativo a ambas reconstrucciones, esto con el fin realizar un mapa digital en tercera dimensión del objeto reconstruido y para observar el cambio de fase que realiza la onda referencia con respecto a la onda objeto. Se puede ver que la base es plana, lo cual se debe esto por la onda de referencia y la parte que contiene la información del objeto contiene un cambio de fase. El mapeo en tercera dimensión de la reconstrucción FTO en negativo se muestra en la Figura 5.13 y el mapeo en tercera dimensión de la reconstrucción RI en negativo se muestra en la Figura 5.14.

Recuperación FTO con cambio de contraste negativo



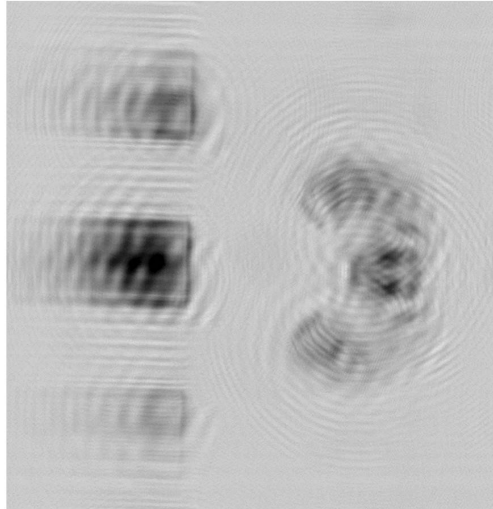
a)



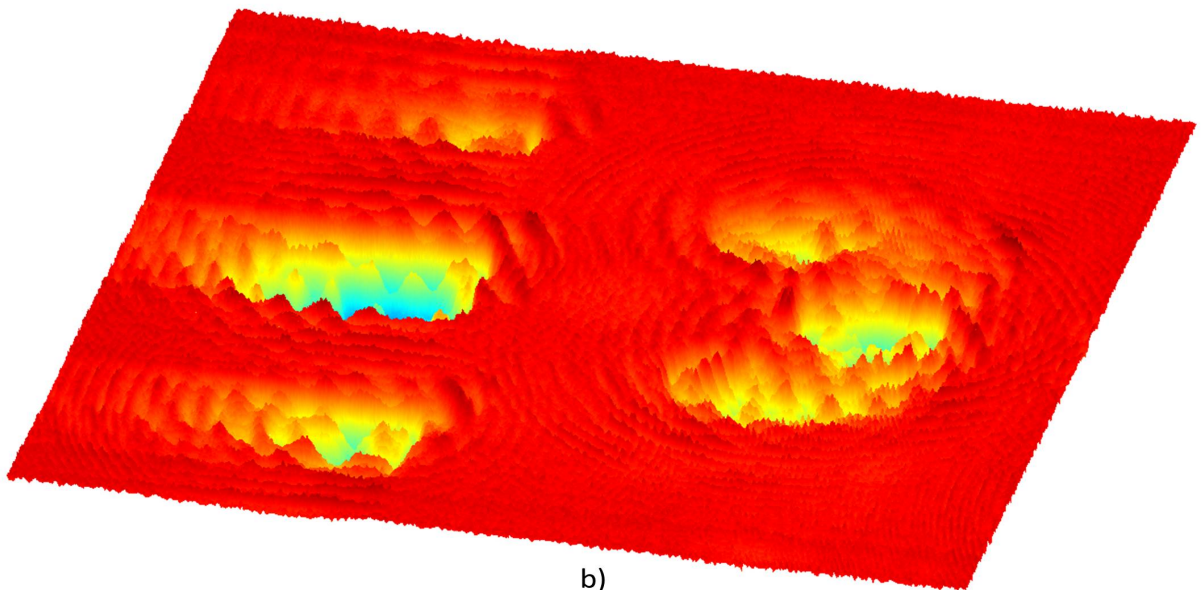
b)

Figura 5.13: a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D

Recuperación RI con cambio de contraste negativo



a)



b)

Figura 5.14: a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D

Después de realizar la reconstrucción de FTO se procede a realizar un mapeo en tercera dimensión para una cierta área y se extrae el área que se desea analizar. En este caso se desea analizar la parte de una línea central, a diferencia del caso de la Figura 5.9, a esta imagen no se le realiza el cambio de contraste negativo si no que para este caso, el área que se requiere observar viene como la altura del objeto, la cual se encuentra en la posición adecuada para ser un mapeo del mismo, esto se muestra en la Figura 5.15.

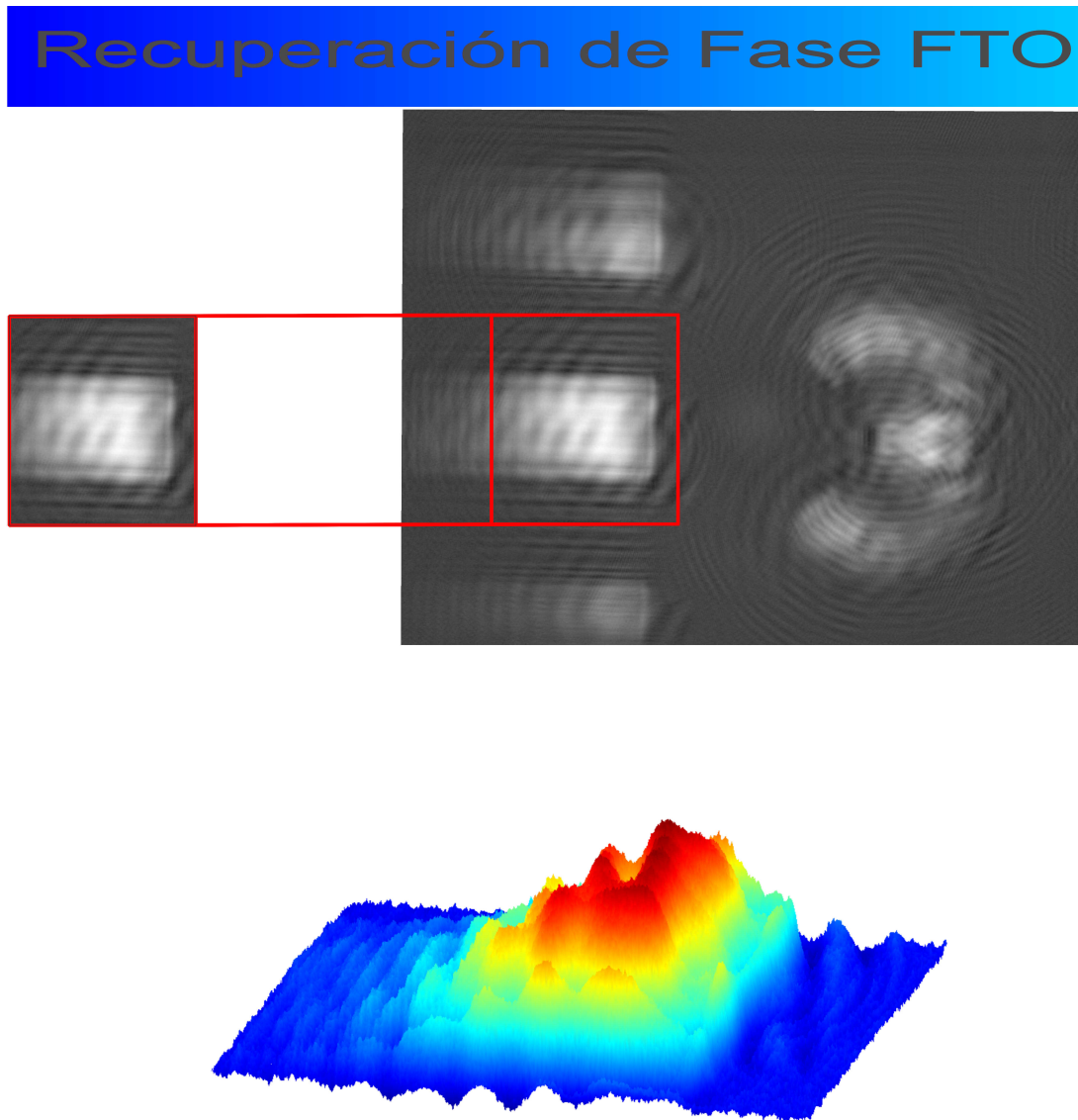


Figura 5.15: Mapeo en 3D

Se realiza ahora la reconstrucción de RI se extrae un cierto segmento del area que desea analizar y se realiza un mapeo en tercera dimensión, en este caso se desea analizar la línea central de la reconstrucción, así como también la altura del objeto, sin cambiar el contraste de la reconstrucción, el cual se muestra en la Figura 5.16.

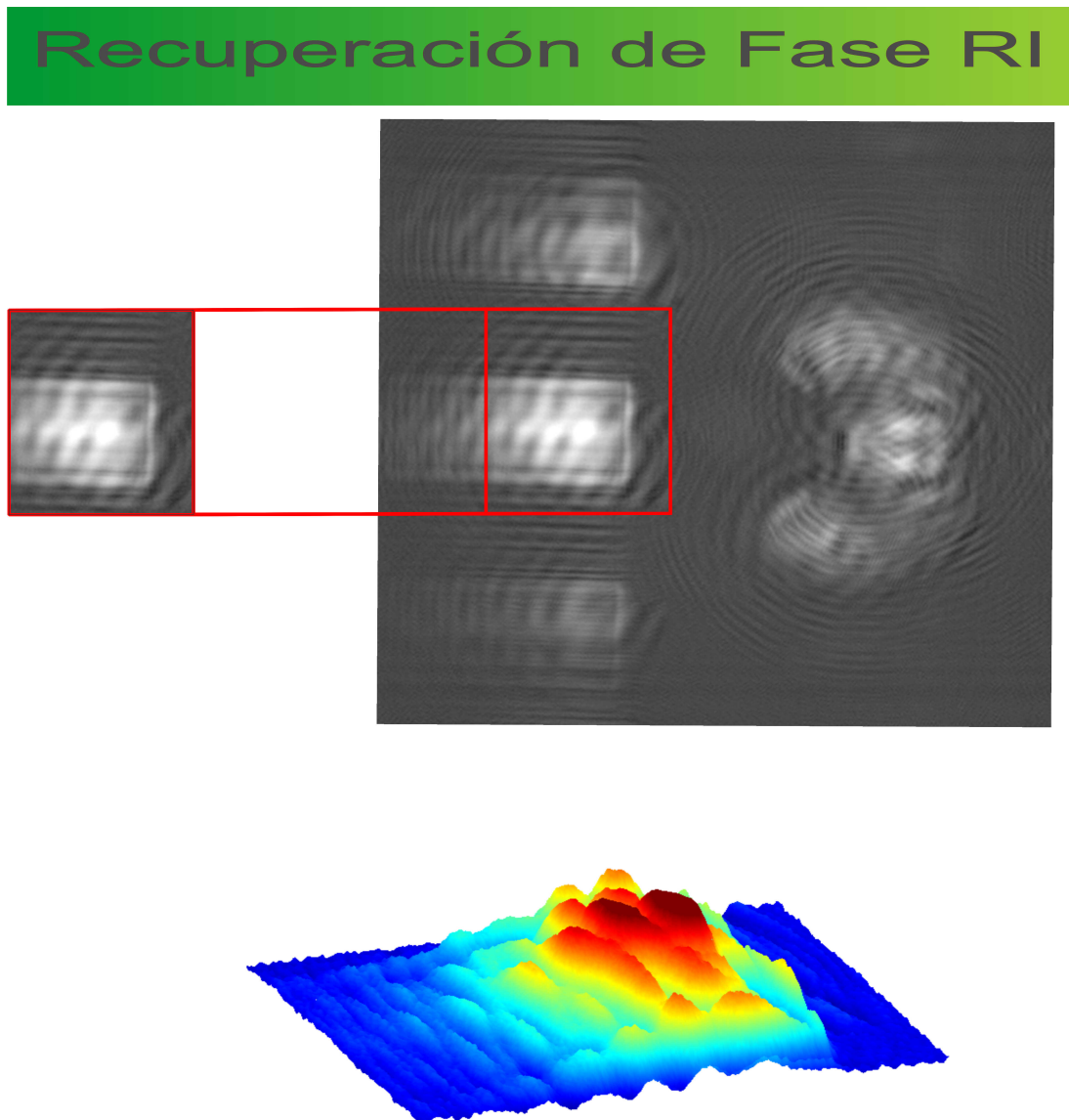


Figura 5.16: Mapeo en 3D de una línea

5.2.2. Grabado y Reconstrucción con el arreglo del interferómetro de Mach-Zehnder

En la Figura 5.17 se muestra un arreglo basado en el interferómetro de Mach-Zehnder. De igual manera que el arreglo del interferómetro de Michelson es un sistema fuera de eje, el cual nos permite realizar grabados de filtros holográficos. En la Figura 5.18 se muestra el esquema de este arreglo incluyendo las medidas y dispositivos opto-electrónicos utilizados. En este caso, el objeto muestra es una tarjeta de prueba *USAF* negativa. El proceso consiste en grabar el filtro holográfico, con una longitud de onda de 633 nm, como se muestra en la Figura 5.19.

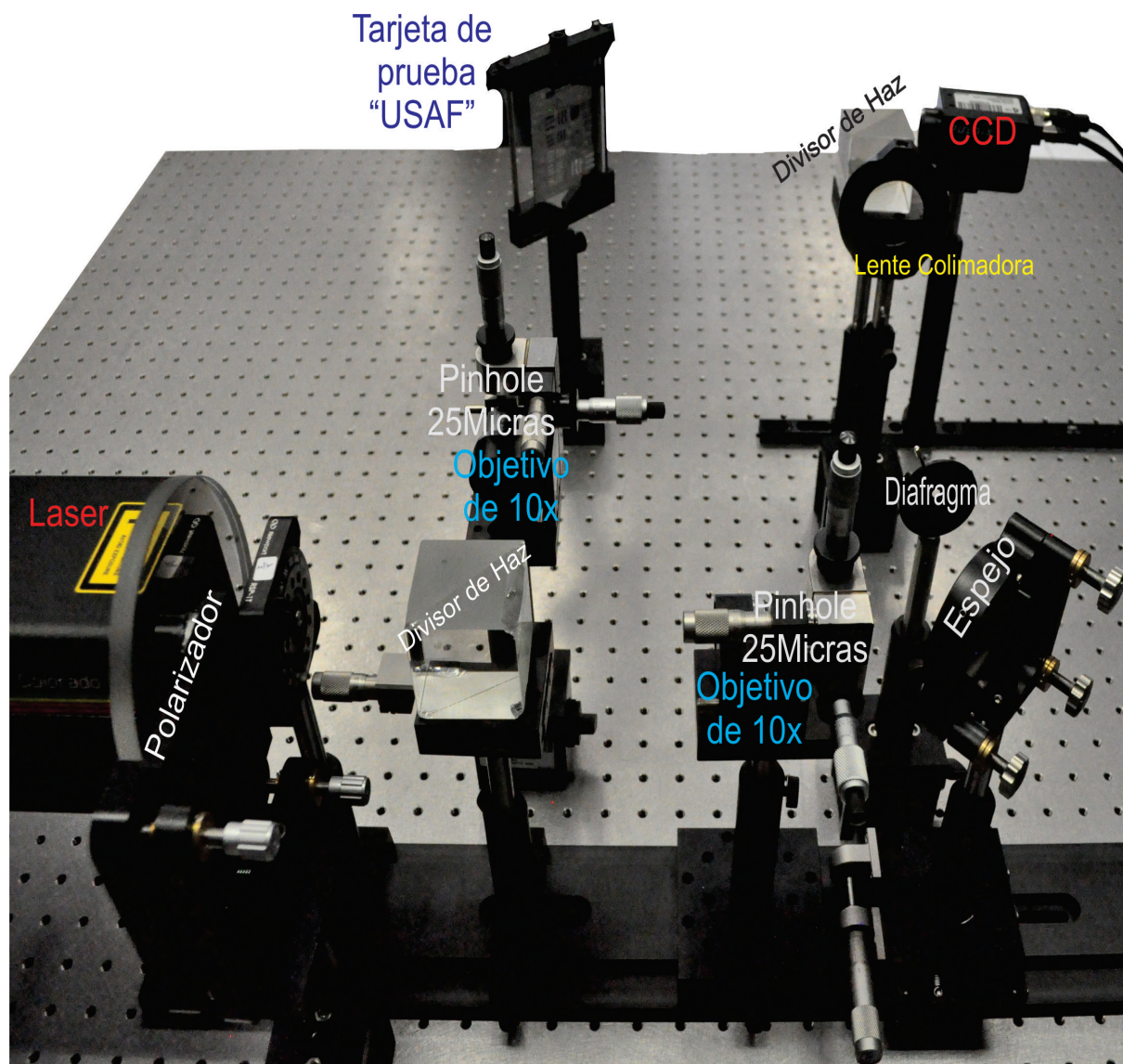


Figura 5.17: Sistema óptico-electrónico para el grabado de filtro holográfico, basado en el interferómetro de Mach-Zehnder

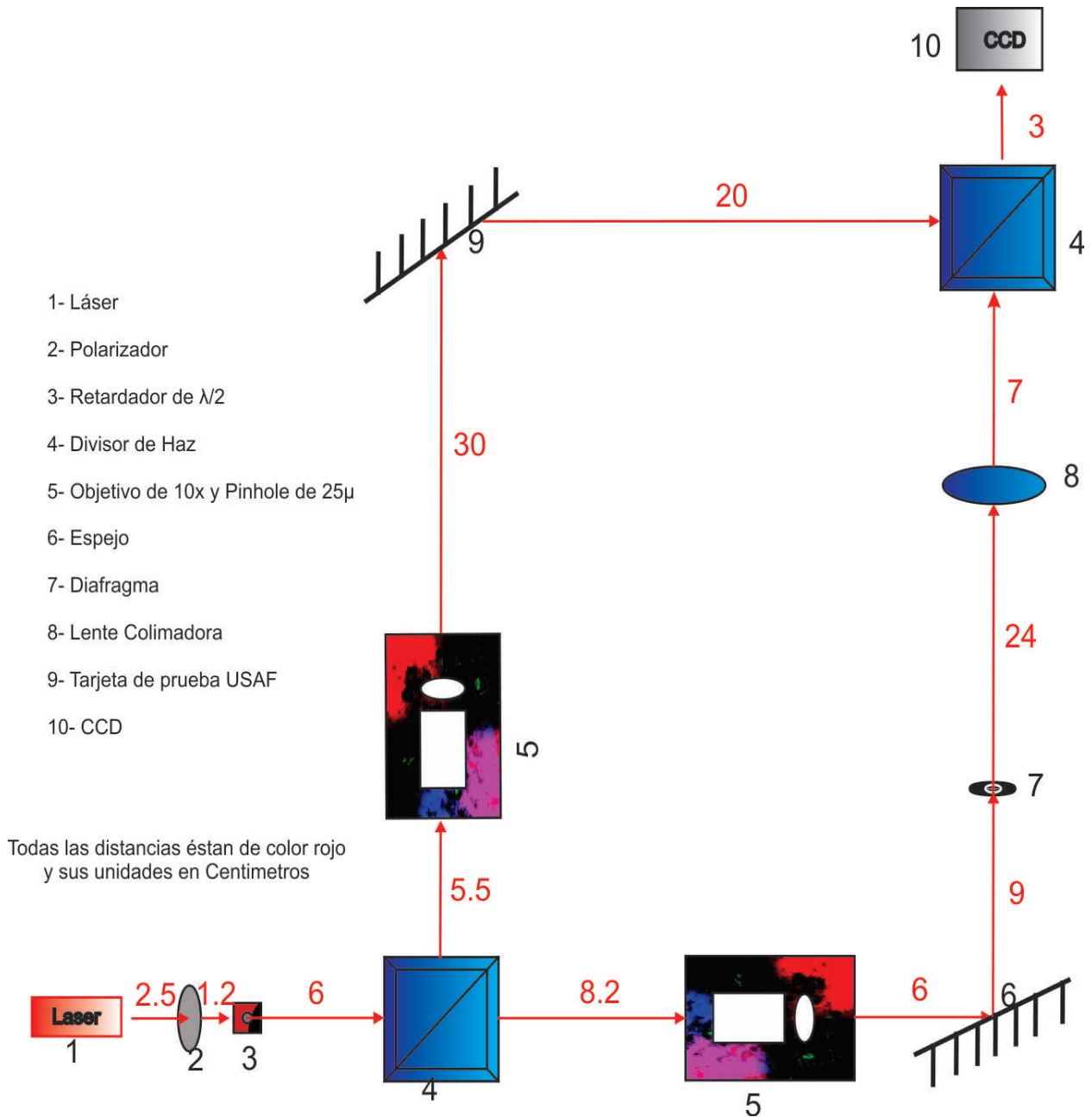


Figura 5.18: Esquema del sistema ópto-electrónico de Mach-Zehnder

La tarjeta *USAF* se colocó a una distancia de 27 cm de la CCD y la distancia para la reconstrucción digital para los dos métodos es de 56 cm, las reconstrucciones para estos dos métodos se presentan en las Figuras 5.20 b) y c).

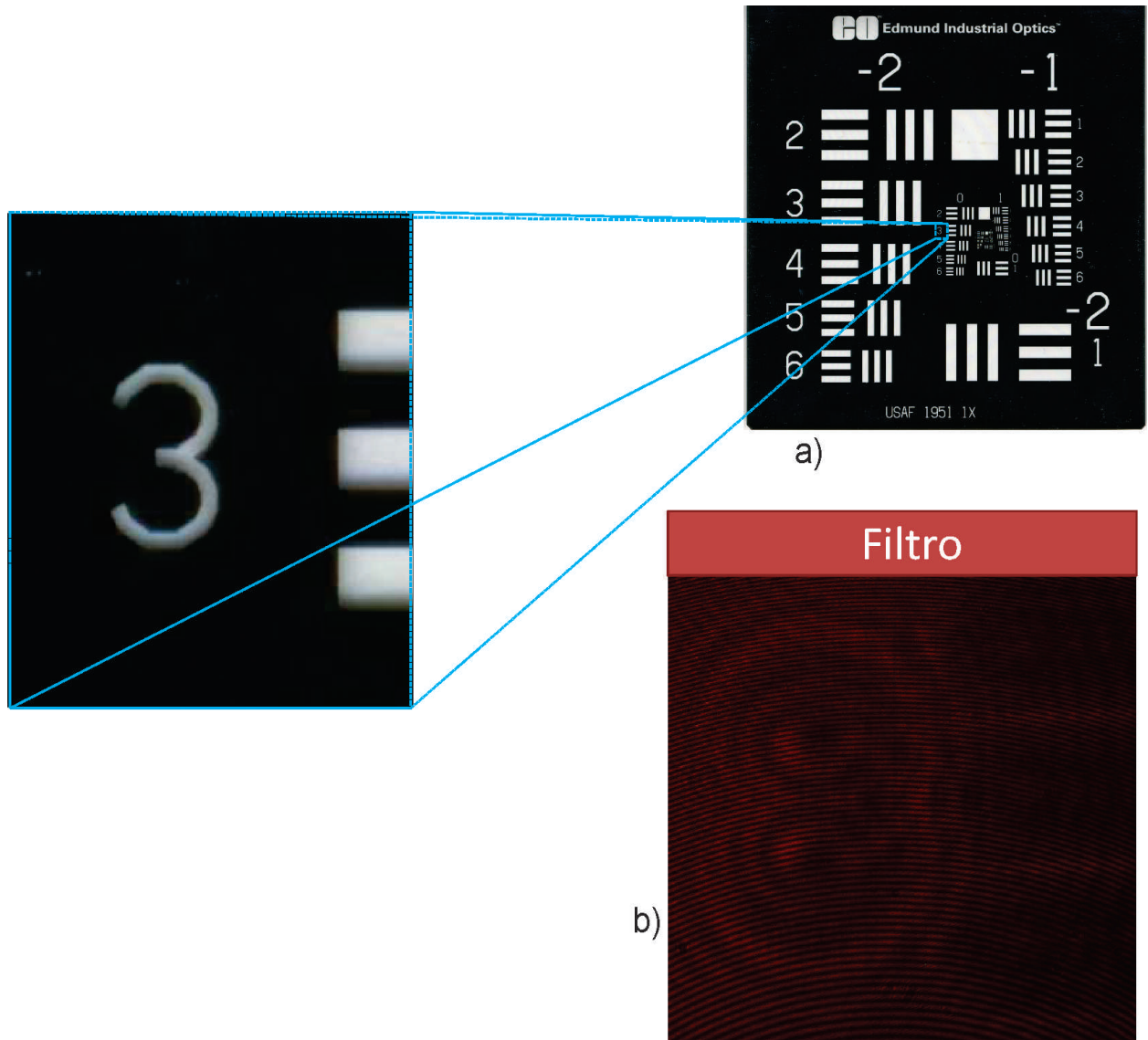


Figura 5.19: a) Segmentación de tarjeta USAF b) Filtro grabado a una distancia de 10 cm de la CCD

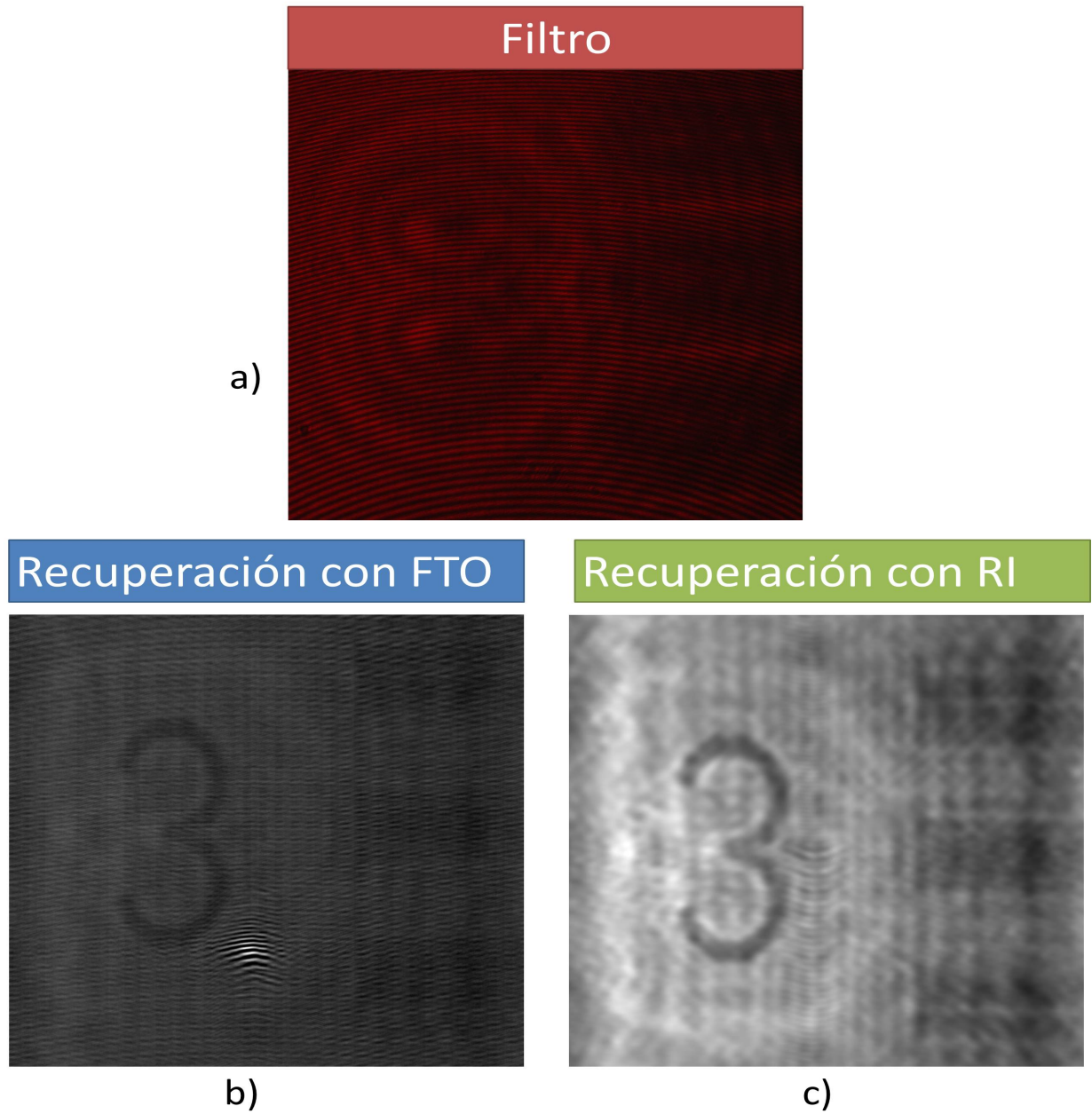


Figura 5.20: a) Filtro grabado a una distancia de 27 cm de la CCD, b) reconstrucción FTO a una distancia de 56 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 56 cm

A las reconstrucciones se les realiza un cambio de contraste negativo el cual permite realizar un mapeo en tercera dimensión de toda la recuperación y observar el cambio en las alturas del objeto analizado. La tarjeta *USAF* negativa utilizada es de reflexión, pero en el cambio de contraste la parte que no es reflectiva ahora es la parte que se analiza en tercera dimensión, como se muestra en las Figuras 5.21 y 5.22

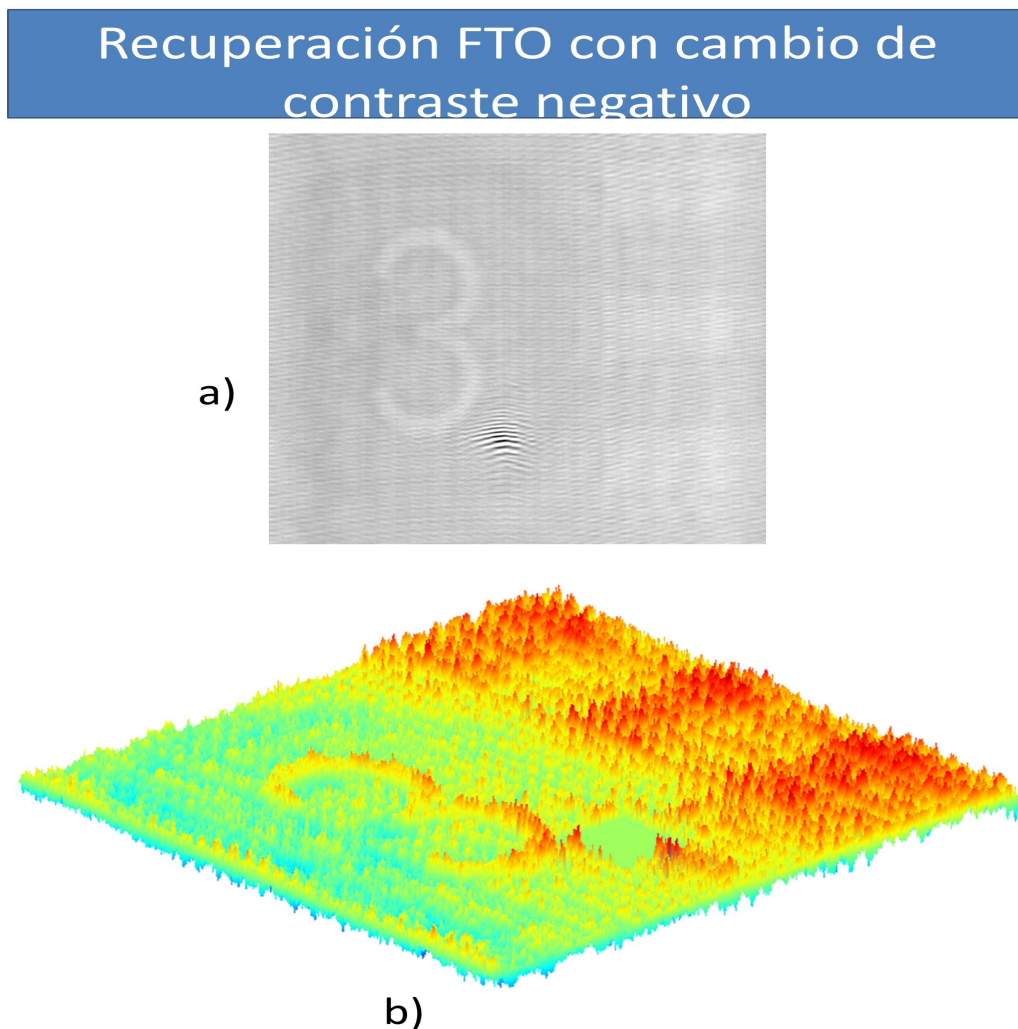
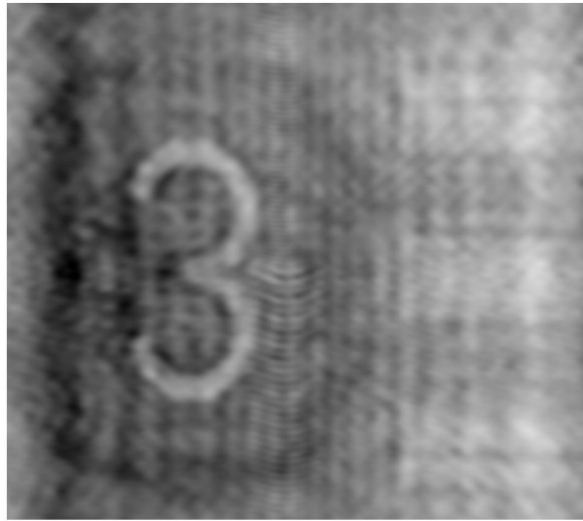


Figura 5.21: a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D

Recuperación RI con cambio de contraste negativo

a)



b)

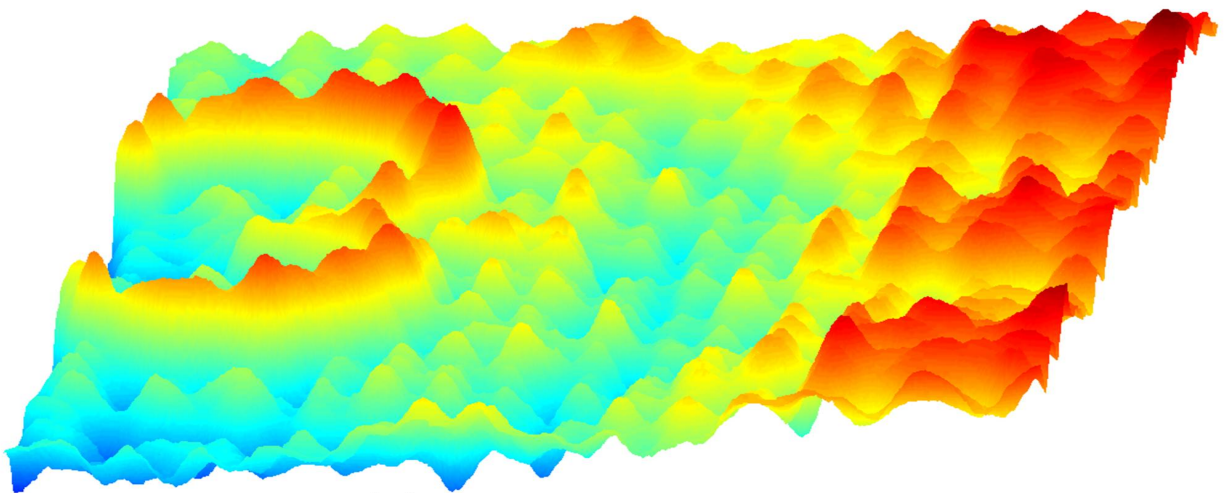


Figura 5.22: a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D

A las reconstrucciones FTO de la Figura 5.20 se le extrae una cierta área para analizar. A esta área extraída se le realiza un cambio de contraste negativo y también un mapeo en tercera dimensión para observar con mayor detalle la altura del objeto. Se realiza para ambos métodos de reconstrucción y se muestran la tercera dimensión en las Figuras 5.23 y 5.24

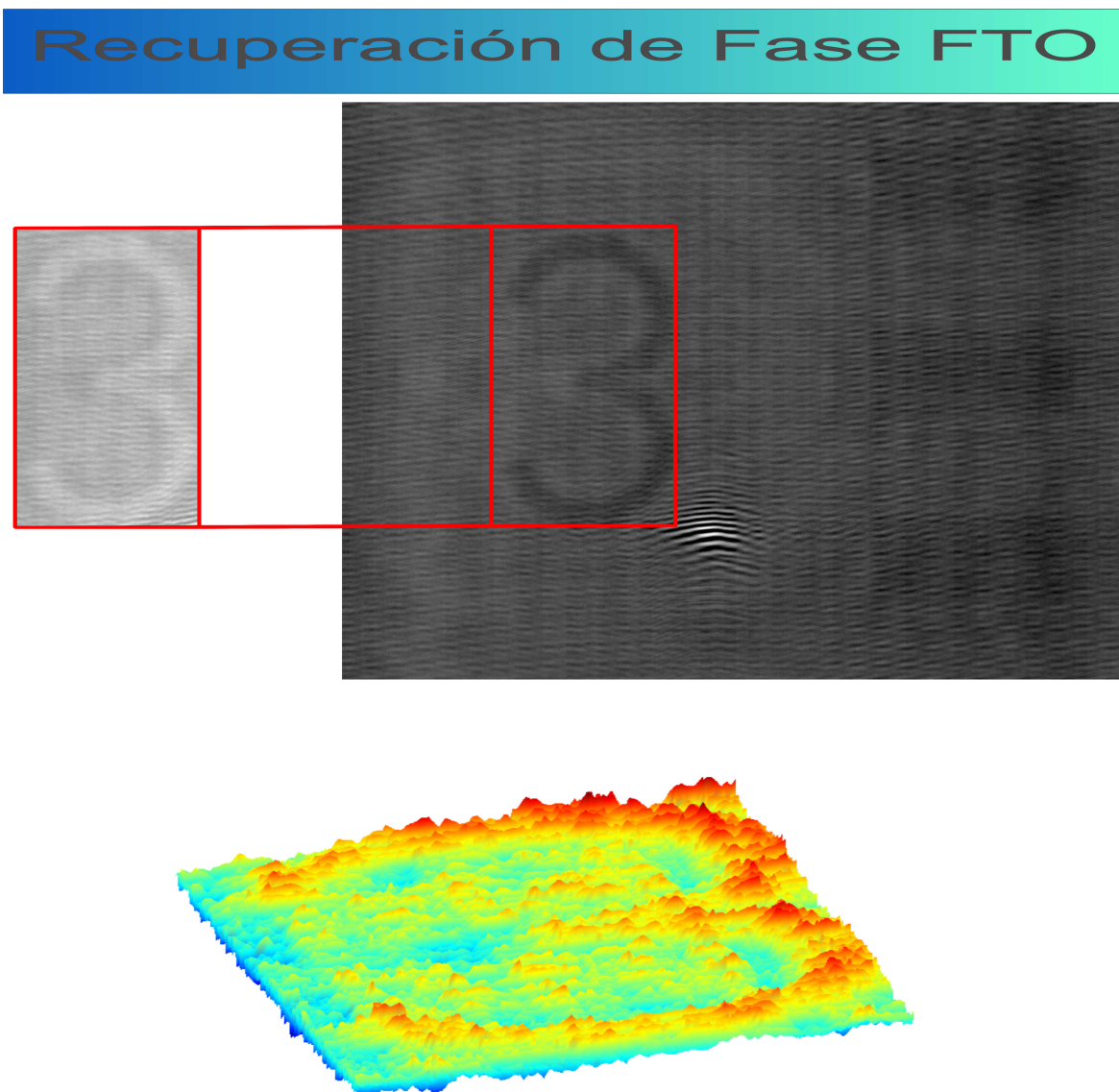


Figura 5.23: Mapeo en 3D del número 3

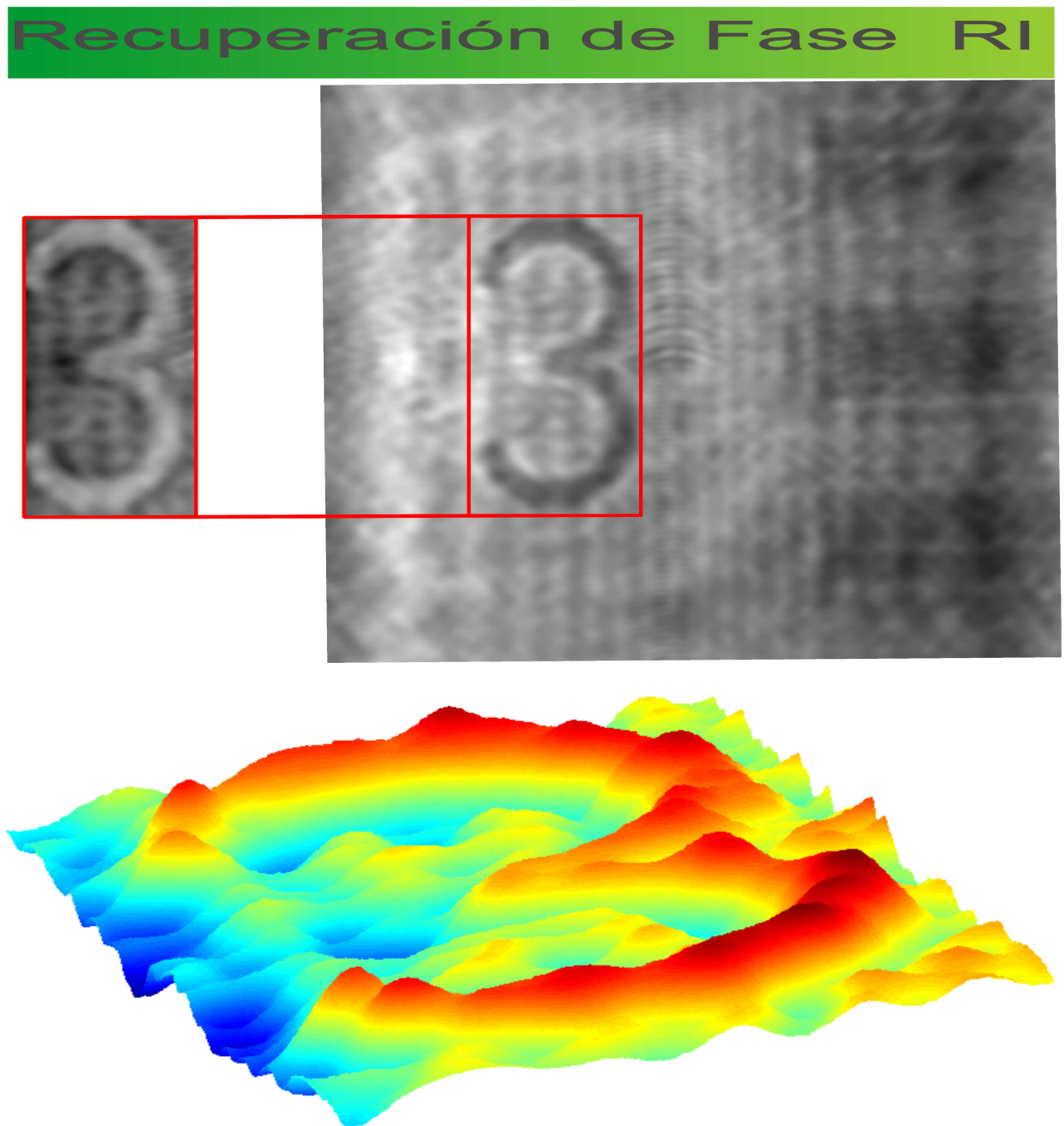


Figura 5.24: Mapeo en 3D del número 3

El siguiente arreglo mostrado en la Figura 5.25 en el que se presentan las medidas entre los dispositivos y el esquema de este arreglo se muestra en la Figura 5.26 con los dispositivos optoelectrónicos utilizados. En este caso, el objeto muestra es la tarjeta *USAF* negativa, se graba el filtro holográfico, con una longitud de onda de 633 nm, como se muestra en la Figura 5.28 esta tarjeta *USAF* se colocó a una distancia de 13 cm de la CCD, la distancia para la reconstrucción de los dos métodos es de 31 cm, las reconstrucciones se presentan en la Figura 5.28 a) y b).

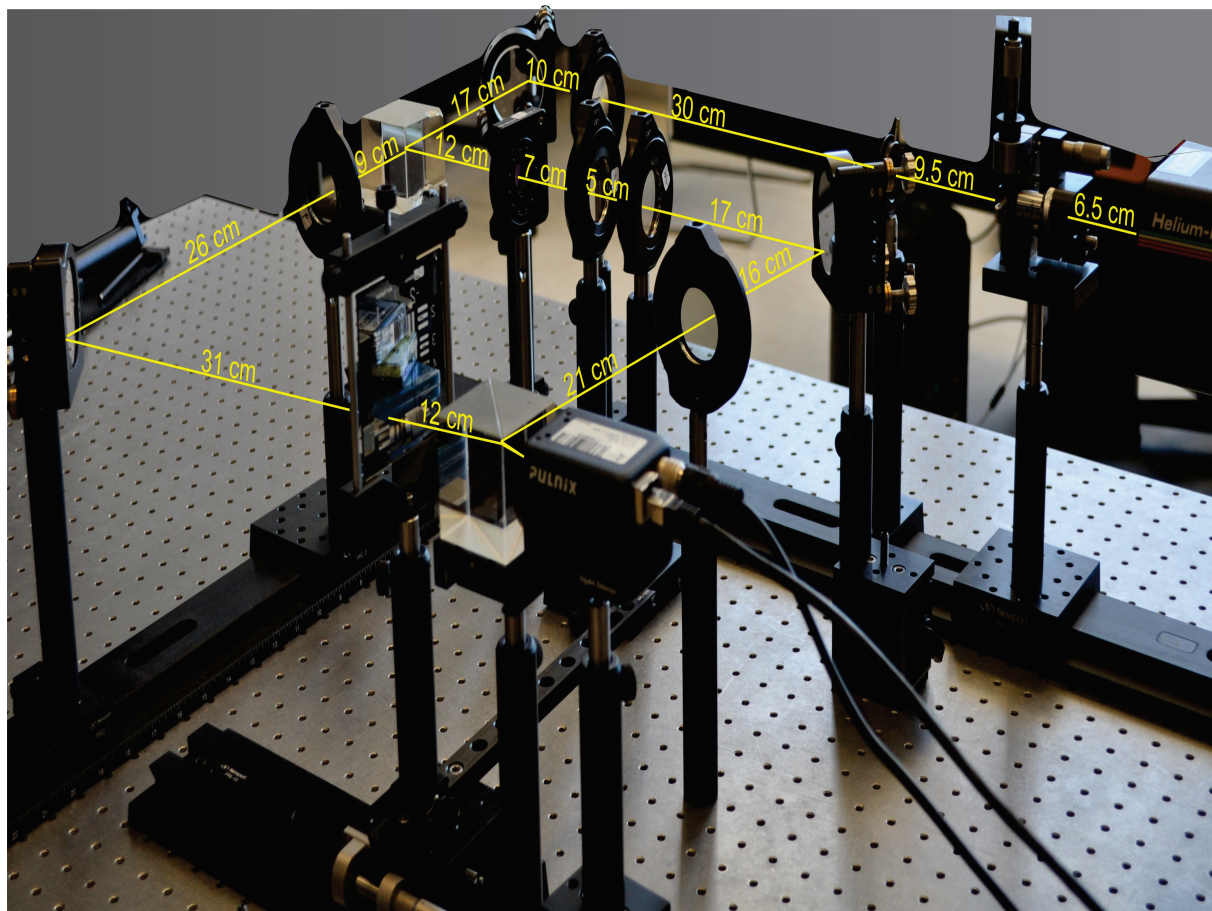


Figura 5.25: Sistema óptico-electrónico para el grabado de filtro holográfico, basado en el interferómetro de Mach-Zehnder

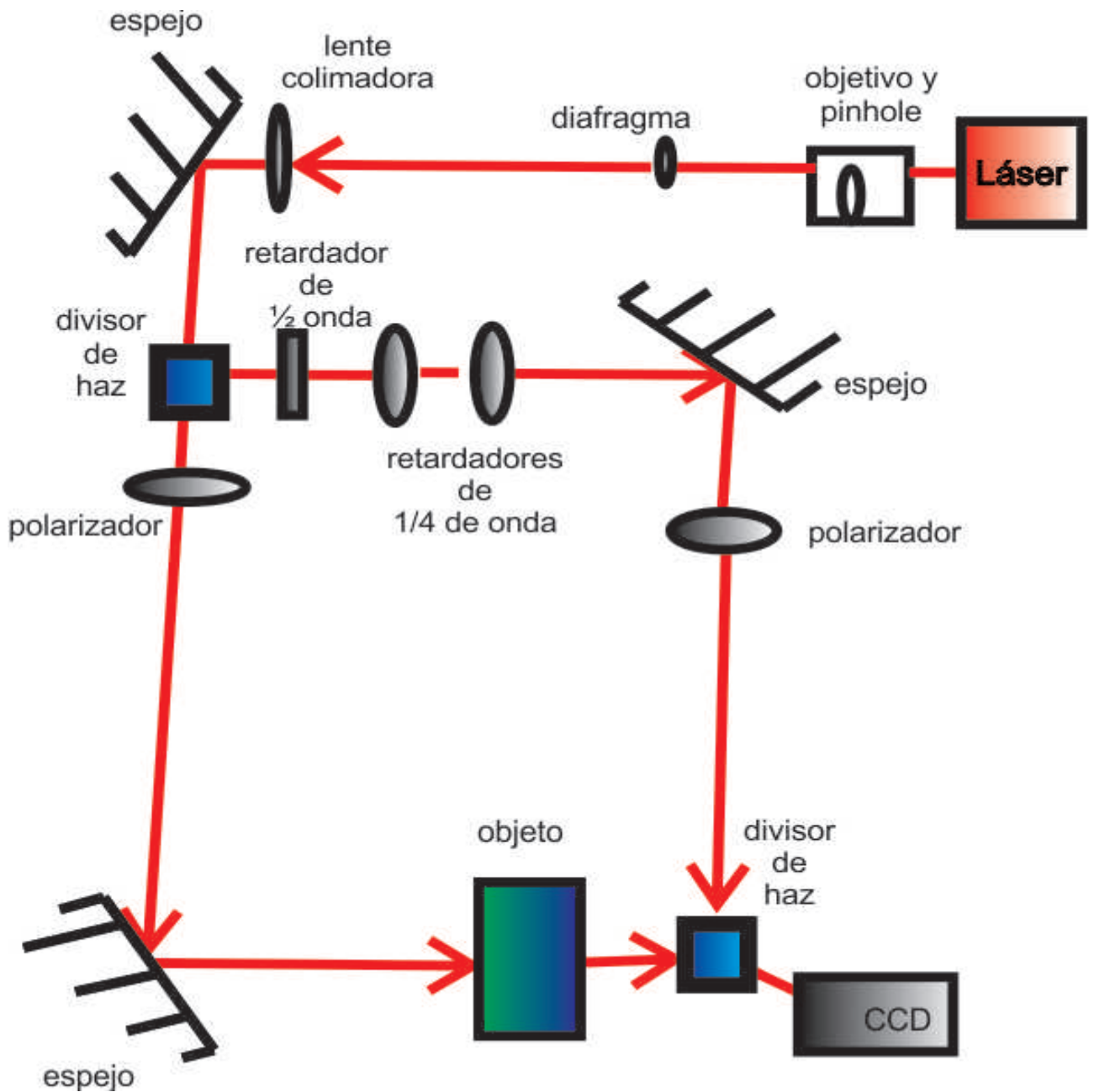


Figura 5.26: Esquema del sistema óptico-electrónico de la Fig. (5.25)

La parte segmentada de la tarjeta como se observa en la Figura 5.27 es la sección donde incide el haz de luz, el grabado se realiza a una distancia de 13 cm.

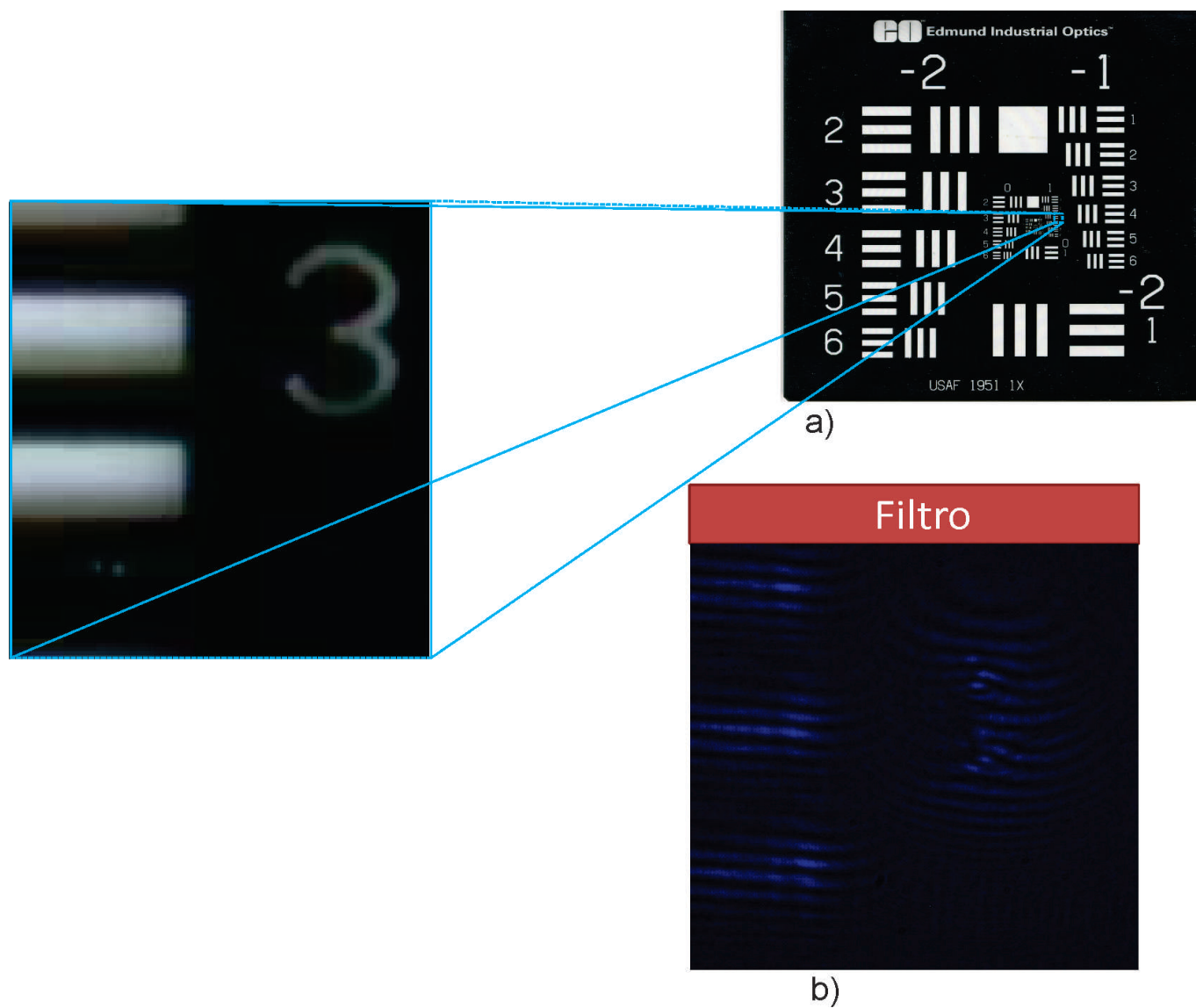


Figura 5.27: a) Segmentación de tarjeta USAF b) Filtro grabado a una distancia de 13 cm de la CCD

En las recuperaciones presentadas en la Figura 5.28 se observa un duplicado del objeto reconstruido, esto se da porque el objeto tomó la posición de transmisión y la tarjeta *USAF* realiza múltiples reflexiones en el interior de la placa de vidrio.

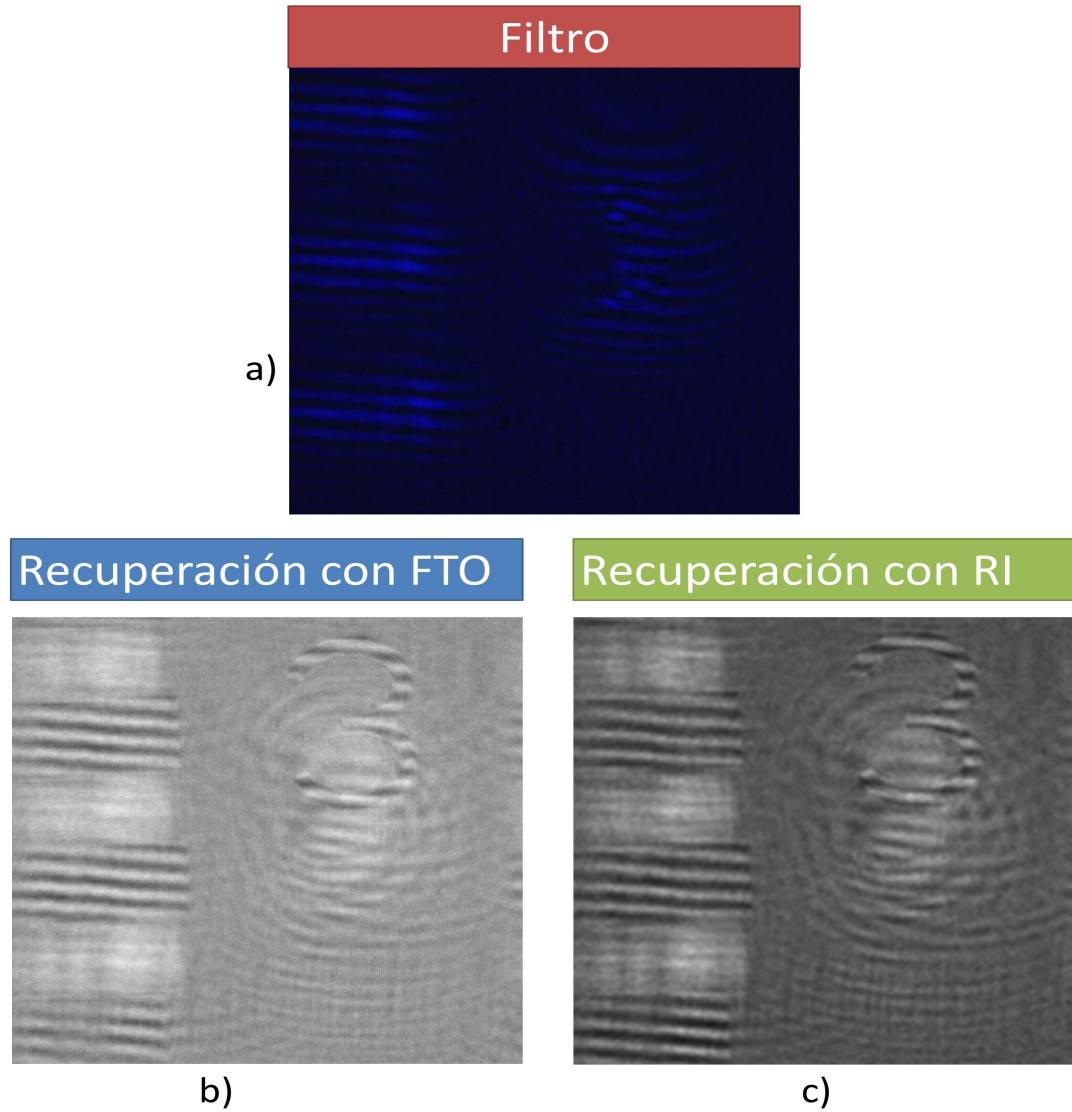


Figura 5.28: (a) Filtro grabado a una distancia de 13 cm de la CCD, (b) reconstrucción FTO a una distancia de 31 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 31 cm

Se le realiza un cambio de contraste a las reconstrucciones de las Figuras 5.28 b) y c) y se le realiza un mapeo en tercera dimensión, estas se pueden observar en las Figura 5.29 y 5.30.

Recuperación FTO con cambio de contraste negativo

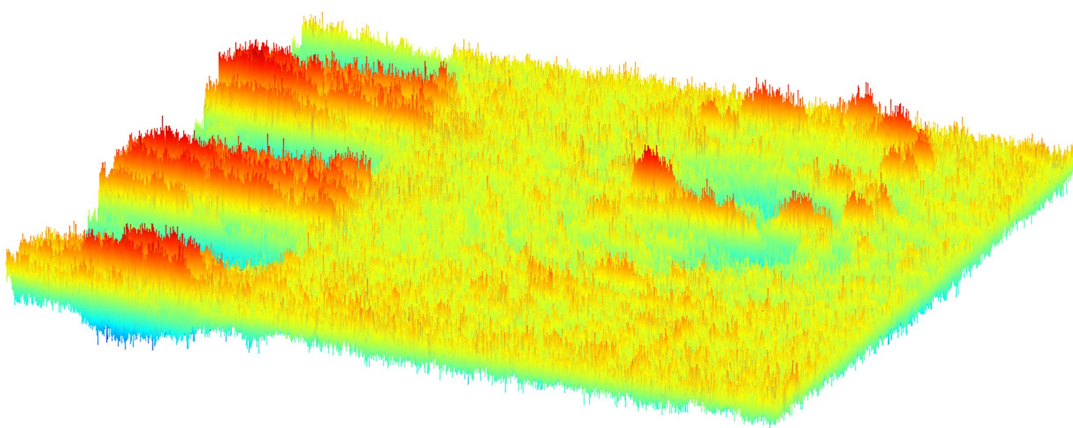
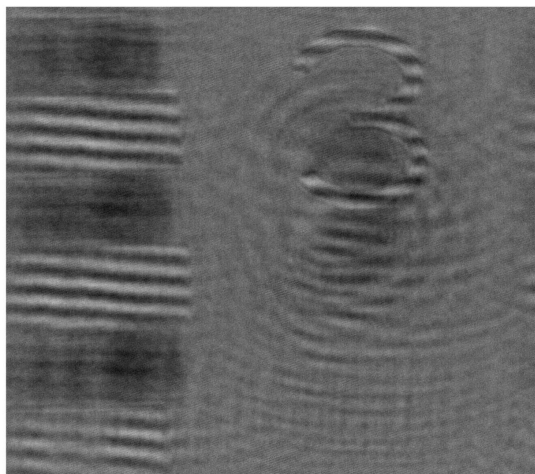


Figura 5.29: Mapeo en 3D con cambio de contraste en la recuperación

Recuperación RI con cambio de contraste negativo

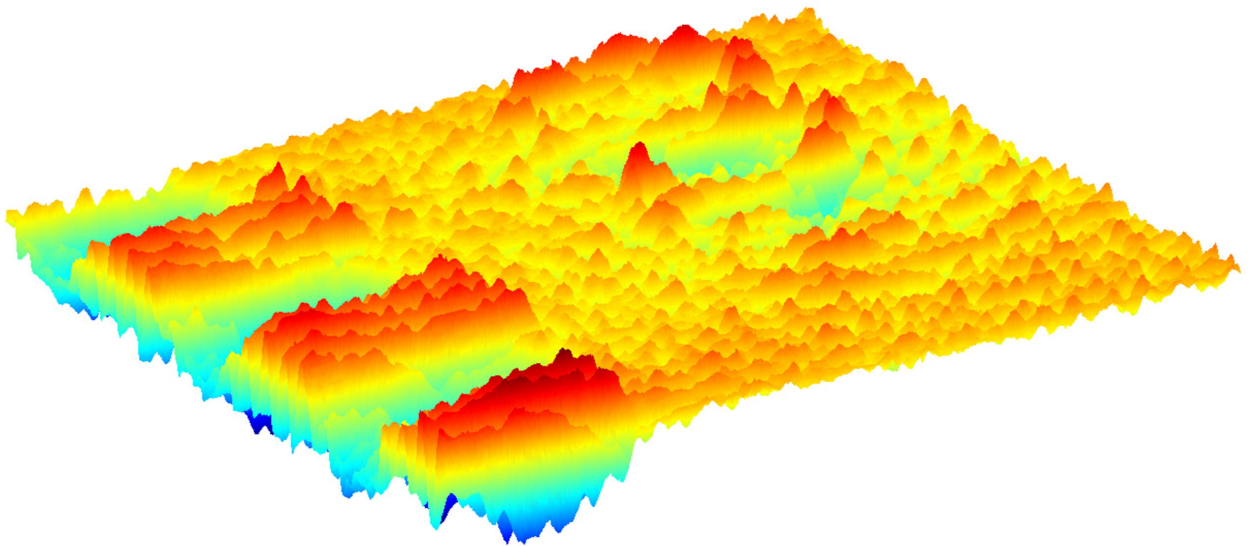
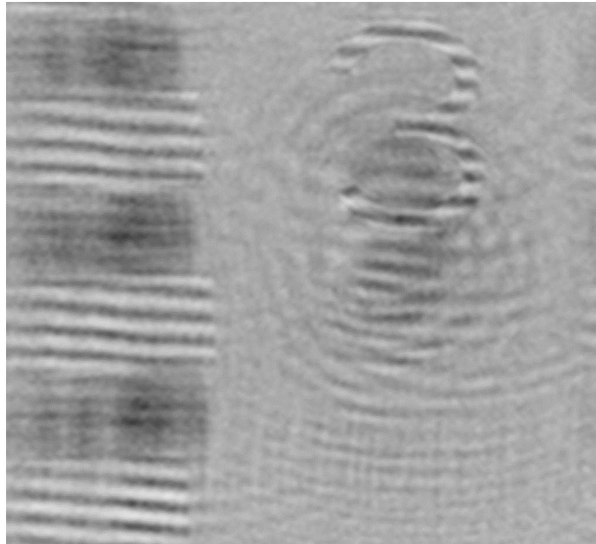


Figura 5.30: Mapeo en 3D con cambio de contraste en la recuperación

A las reconstrucciones de la Figura 5.28 se le extrae una cierta área para analizar. A esta área extraída se le realiza un cambio de contraste negativo y también un mapeo en tercera dimensión para observar con mayor detalle la altura del objeto. Se realiza para ambos métodos de reconstrucción y se muestran la tercera dimensión en las Figuras 5.31 y 5.32.

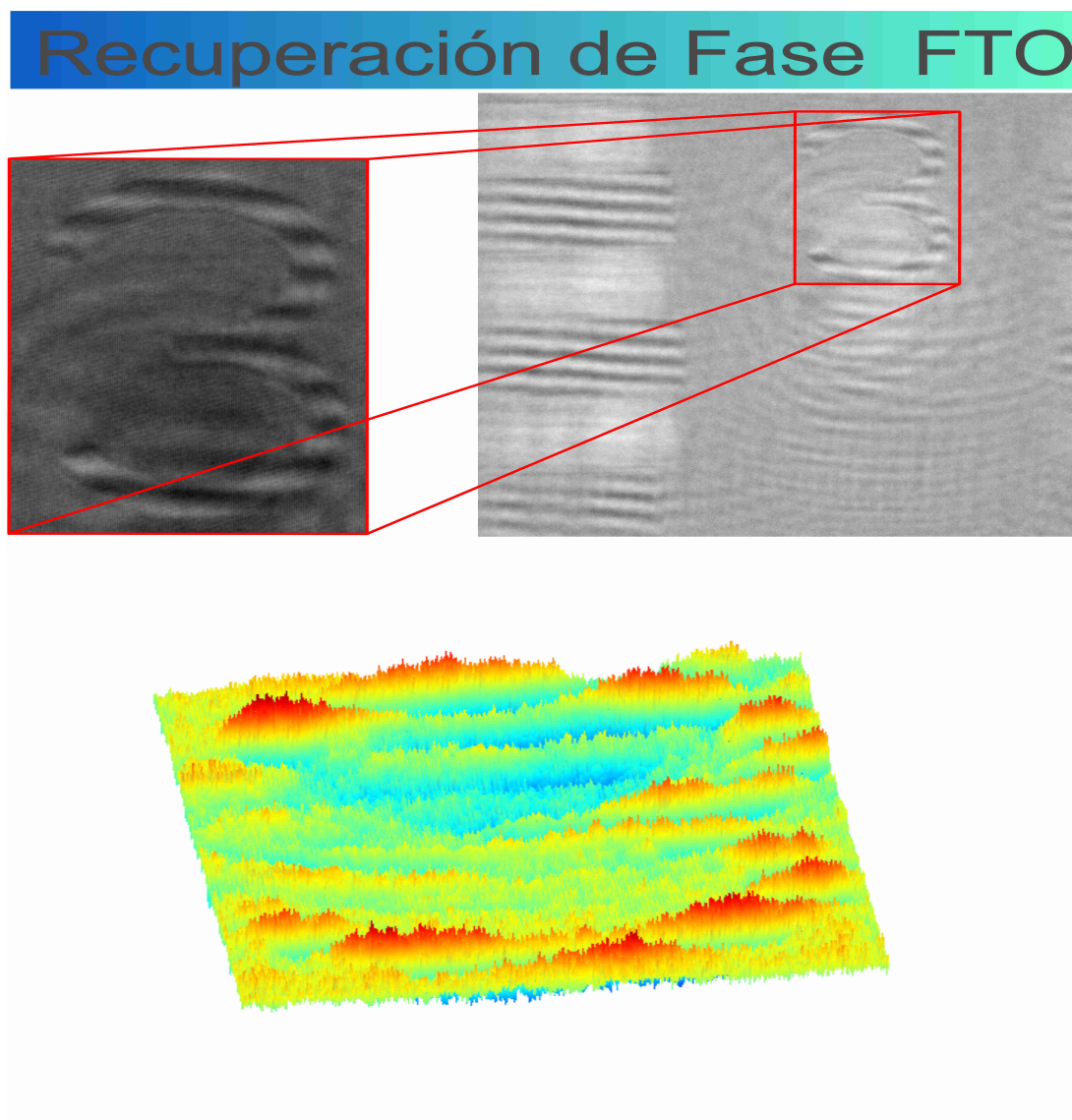


Figura 5.31: Imagen 3D de una parte de la recuperación del método FTO que se muestra en la Fig. 5.28 b).

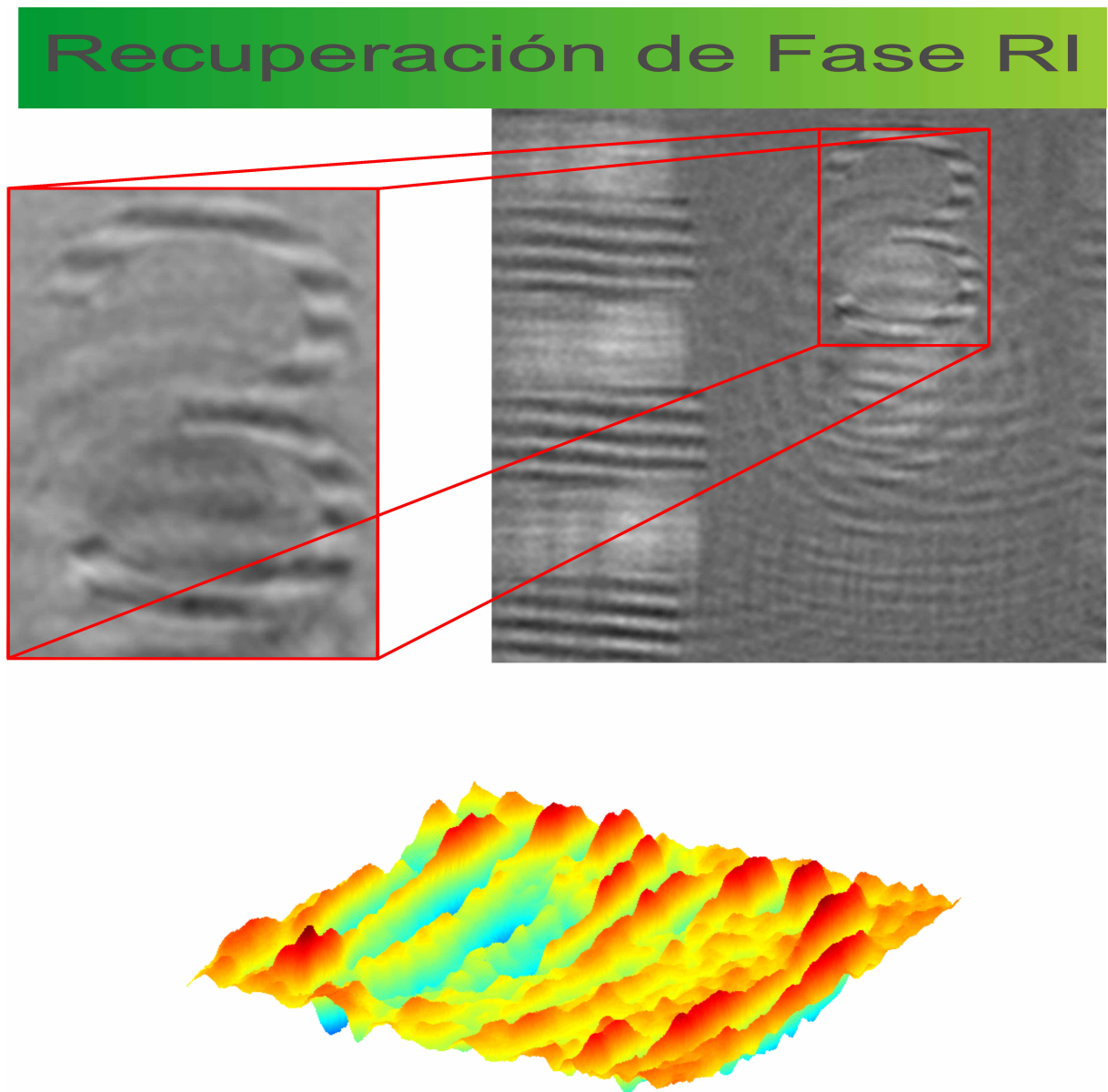


Figura 5.32: Imagen 3D de una parte de la recuperación del método RI que se muestra en la Fig. 5.28 c).

Con el mismo arreglo de la Figura 5.25 se realizaron otros dos grabados con otro objeto de muestra, en este caso se considero el corte de una cebolla, la cual se amplifica con un objetivo de microscopio a 2 x. En el primer corte de cebolla se coloca de forma vertical y en el segundo caso de forma horizontal, la reconstrucción del primer caso se llevó a una distancia de 11 cm, la reconstrucción del primer filtro se muestran en la Figura 5.33 b) y c), el segundo caso la reconstrucción se realizo a una distancia de 6 cm para ambos métodos. El filtro así como sus reconstrucciones se muestran en la Figura 5.34.

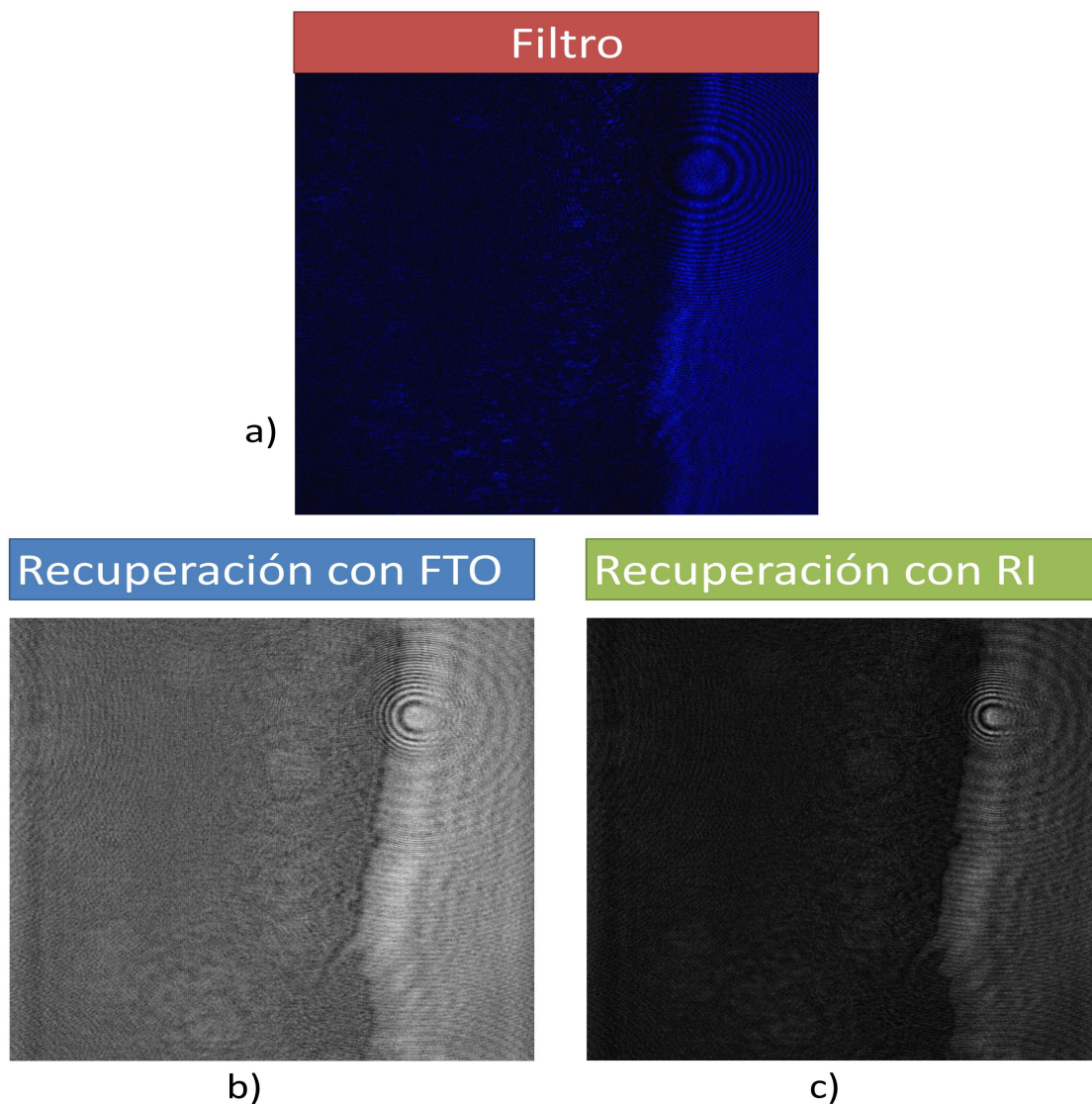


Figura 5.33: a) Filtro grabado, b) reconstrucción FTO a una distancia de 11 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 11 cm

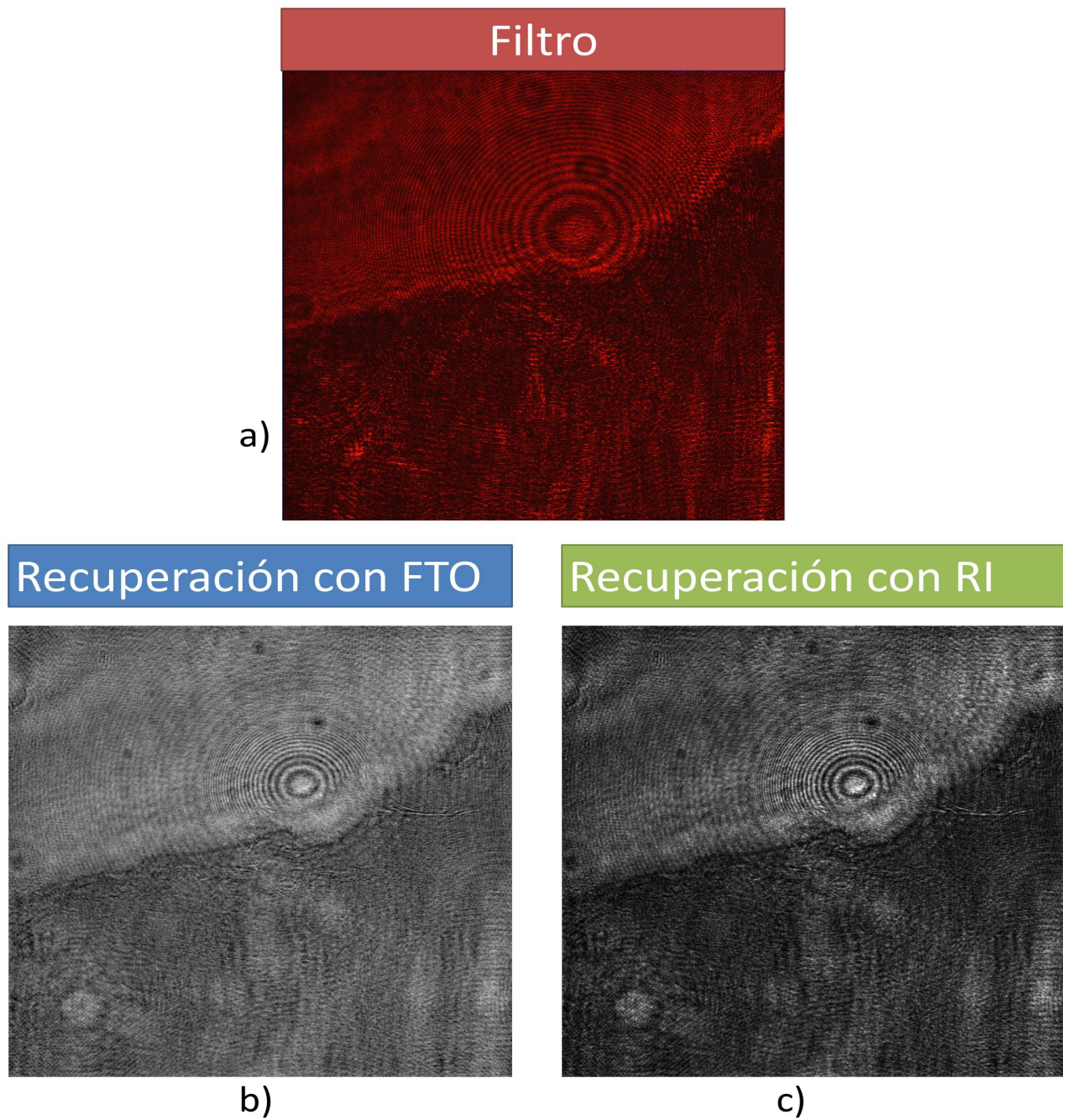


Figura 5.34: (a) Filtro grabado a una distancia de 6 cm de la CCD, (b) reconstrucción FTO a una distancia de 6 cm y c) reconstrucción RI a una distancia de 6 cm

A las reconstrucciones de los dos cortes de cebolla se les realiza un procesamiento de cambio de contraste para resaltar la altura de la cebolla, y se realiza un mapeo para las reconstrucciones en ambas posiciones del corte de cebolla, como se puede observar en las Figuras 5.35, 5.36; 5.37, 5.38.

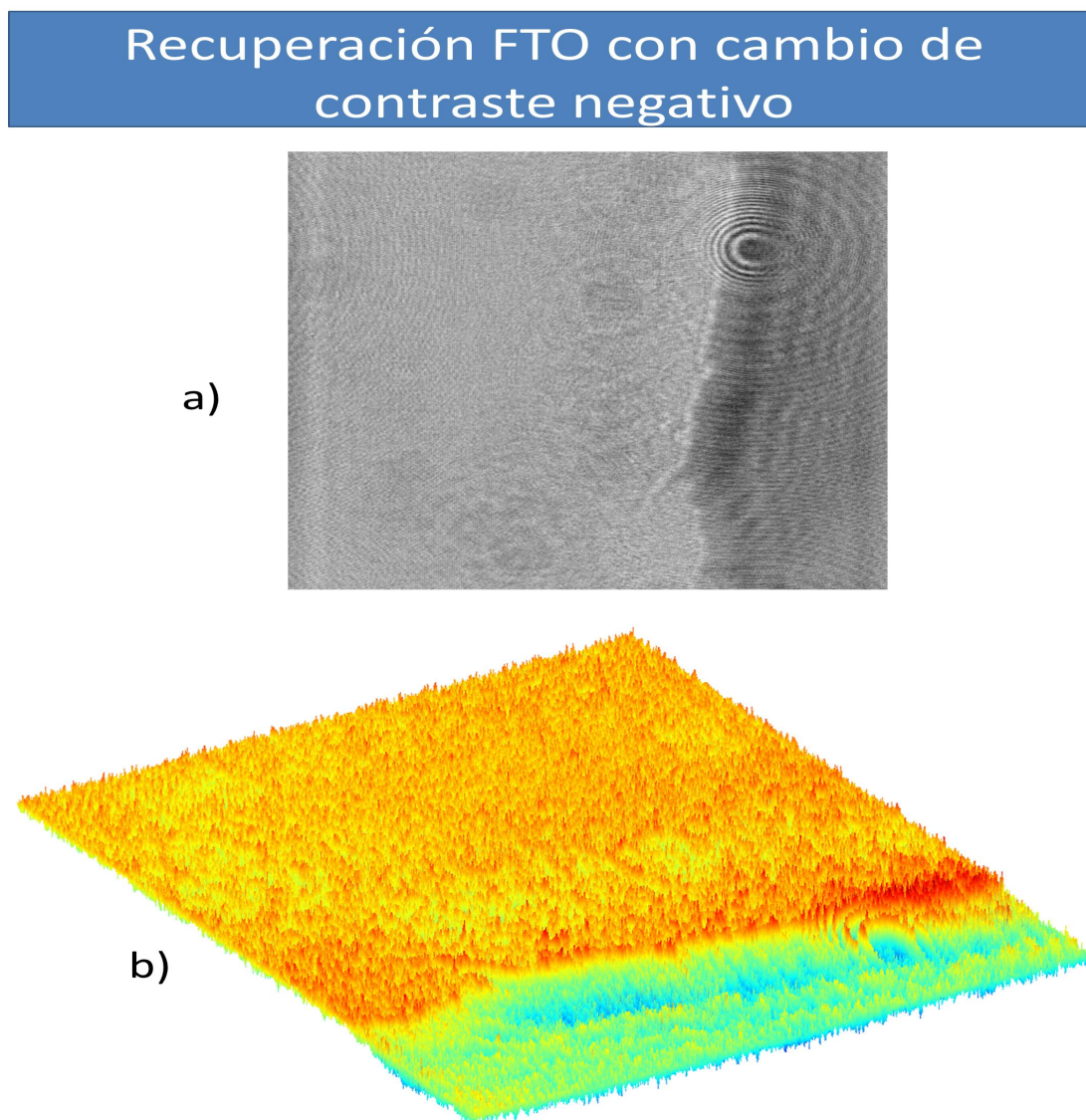
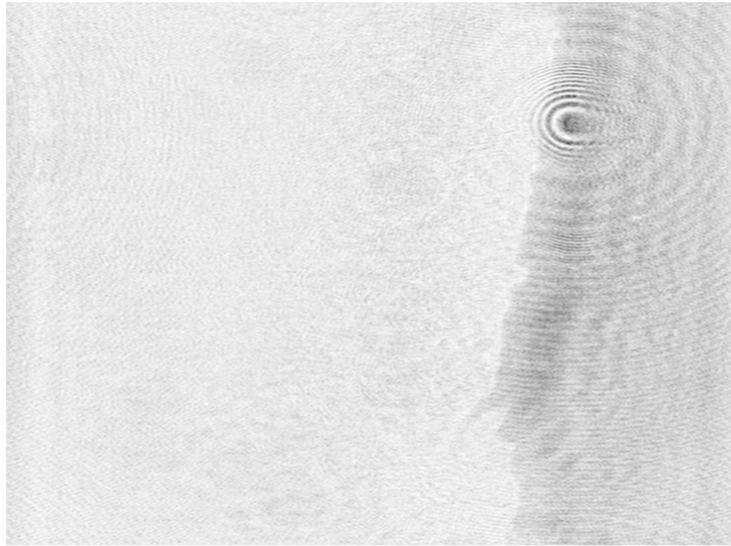


Figura 5.35: a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.33.

Recuperación RI con cambio de contraste negativo

a)



b)

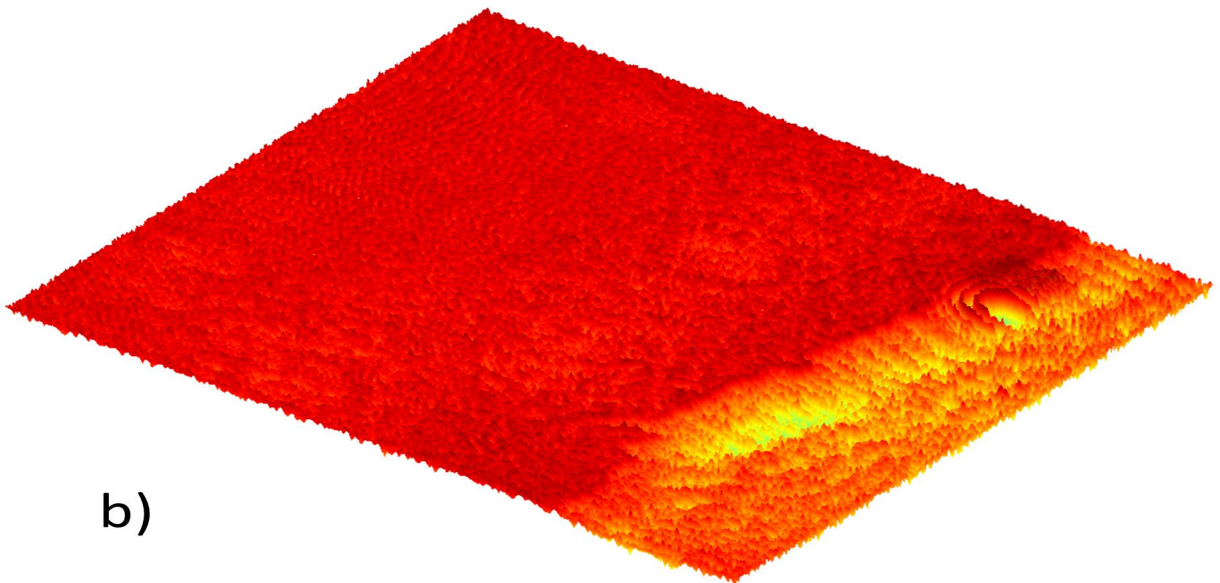
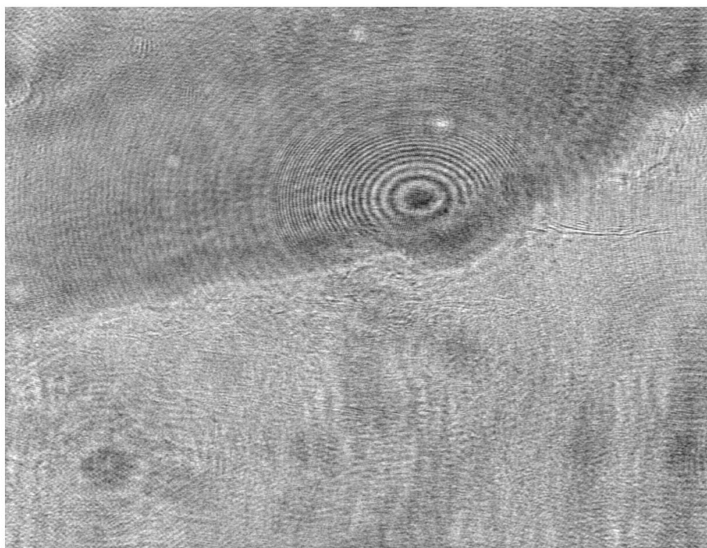


Figura 5.36: a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.33.

Recuperación FTO con cambio de contraste negativo

a)



b)

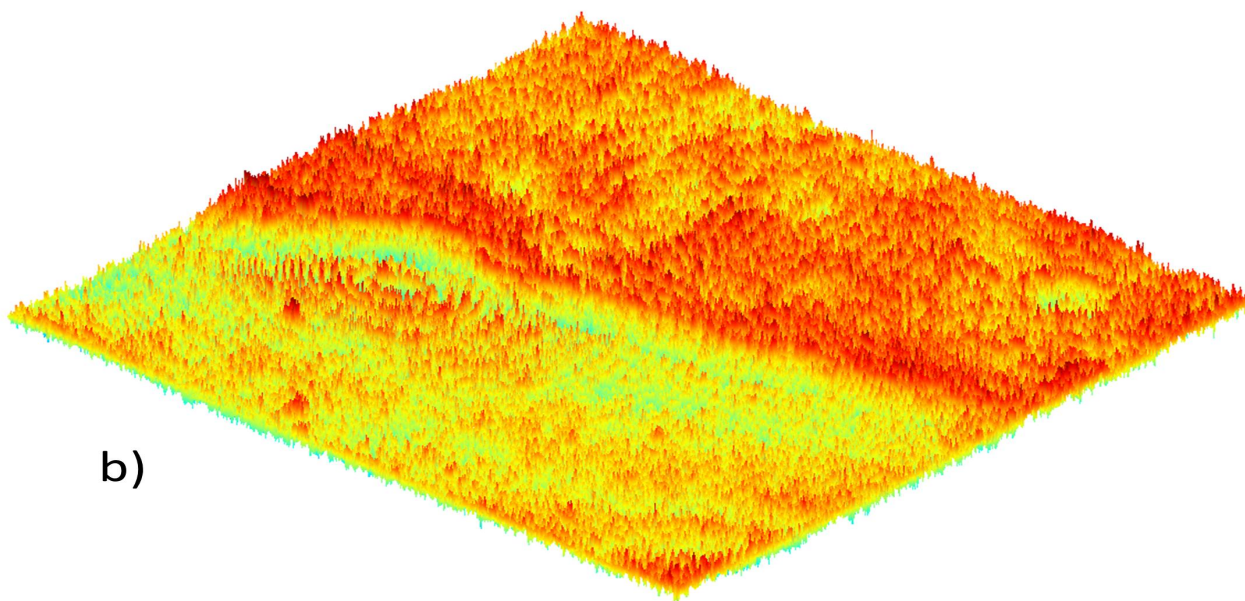
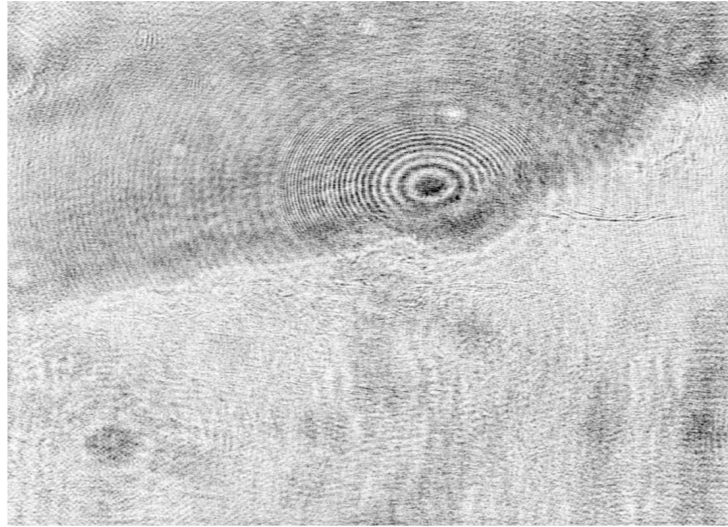


Figura 5.37: a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.34

Recuperación RI con cambio de contraste negativo

a)



b)

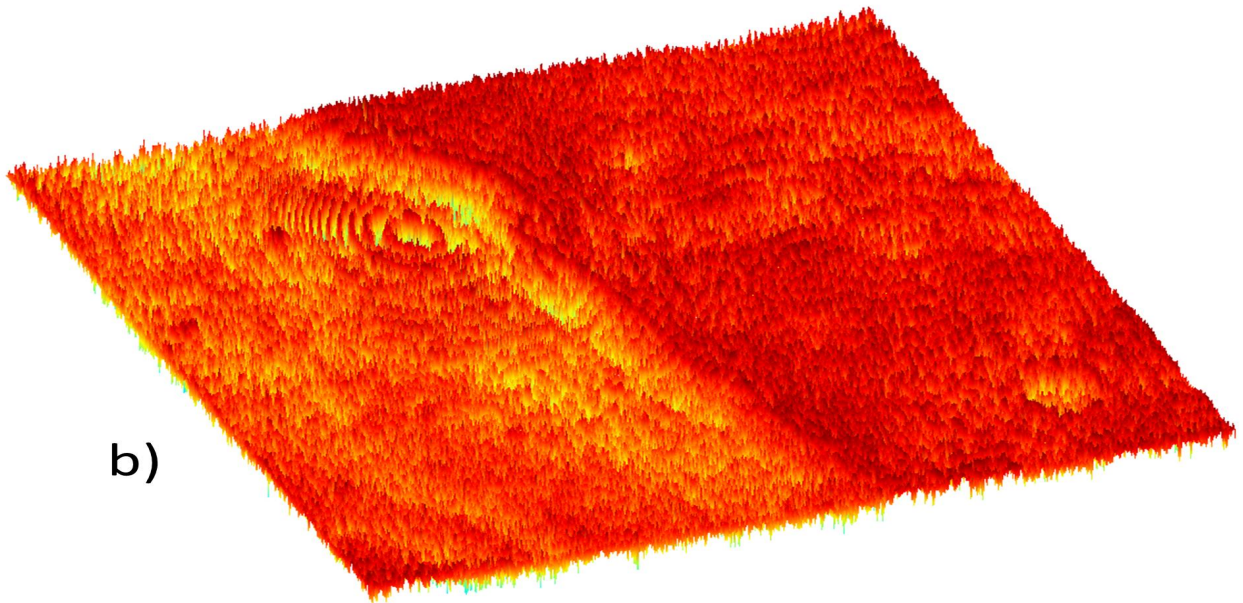


Figura 5.38: a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.34

Para las reconstrucciones de las Figura 5.33 y 5.34 se toma cada reconstrucción y se le extrae un área determinada para después al área extraída aplicarle un cambio de contraste negativo y graficar en tercera dimensión esta parte, como se muestra en las Figuras 5.39, 5.40; 5.41 y 5.42

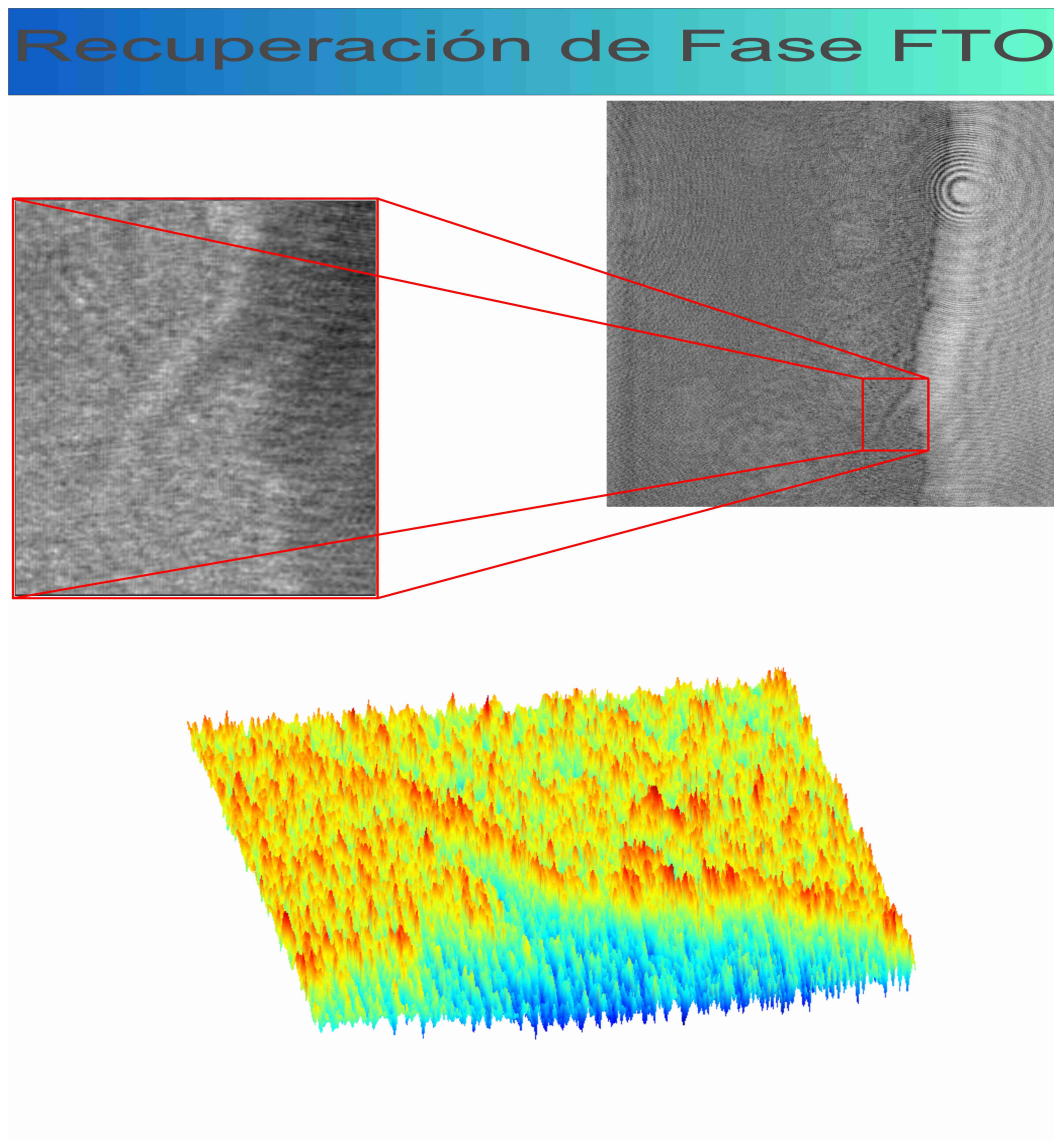


Figura 5.39: Imagen 3D de una parte de la recuperación del método FTO que se muestra en la Fig. 5.33 b)

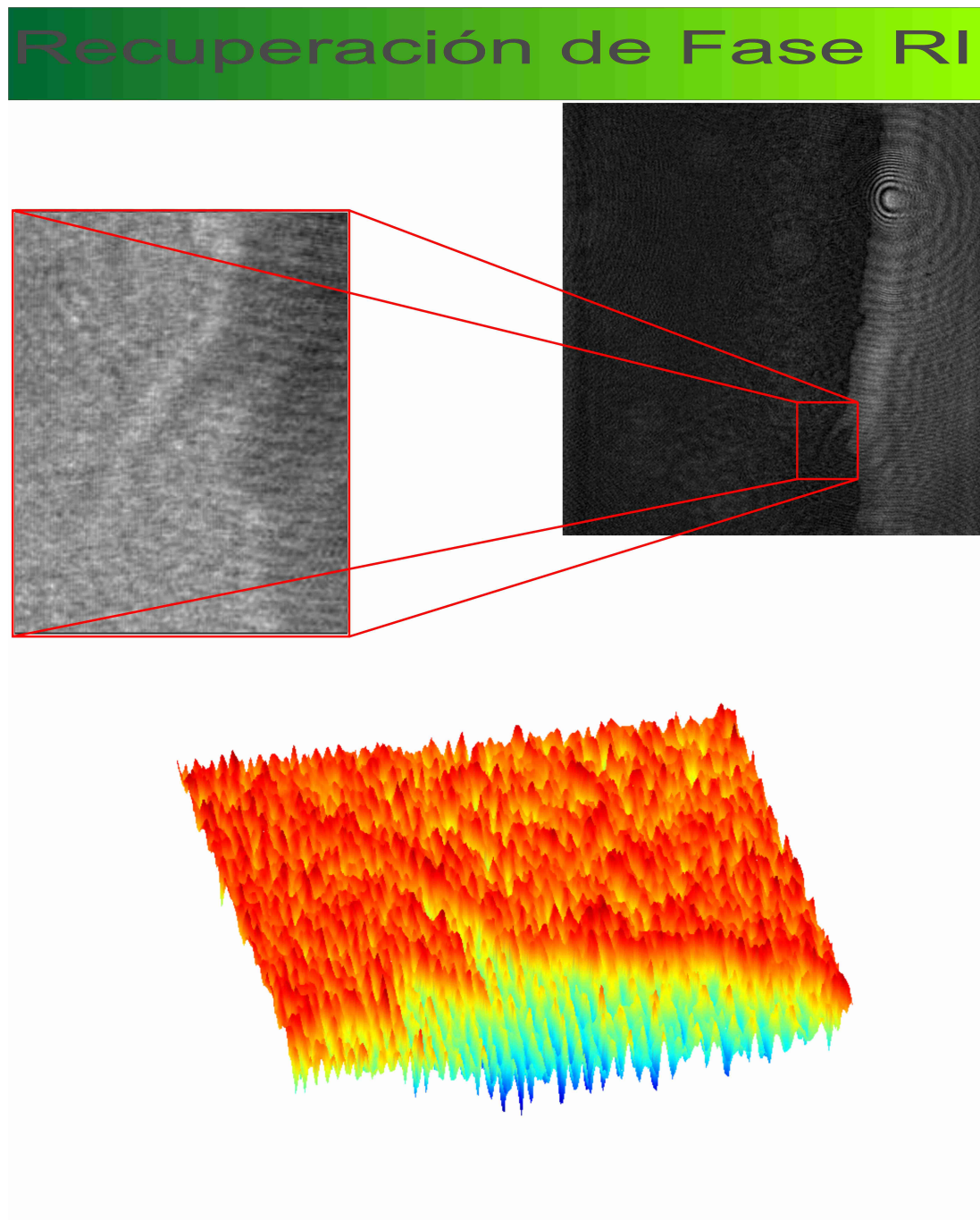


Figura 5.40: Imagen 3D de una parte de la recuperación del método RI que se muestra en la Fig. 5.33 c)

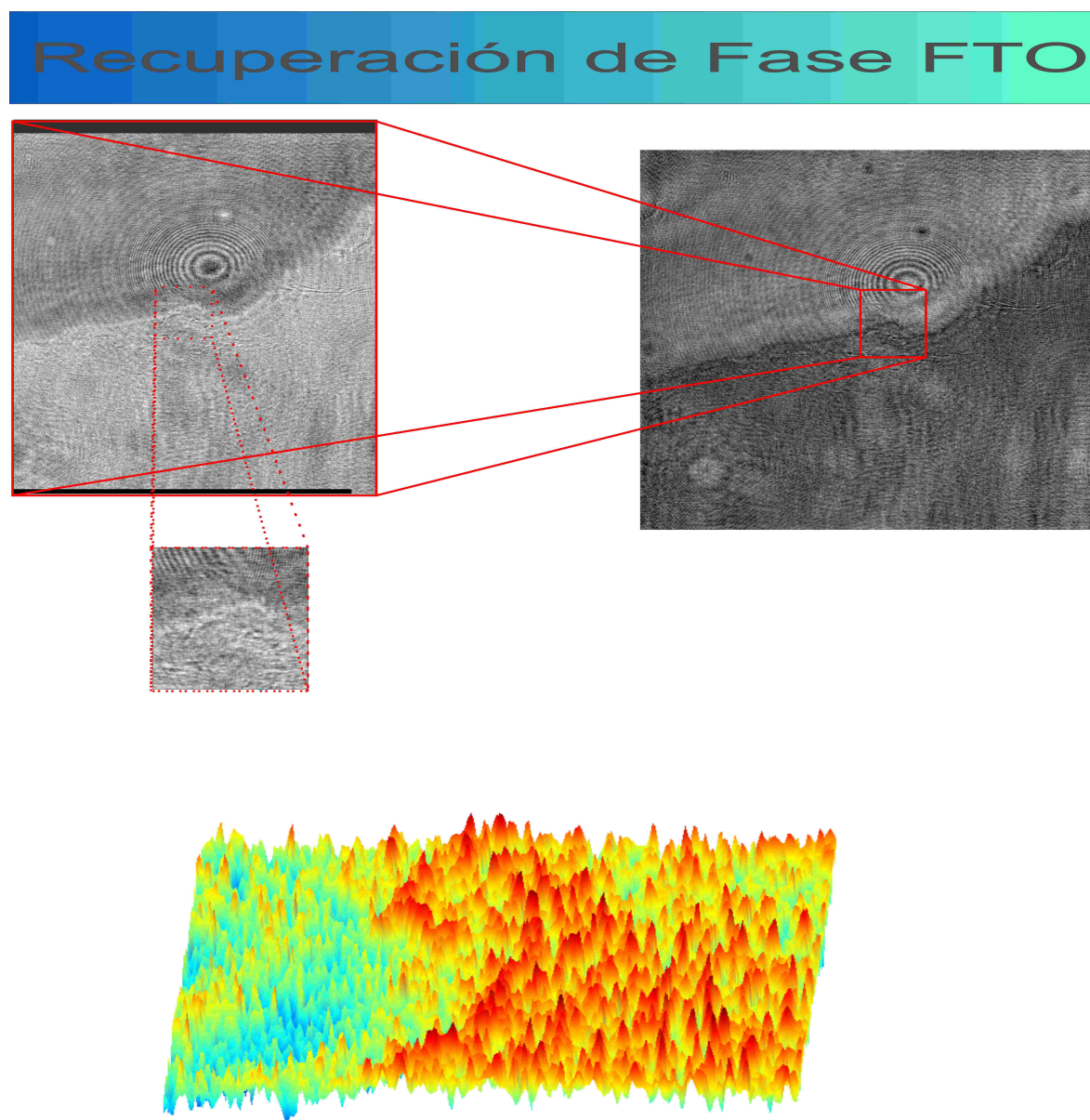


Figura 5.41: Imagen 3D de una parte de la recuperación del método FTO que se muestra en la Fig. 5.34 b).

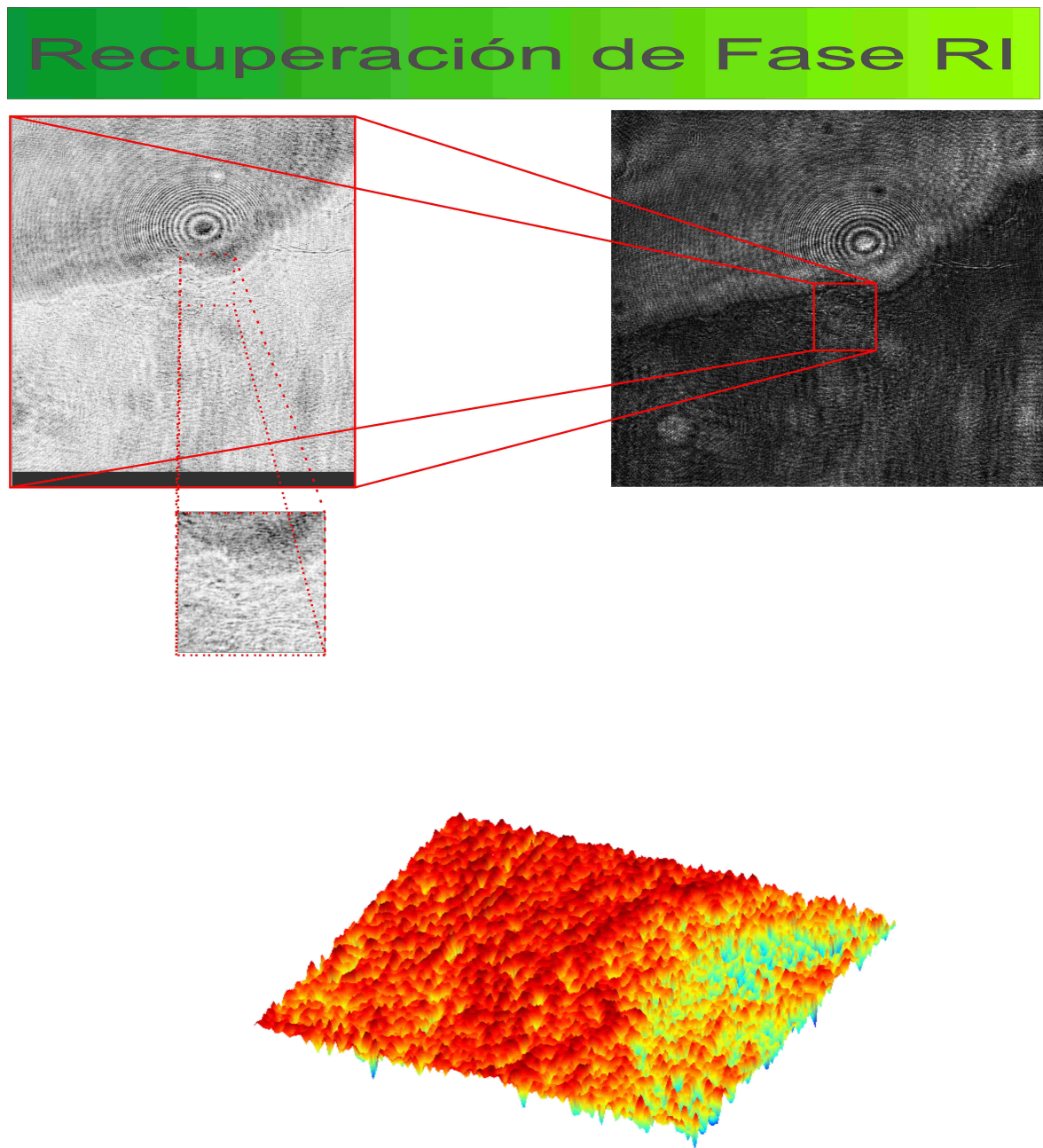


Figura 5.42: Imagen 3D de una parte de la recuperación del método RI que se muestra en la Fig. 5.34 c).

Con otro arreglo interferométrico tipo Mach-Zehnder el cual se muestra en la Figura 5.43, se realizaron tres grabados con sus respectivas reconstrucciones, en el primer caso, el objeto muestra es una gota de sangre preparada para su análisis, esta muestra se amplifica, el haz de referencia a 50 X así como el haz objeto a 80 X, en la CCD se utiliza una lente la cual ayuda a grabar la mayor cantidad de información, el filtro holográfico grabado, se realiza con una longitud de onda de 633 nm, en la Figura 5.43 se muestra el arreglo con dispositivos y medidas utilizadas, en la Figura 5.44 a) se muestra el grabado del filtro holográfico, b) la recuperación FTO se hizo a una distancia de 9 mm y c) la recuperación RI se realizó a una distancia de 2 cm.

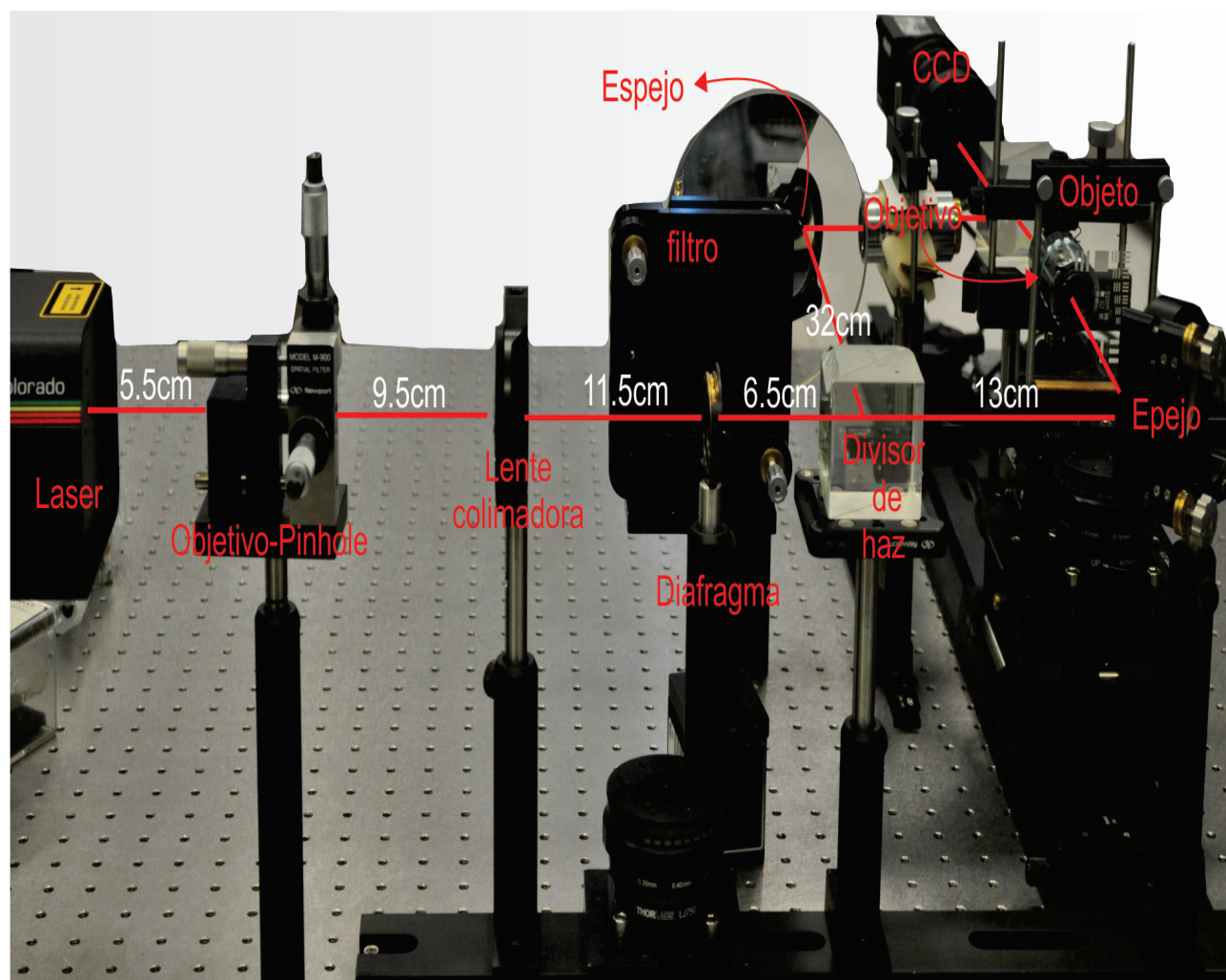


Figura 5.43: Sistema ópto-electrónico tipo Mach-Zehnder para el grabado de filtros holográficos de muestras microbiológicas, en el cual se muestran las medidas y nombres de los dispositivos utilizados.

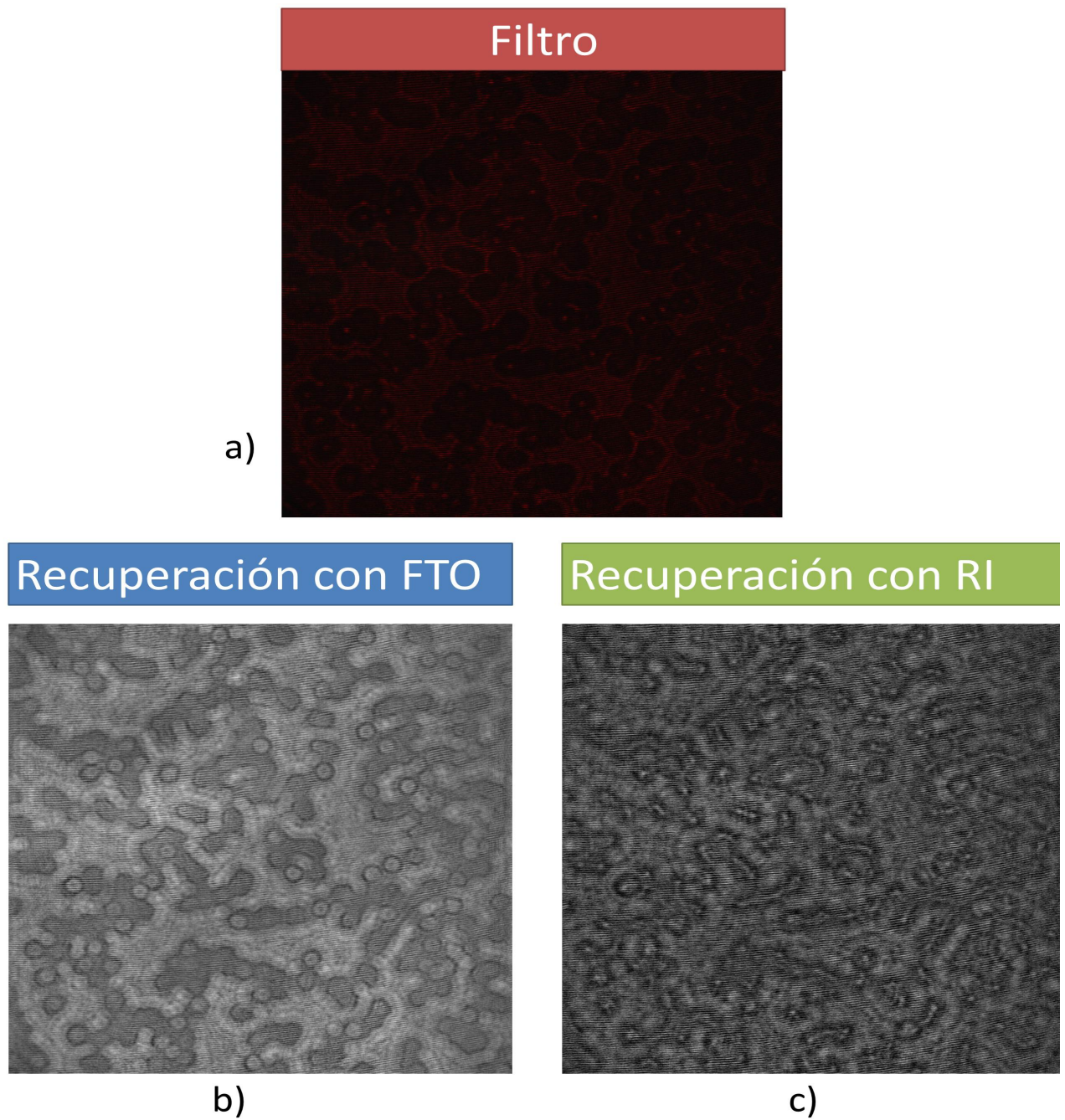


Figura 5.44: a) filtro holográfico, b) la recuperación FTO se hizo a una distancia de 9 mm y c) la recuperación RI se realizó a una distancia de 2 cm

Realizando un cambio de contraste negativo a ambas reconstrucciones, se procede a realizar un mapeo en tercera dimensión, estos mapeos se muestran en las Figuras 5.45 y 5.46

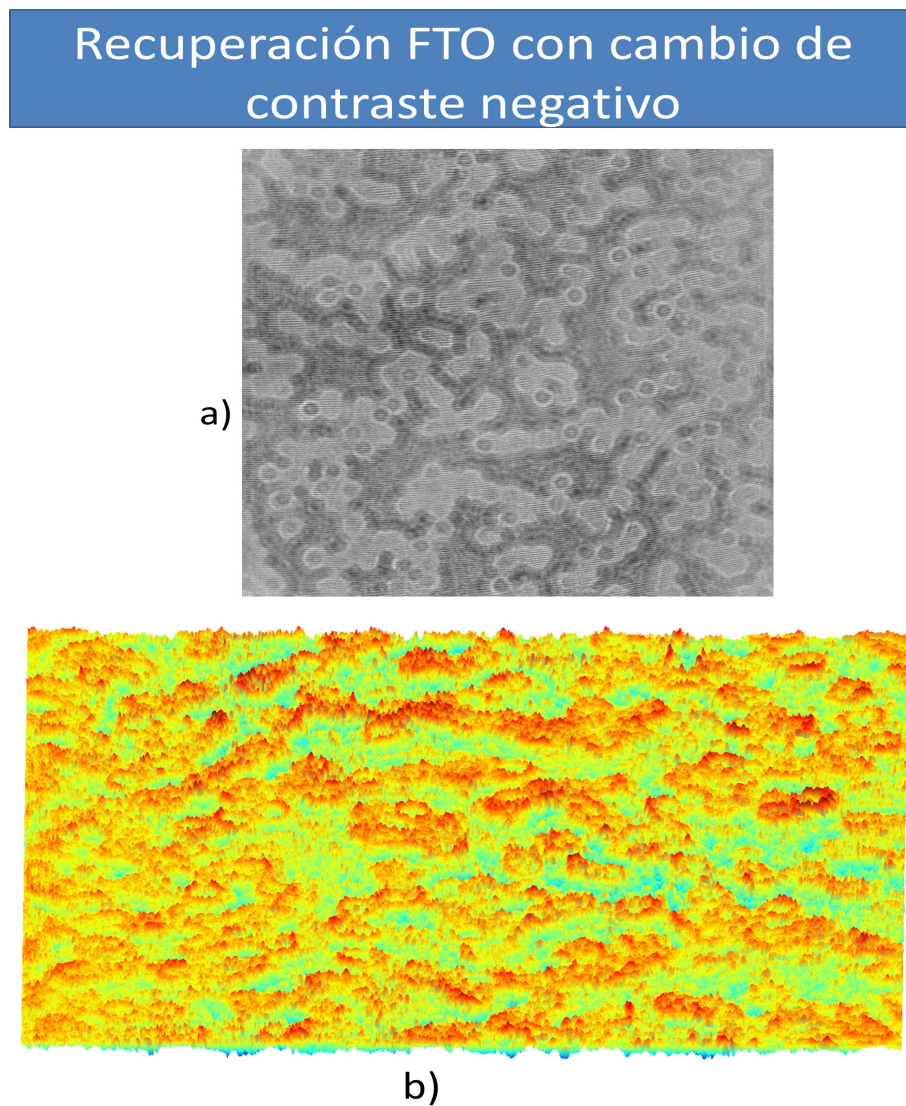
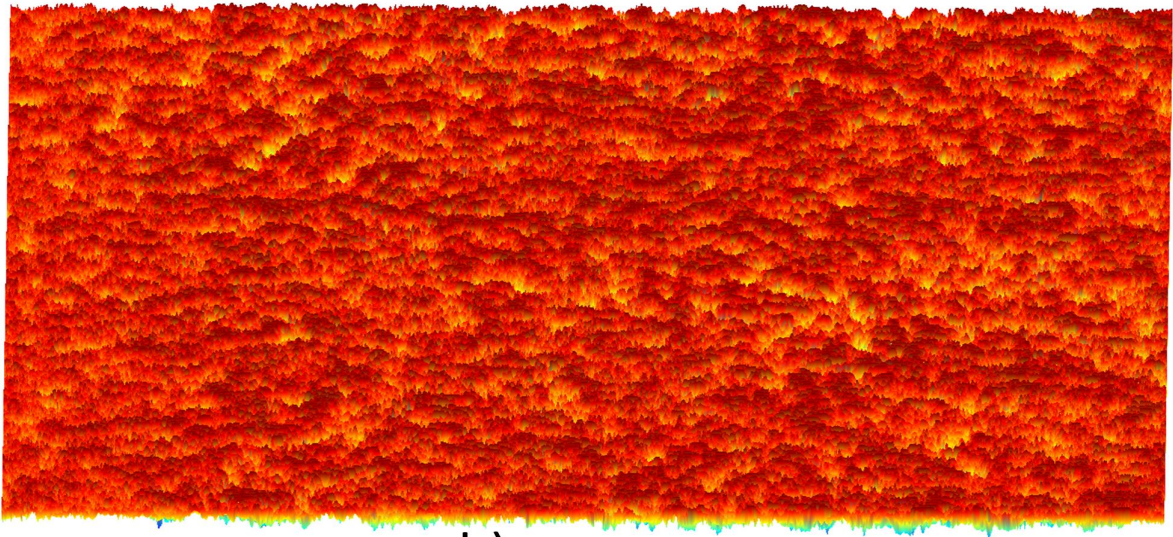
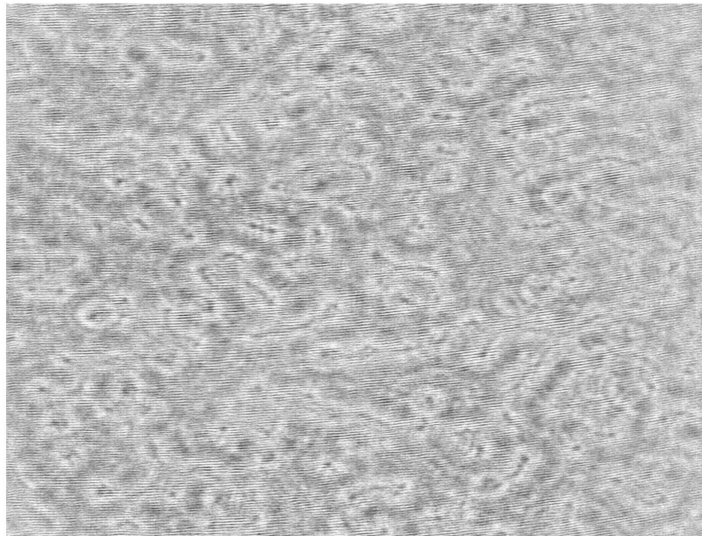


Figura 5.45: a) Reconstrucción FTO en negativo de la imagen de sangre, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.44

Recuperación RI con cambio de contraste negativo

a)



b)

Figura 5.46: a) Reconstrucción RI en negativo de la imagen de sangre, b) Mapeo en 3D de la Fig.

Ahora se realiza de las reconstrucciones de la Figura 5.44, una extracción de una plaqueta, la cual se le realiza un cambio de contraste negativo y después se gráfica en tercera dimensión, estas se muestran en las Figuras 5.47 y 5.48.

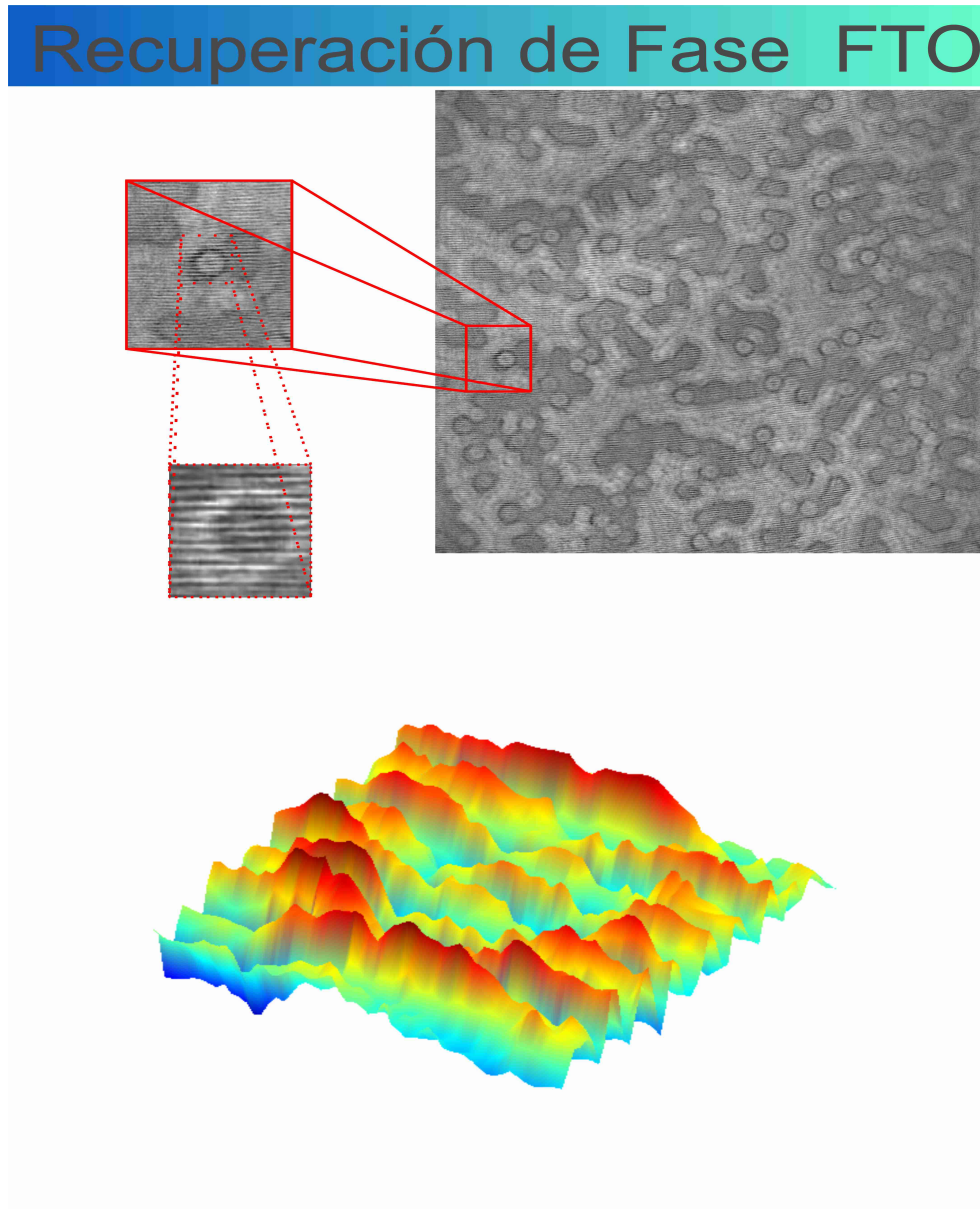


Figura 5.47: Recuperación en 3D del método FTO de la recuperación de la Fig. 5.44 b)

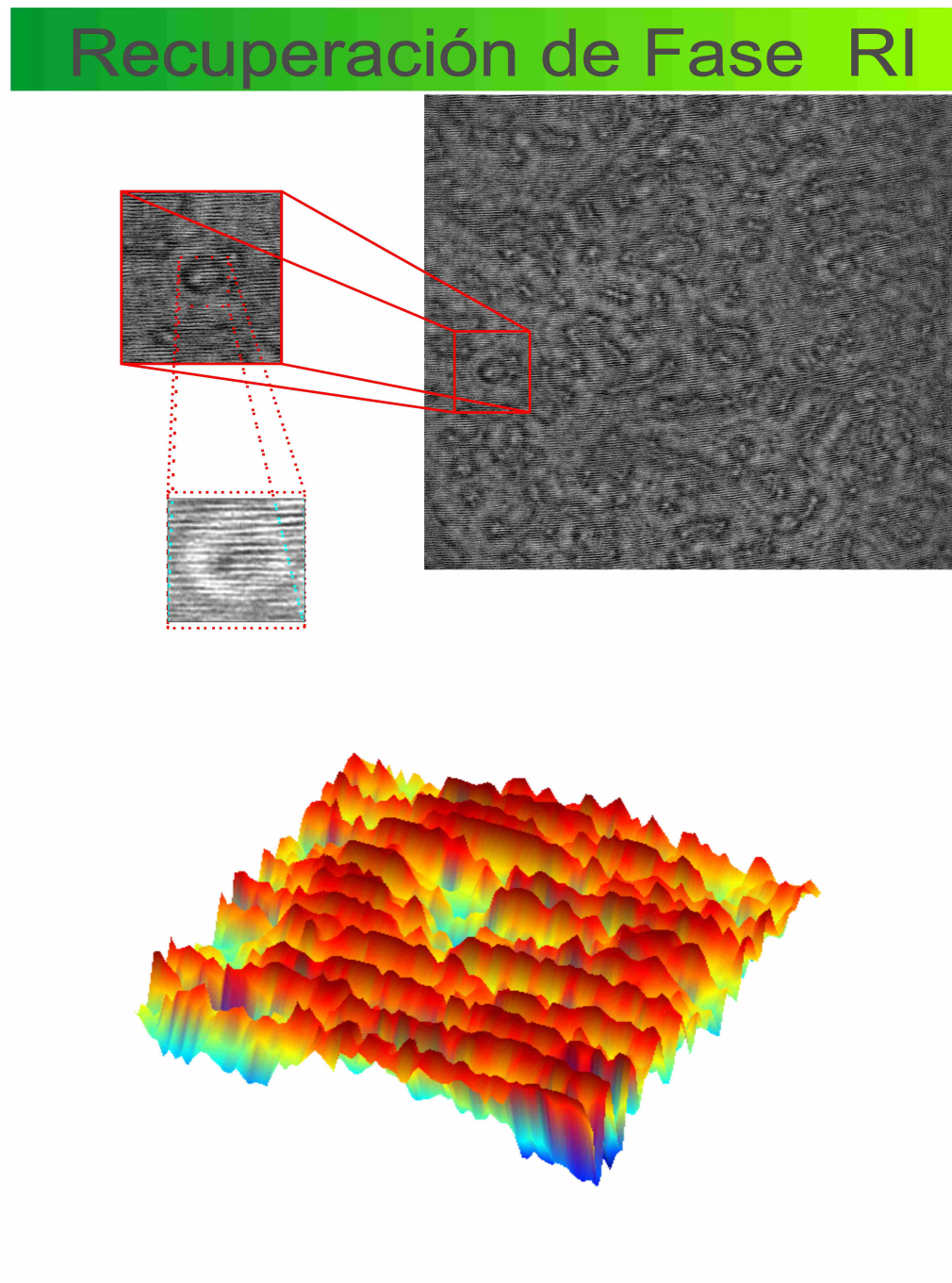


Figura 5.48: Recuperación en 3D del método RI de la recuperación de la Fig. 5.44 c).

El segundo caso se realizó con el objeto muestra anterior y con el mismo arreglo óptico-electrónico pero ahora el objeto muestra esta inclinado, la distancia para los dos métodos de reconstrucción es de 2 cm y los resultados se muestran en la Figura 5.49 b) y c).

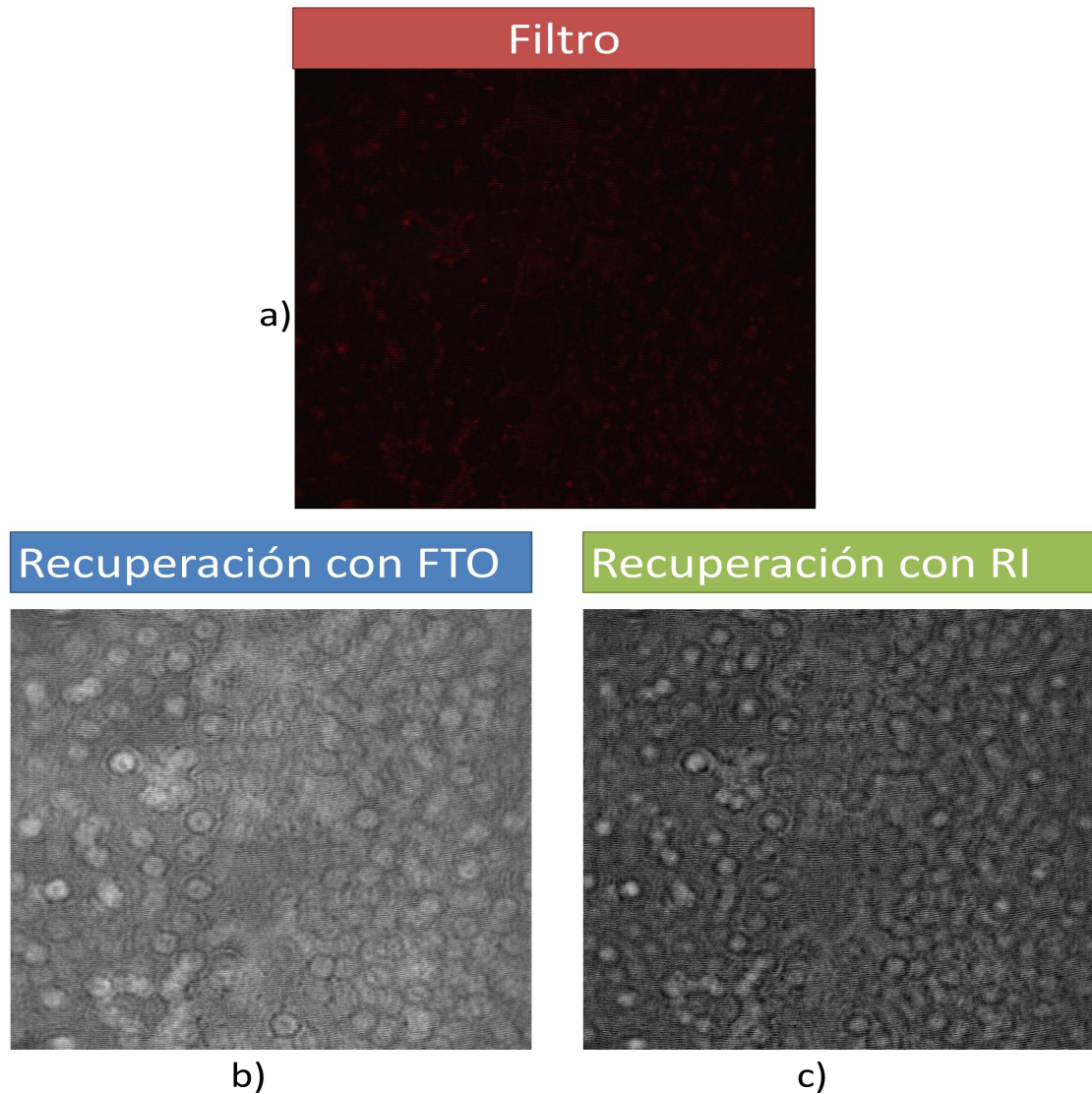


Figura 5.49: a) filtro holográfico, b) la recuperación FTO se hizo a una distancia de 2 cm y c) la recuperación RI se realizó a una distancia de 2 cm

Realizando un cambio de contraste negativo a ambas reconstrucciones, se procede a realizar un mapeo en tercera dimensión, estos mapeos se muestran en las Figuras 5.50 y 5.51

Recuperación FTO con cambio de contraste negativo

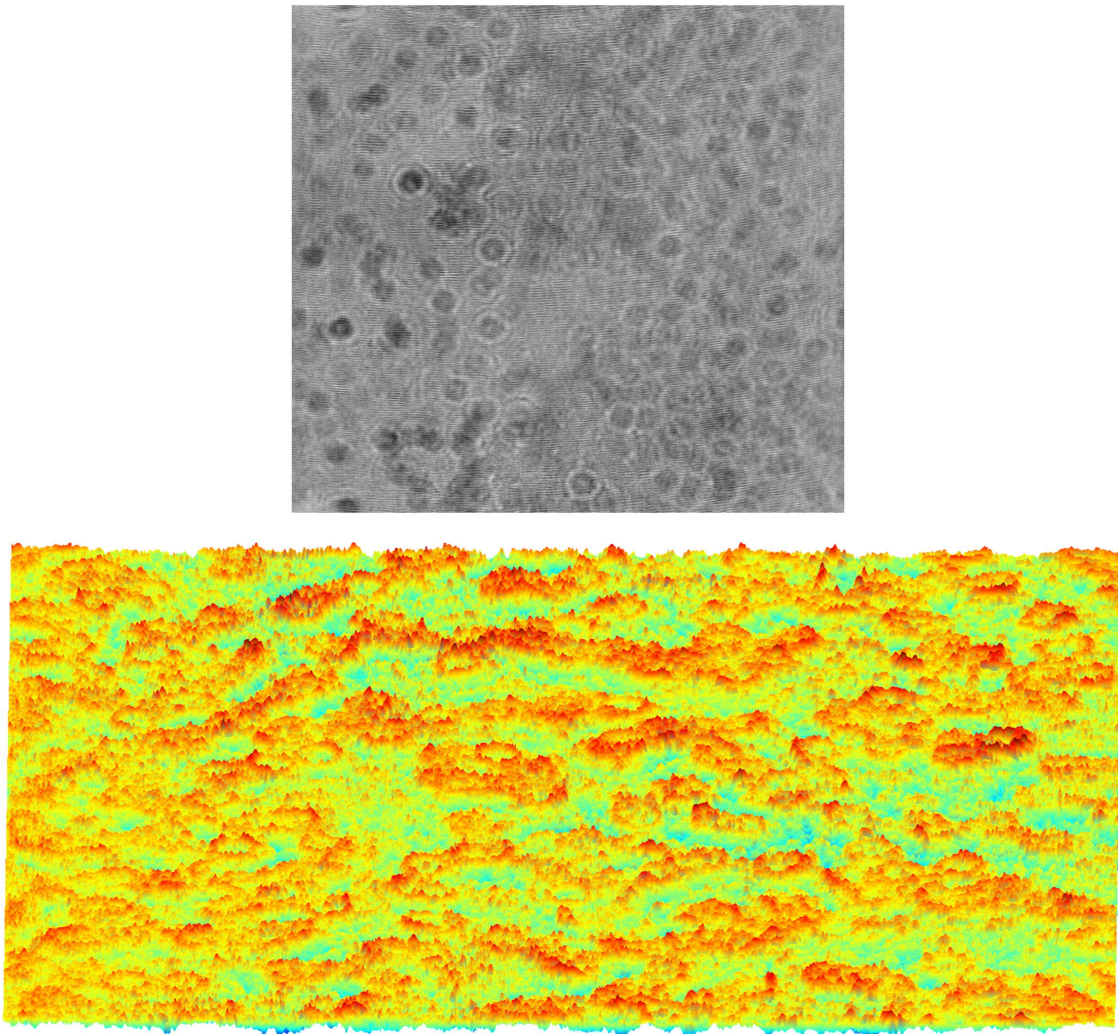
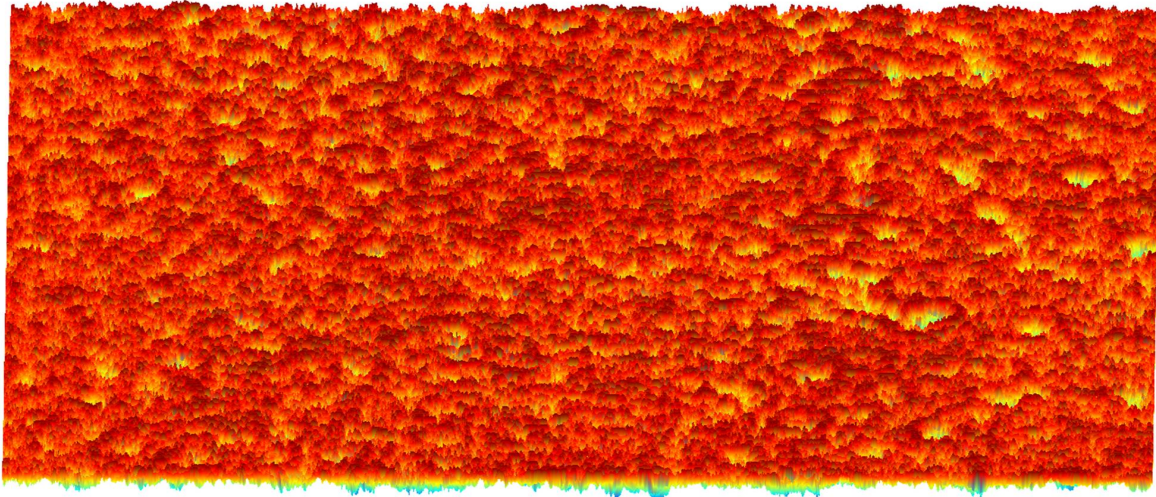
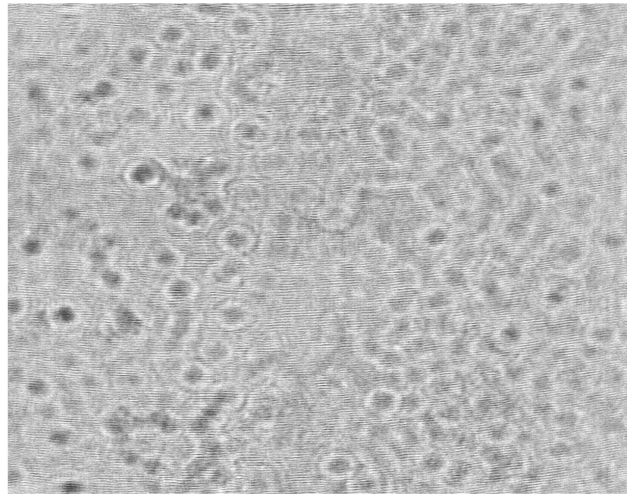


Figura 5.50: a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.49

Recuperación RI con cambio de contraste negativo

a)



b)

Figura 5.51: a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.49

Ahora se realiza de las reconstrucciones de la Figura 5.44, una extracción de otra plaqueta diferente a la de los casos 5.47, y 5.48, la cual se le realiza una gráfica en tercera dimensión, estas se muestran en las Figuras 5.52, 5.53

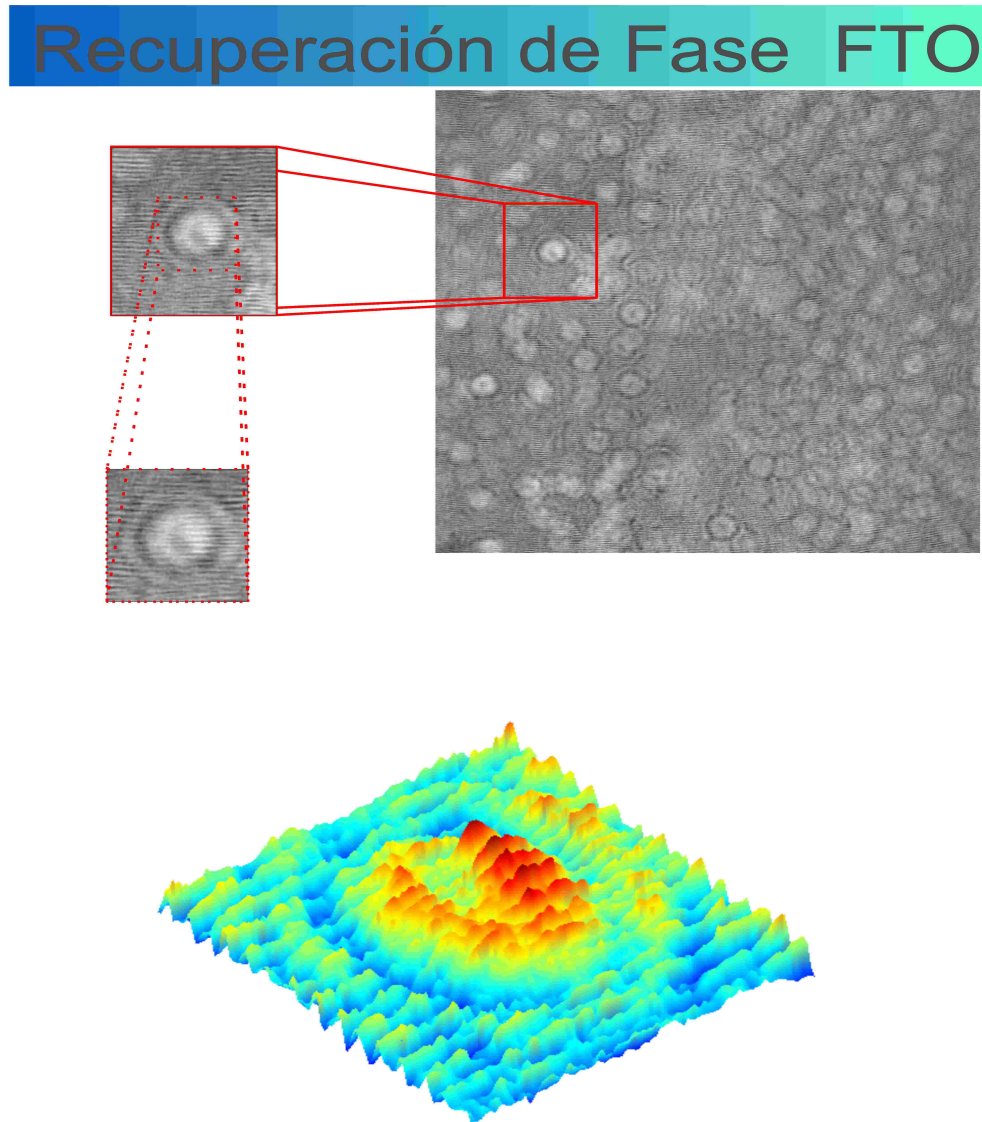


Figura 5.52: Recuperación en 3D del método FTO de la recuperación de la Fig. 5.44 b)

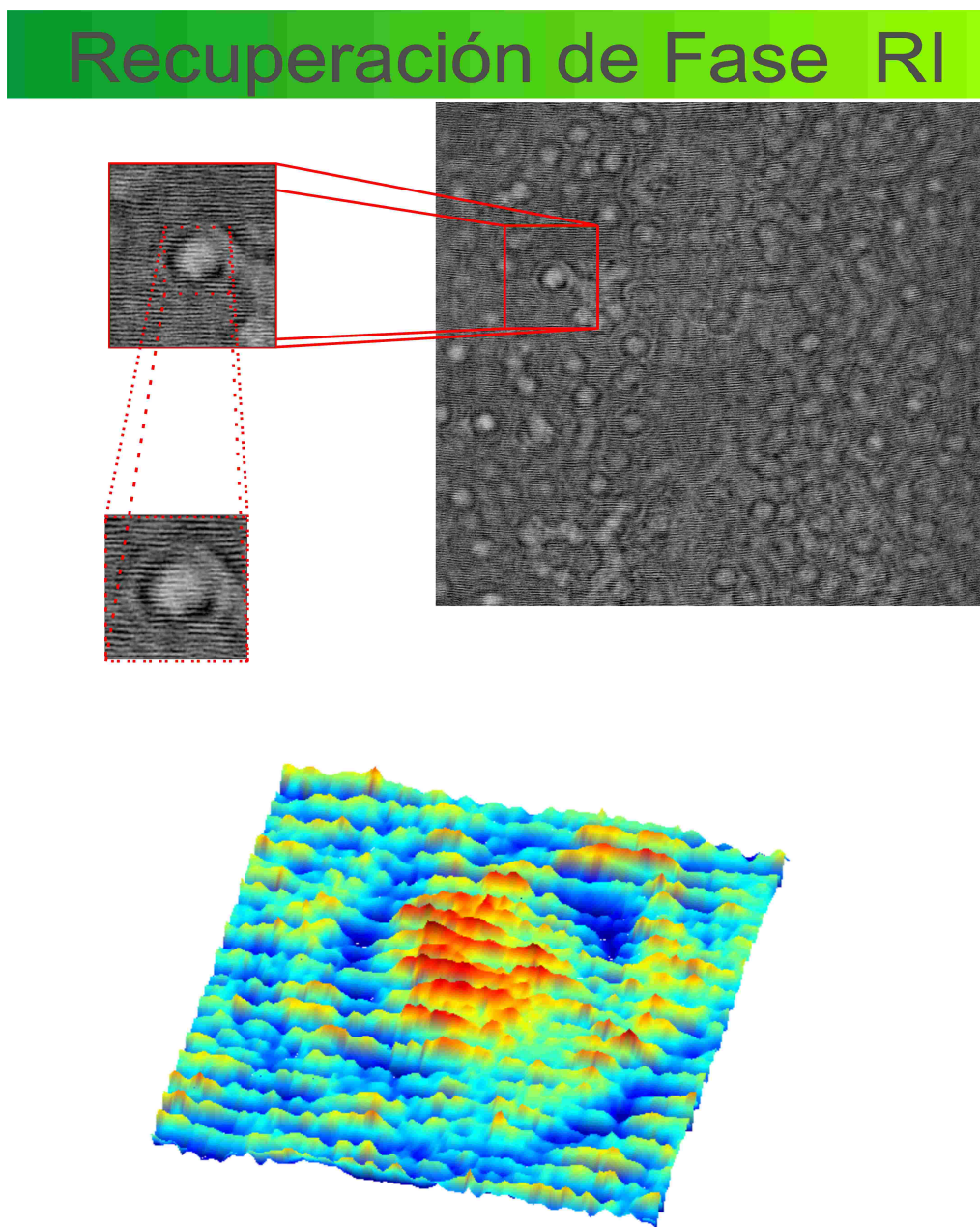


Figura 5.53: Recuperación en 3D del método RI de la recuperación de la Fig. 5.44 c)

El tercer caso se realizó con la tarjeta *USAF* negativa la cual nos permite dejar pasar la información del objeto ya que esta parte es transparente, se segmenta una parte como se muestra en la Figura 5.54, en este caso se utiliza para este objeto muestra un objetivo de 50 x, dejando el mismo objetivo para el haz de referencia que es de 50X, la distancia para el método FTO es de 2 mm y la distancia de reconstrucción de RI es de 2 cm. El filtro y las reconstrucciones se muestran en la Figura 5.55 a) y b).

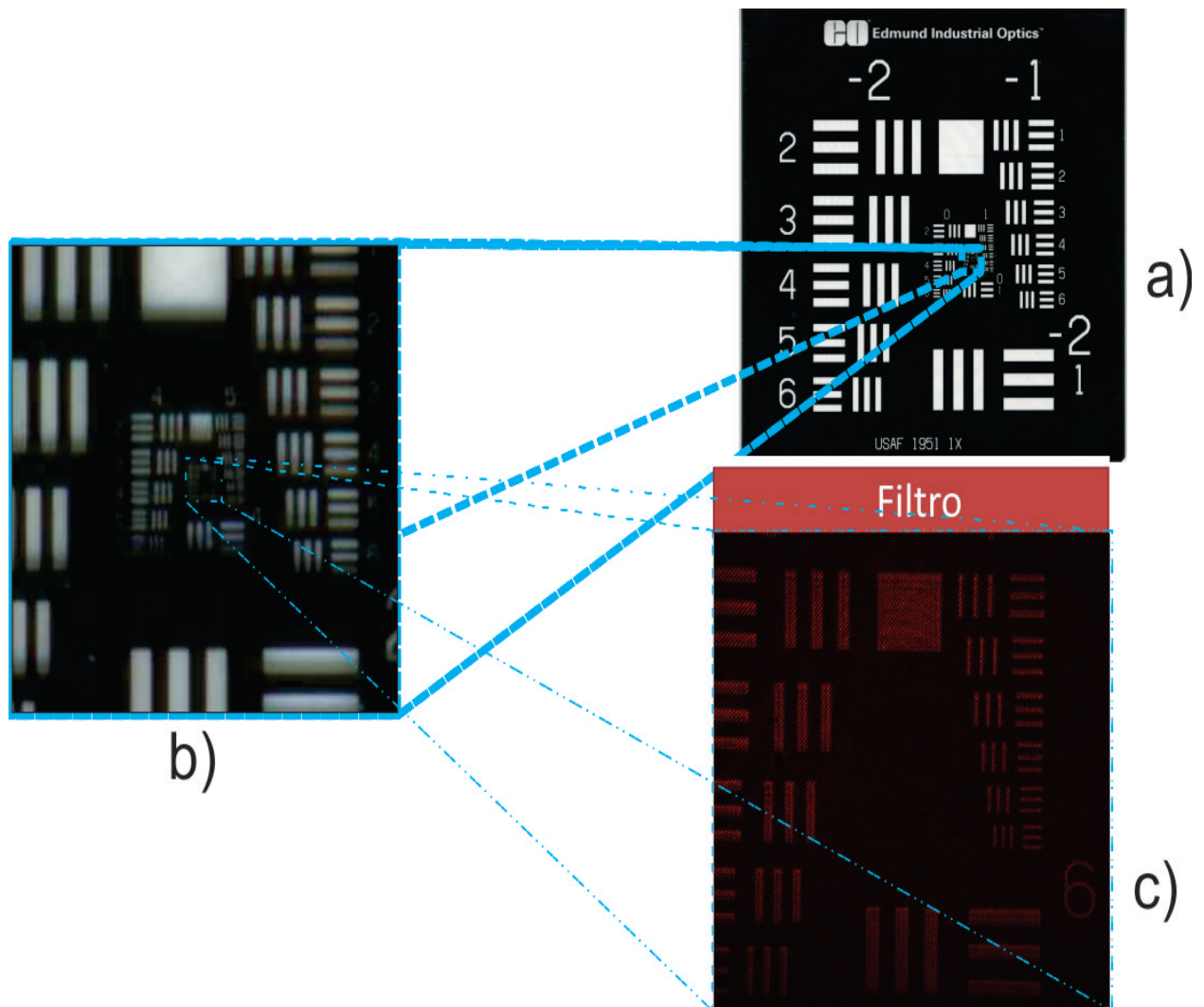


Figura 5.54: a)tarjeta *USAF* negativa, b)sección por donde pasa la luz y c) Filtro obtenido con un objetivo de 50 x.

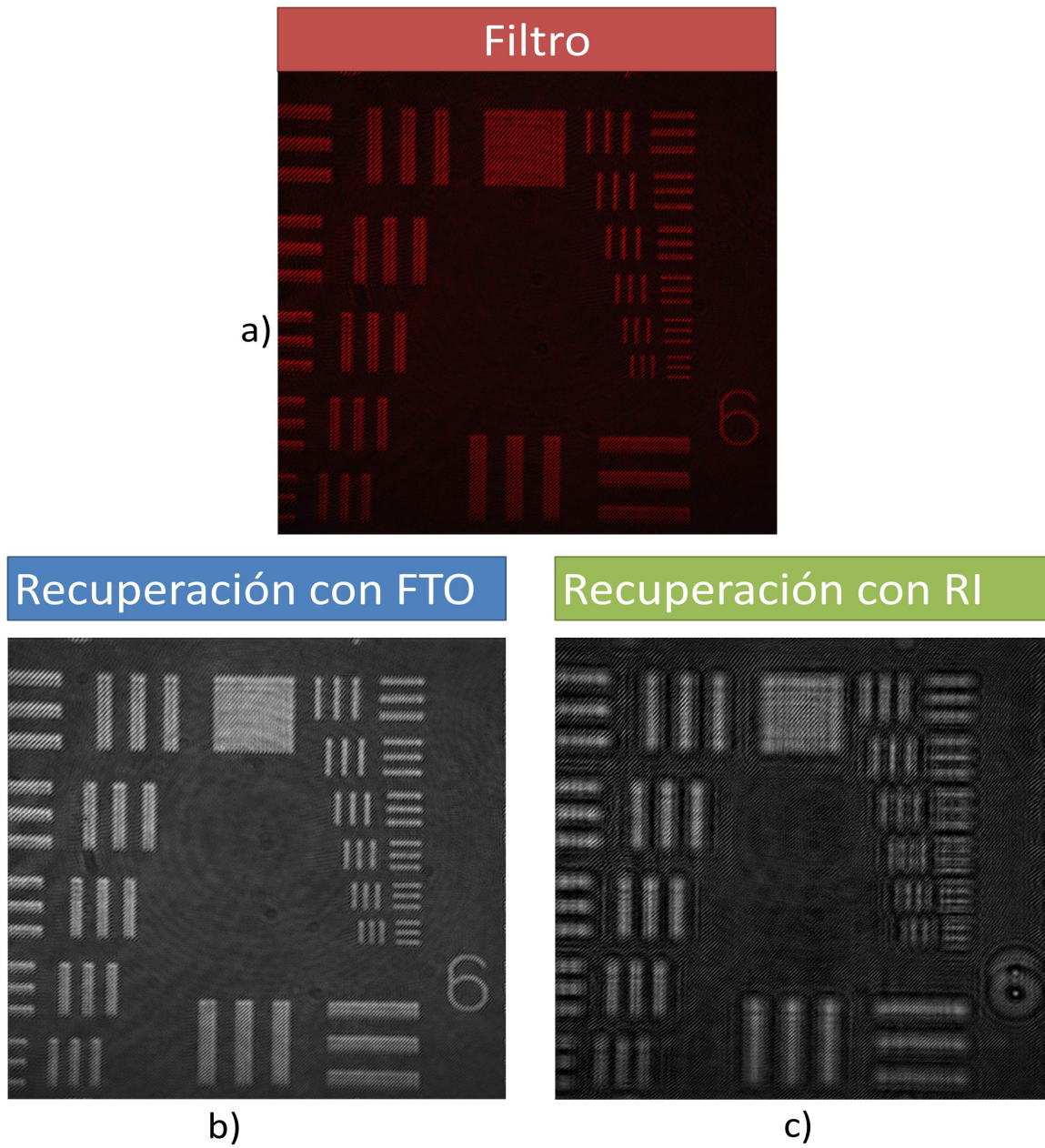


Figura 5.55: a) filtro holográfico, b) la recuperación FTO se hizo a una distancia de 2 mm y c) la recuperación RI se realizó a una distancia de 2 cm

Cuando cambiamos de contraste negativo a ambas reconstrucciones, se procede a realizar un mapeo en tercera dimensión, estos mapeos se muestran en las Figuras 5.56 y 5.57, en las cuales se observan desde una perspectiva, la base y el fondo el objeto fueron grabados con la tarjeta *USAF* negativa pero fue utilizada de forma de transmisión es decir solamente las figuras geométricas y números fueron los que quedaron grabados en el filtro y la parte reflectora de la tarjeta no dejó pasar ninguna otra información, la parte plana que se observa es la parte que corresponde a la onda de referencia.

Recuperación FTO con cambio de contraste negativo

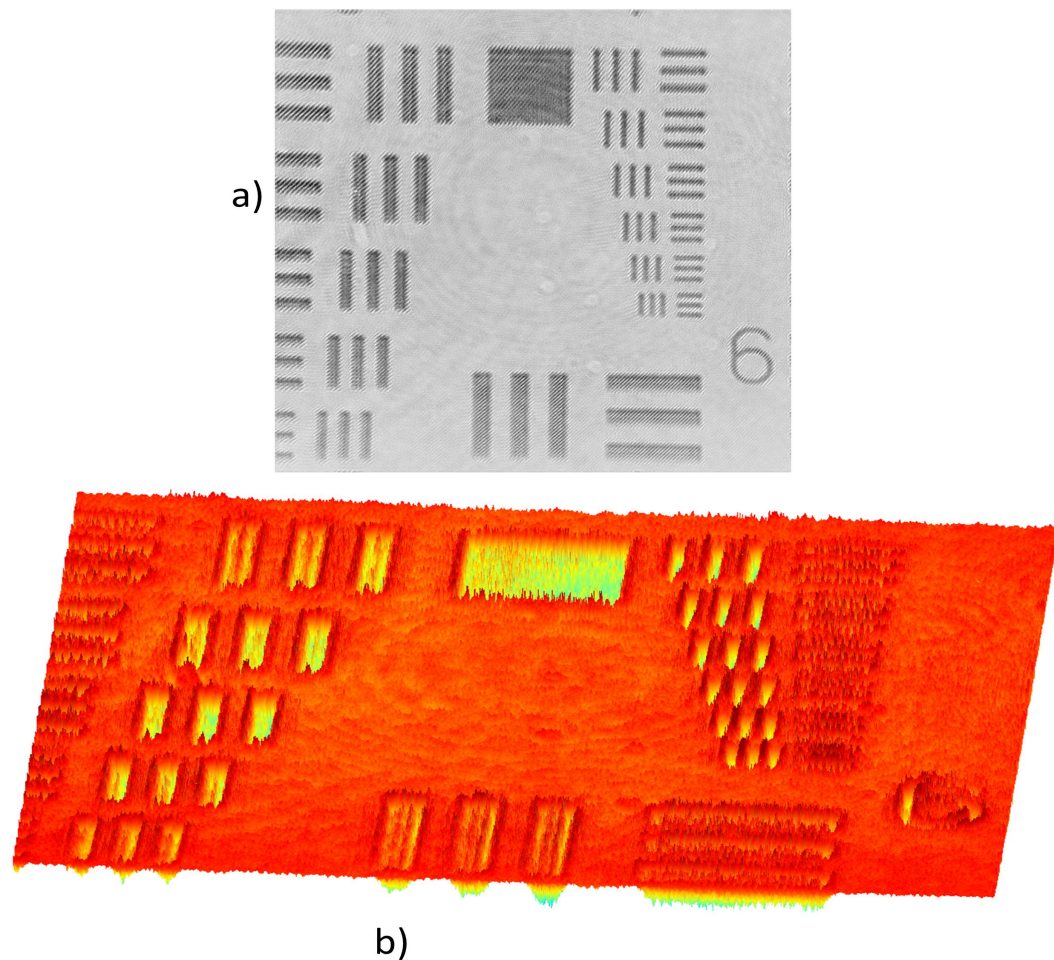
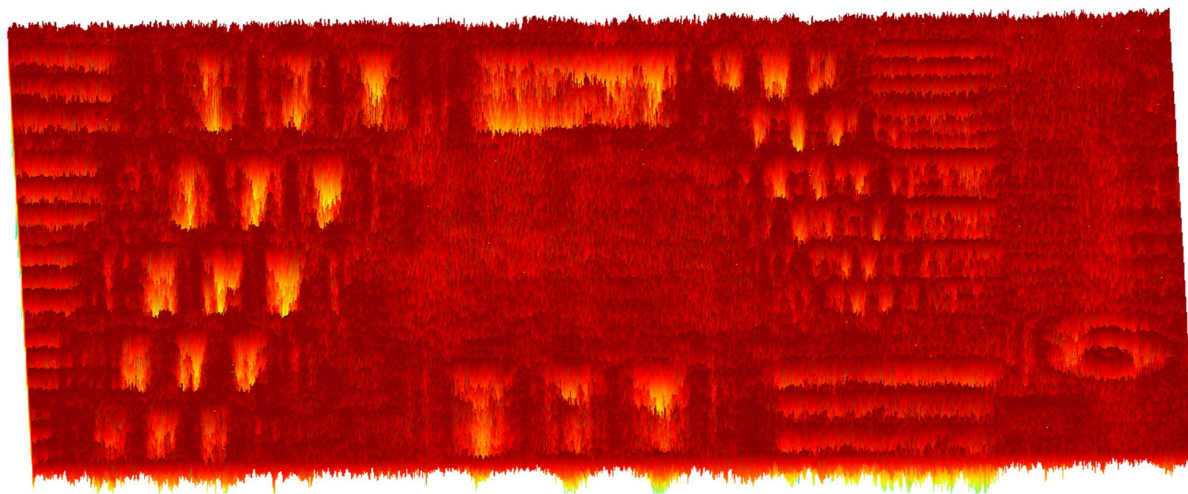
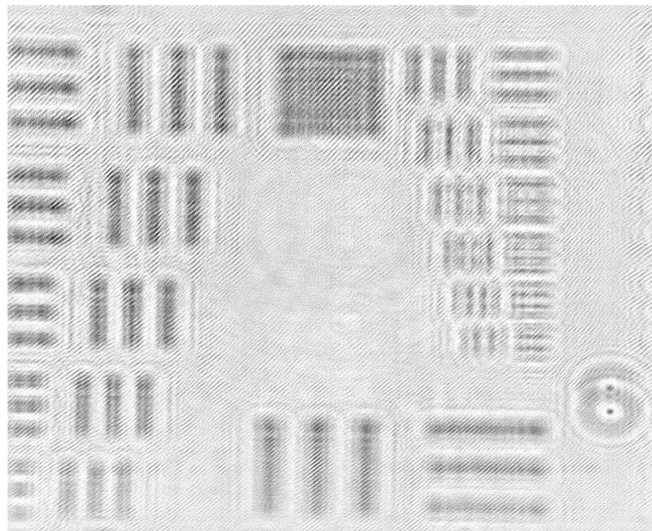


Figura 5.56: a) Reconstrucción FTO en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.55

Recuperación RI con cambio de contraste negativo

a)



b)

Figura 5.57: a) Reconstrucción RI en negativo, b) Mapeo en 3D de la Fig. 5.55

Ahora se realizan las reconstrucciones de las Figuras 5.55 a) y b), a las cuales se les hace un corte, en este caso se extrae una figura geométrica, después se gráfica en tercera dimensión, estas se muestran en las Figuras 5.58, 5.59.

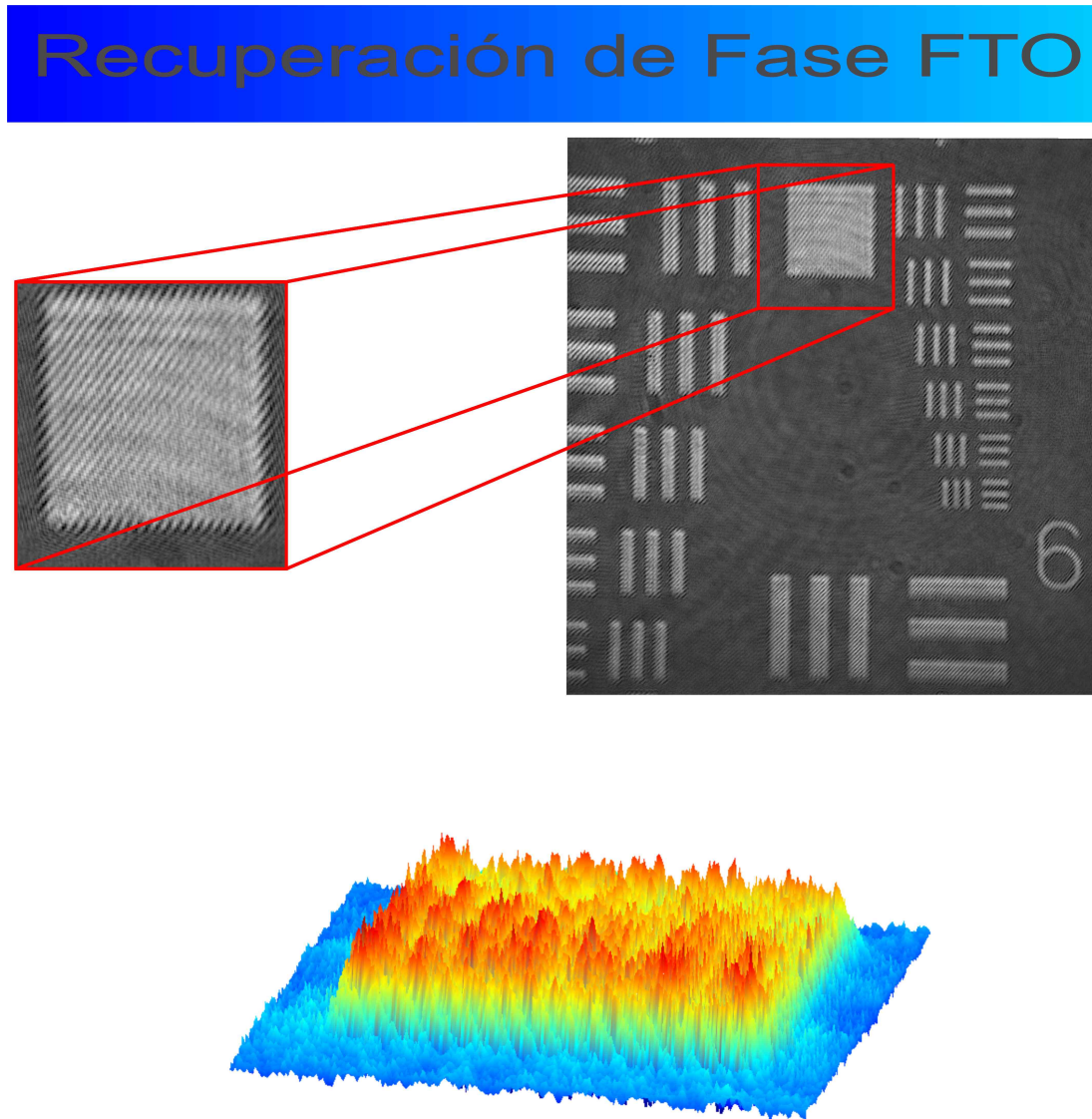


Figura 5.58: Recuperación en 3D del método FTO de la recuperación de la Fig. 5.55 b)

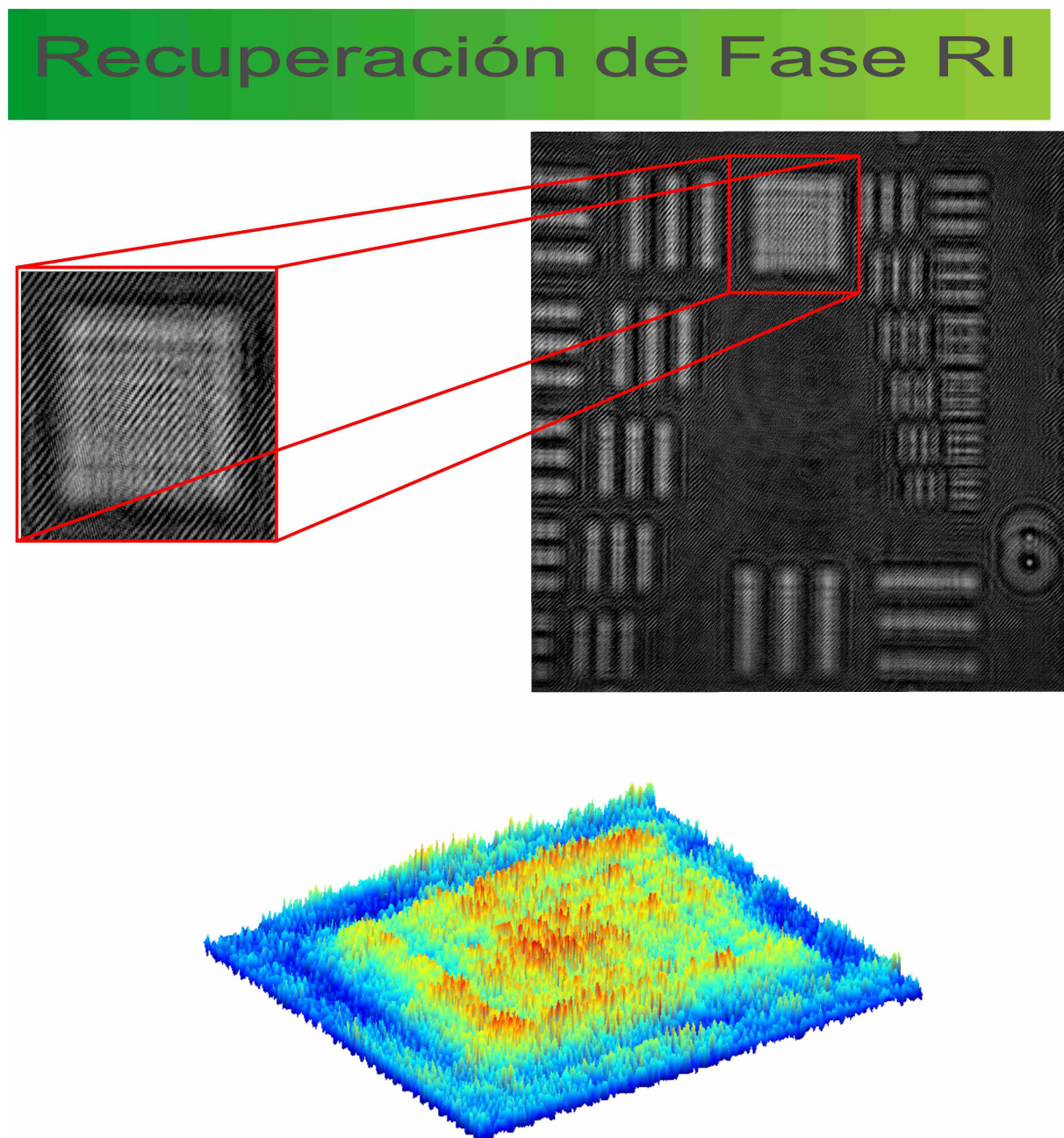


Figura 5.59: Recuperación en 3D del método RI de la recuperación de la Fig. 5.55 c)

Capítulo 6

Conclusiones

En este capítulo se presentan las conclusiones del trabajo desarrollado. Empezando por el capítulo dos, en donde se presentó una revisión de los principios fundamentales de holografía. Se pudo observar que en la ecuación de onda solamente se toma el término de fase ($\vec{k}\vec{r} - \phi_0$), esto se debe al término temporal (wt), que en los casos ópticos no se considera. Se simularon los dos métodos de reconstrucción, el de campo cercano o de Fresnel en aberturas circulares y cuadradas. La idea de llevar a cabo estas simulaciones, es con el fin observar la diferencia de la difracción entre las aberturas, así como la diferencia de ambos métodos. La calidad de la imagen proporcionada por un sistema óptico pudo analizarse en el dominio espacial utilizando la respuesta al impulso ya que, la convolución de una imagen con esta función da lugar a una pérdida de los detalles más finos. Se puede observar que al realizar la Transformada de Fourier se ha convertido la operación de convolución en un producto. Por lo tanto la Transformada de Fourier de la función de Respuesta al impulso es la función de transferencia que relaciona multiplicativamente los espectros del objeto y de la imagen.

En el capítulo tres se presentó una revisión teórica para la reconstrucción de los frentes de onda, en la cual se revisan diferentes sistemas ópto-electrónicos basados en los interferómetros de división de amplitud, como es el caso de interferómetro de Michelson y de Mach-Zehnder, para grabar y reconstruir la fase de los haces de luz que provocan la interferencia. Se estudia el patrón de interferencia generado por los dos haces, así como la transmitancia en amplitud que es proporcional a la intensidad de los dos haces, también se emplean los parámetros del material fotográfico, el tiempo de exposición y la constante de fondo de transmitancia. Se estudian las diferentes configuraciones para generar diferentes grabados de hologramas, de esto se puede observar que se toma en cuenta para la realización de esta tesis la configuración de Leith-Upatnieks o fuera de eje. Los términos correspondientes a la ecuación de intensidad de los dos haces de luz contienen en los dos últimos, la imagen real y la imagen virtual; la imagen real se encuentra después del holograma grabado y la imagen virtual se encuentra en el mismo lugar donde se encontraría el objeto, si quitáramos el objeto original, este presenta los mismos rasgos.

En el capítulo cuatro se realiza un análisis de los efectos que provoca la reconstrucción. Se realiza un análisis de un objeto puntual con respecto a su fase en el grabado. Un aspecto a considerar importante, hay una diferencia de fase entre la onda de referencia y la onda del objeto la cual se representa de la forma ($\phi_R - \phi_O$). Esto es, debido a que la onda objeto contiene cambios

de fase respecto a la de referencia, y ésto determina el patrón de interferencia entre las franjas; es decir, las franjas se pueden encontrar más alejadas o más pegadas entre si. Cuando se reconstruye el objeto puntual, la fase de la nueva onda de referencia que incide sobre el holograma grabado ($\phi_R - \phi_O$) se resta de nuevo; la fase del objeto se resta por la fase de referencia, sucede lo mismo, se resta el holograma grabado a la nueva fase de referencia y nos queda de la forma $\phi_P - (\phi_R - \phi_O)$. Además se analiza matemáticamente las coordenadas de la imagen reconstruida del objeto las cuales permiten la realización de algunas ecuaciones que contienen aumentos de imagen reconstruida con respecto a su distancia de grabado y longitudes de ondas utilizadas. Se analizó el caso de obtener una imagen real ortoscópica la cual es una imagen que al final no contiene aberraciones.

Finalmente, en el capítulo cinco, se presentaron las configuraciones de sistemas empleados para el grabado de filtros holográficos; el primer sistema empleado corresponde al interferómetro de Michelson, en el cual solamente se realizaron grabados del objeto por reflexión, para el primer caso se usa la tarjeta *USAF* negativa. Esta se emplea para realizar el grabado del filtro, el cual contiene información codificada y no presenta alguna imagen reconocible de la escena original. Al aplicarle los dos métodos de reconstrucción se recupera la información codificada, así como también la separación de los dos haces, lo cual permite realizar una visualización en *3D* de la recuperación. A estas recuperaciones se les realiza un cambio de contraste ya que la parte en oscuro contiene la información que se desea analizar. En el segundo caso se utiliza la tarjeta *USAF* positiva, la cual refleja la parte que nosotros queremos analizar. En este caso se observa al realizar una gráfica en *3D* de reconstrucciones que la onda de referencia se encuentra separada de la onda que contiene la información objeto y se observa claramente la separación entre éstas.

Los demás sistemas ópto-electrónicos usados se basan en la arquitectura de interferómetro de Mach-Zehnder. Este sistema permite la realización de grabados reflexivos y de transmisión, lo cual ayuda para poner diferentes muestras. Algunos grabados se realizaron con las dos tarjetas *USAF*. También con muestras biológicas, como en el caso de la hoja de cebolla. Para este caso en particular usó un objetivo de microscopio de 2 x con el fin de amplificar el corte de la hoja. El haz de referencia no necesitó de un segundo objetivo de microscopio ya que su amplitud se disminuyó con polarizadores y se redujo la diferencia de camino con retardadores.

Para el análisis de muestras microbiológicas como es el caso de glóbulos rojos de sangre, se realizó con un tercer interferómetro, llamado de Mach-Zehnder en el cual se colocaron dos objetivos de microscopio uno en cada haz. Esto se debe a que, cuando pasa la luz por un objetivo este disminuye la potencia del haz y amplifica la muestra a observar; este haz nos indica que el haz de referencia tiene que disminuir en intensidad y aumentar en su amplificación, para que ambos haces de luz tengan una buena correlación. Se utiliza igual en este arreglo una lente, la cual nos permite amplificar mayor cantidad de información para el grabado, las reconstrucciones con ambos métodos nos permiten realizar una visualización en *3D*, pero también podemos segmentar una región como en el caso de un glóbulo rojo a partir de las reconstrucciones. Esto nos permite observar la forma del glóbulo así como su volumen y más detalles de este objeto biológico.

Se analizan ambos métodos, realizando una medida de contraste para cada recuperación y

los resultados se muestran en la Figura 6.1, en la cual se puede observar que para objetos microscópicos el método de respuesta al impulso es el mas apropiado para reconstruir.

Medida de contraste en recuperaciones		
Figura	Recuperación FTO	Recuperación RI
5.6	45.46	9.475
5.12	5.128	2.585
5.20	9.12	2.103
5.28	17.815	2.993
5.33	27.017	9.074
5.34	27.077	24.07
5.44	27.554	42.266
5.49	25.519	39.038
5.55	23.06	36.778

Figura 6.1: Medida de contraste en recuperaciones.

6.0.3. Trabajo a futuro

Emplear la técnica de Respuesta al Impulso y Función de Transferencia Óptica en objetos en vibración, para poder visualizar su fase, así como también el tipo de movimiento que realiza.

Continuar realizando arreglos ópto-electrónicos, para analizar objetos biológicos microscópicos y con ello realizar mediciones respecto a sus profundidades, y como también mostrar estas profundidades en 3D, indicando sus medidas.

Realizar arreglos ópto-electrónicos, para analizar objetos metálicos, ya que estos son altamente dispersores de luz.

Referencias

- [1] D. Gabor, The Nobel Prize in Physics 1971 ,
http : //www.nobelprize.org
- [2] J. R. Vacca, *Holograms and holography, Design, Technique, and Commercial Applications*, ed. Charles River Media, Inc. pp. xix. (2001)
- [3] J. T. Gimeno, "Holografía. Aplicaciones actuales", *Instituto de Investigación en Investigación en Ingeniería de Aragón (I3A), Revista A Ciencia Cierta* n°28 (2006).
- [4] D. Gabor, "A new microscope principle" *Nature* **161**, pp. 777-778 (1948).
- [5] D. Gabor, "Microscopy by reconstructed wavefronts:2," *Proc. Phys. Soc.* **B64**, pp. 449-469 (1951).
- [6] G.L. Rogers, "Experiments in diffraction microscopy," *Proc. Roy. Soc. Edinburgh* **63A**, pp. 193-221 (1952).
- [7] E.N. Leith and J. Upatniek, "Reconstructed wavefronts and communication theory," *J. Opt. Soc. Am.* **52**, pp. 1123-1130 (1962).
- [8] E.N. Leith and J. Upatniek, "Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects," *J. Opt. Soc. Am.* **54**, pp. 1295-1301 (1964).
- [9] P. Hariharam, *Optical Holography: Principles, techniques, and applications*, 2 ed. Cambridge University Press, Cambridge, UK (1996).
- [10] N. Collings, *Optical Pattern Recognition Using Holographic Techniques*, Addison-Wesley, New York (1998).
- [11] R.A. Fisher, *Optical Phaser Conjugation*, Elsevier, New York (1983).

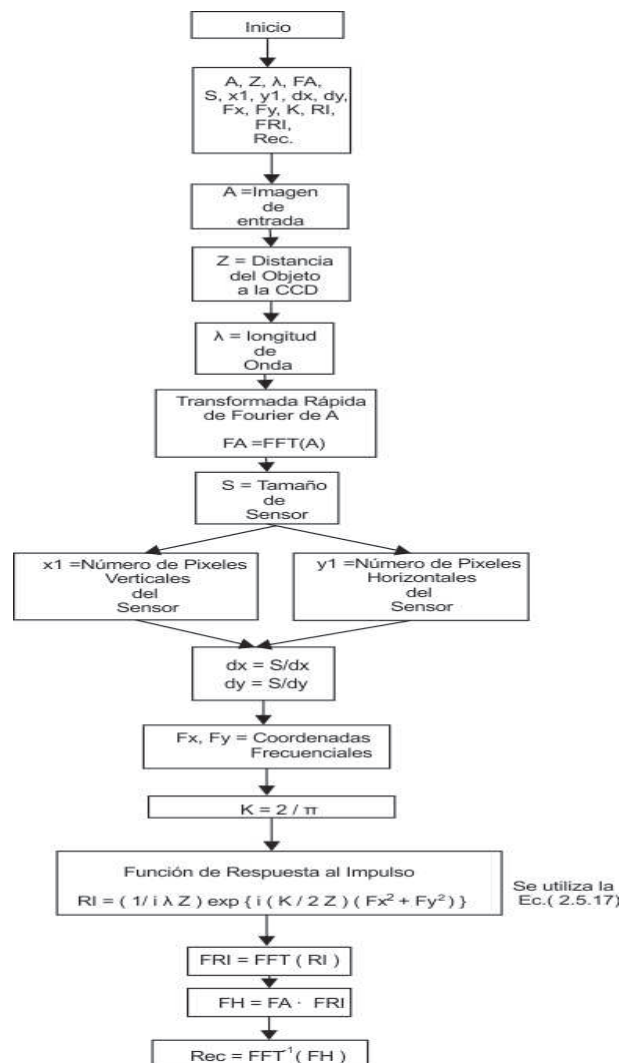
- [12] G. Faigel and M. Tegze, "X ray holography," *Reports Progress Phys.* **62**, pp. 355-393 (1999).
- [13] J.C. Solem and G.C. Baldwin, "Micro-holography of living organisms," *Science* **218**, pp. 229-235 (1982).
- [14] U. Schnars and W. Juptner, "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction," *Appl. Opt.* **33**, pp. 179-181 (1994).
- [15] B.R. Brown and A.W. Lohmann, "Complex spatial filtering with binary masks" *Appl. Opt.* **5**, pp. 967-969 (1966).
- [16] L.P. Yaroslavsky and N.S. Merzlyakov, *Methods of Digital Holography*, Consultants Bureau, New York (1980).
- [17] W. Jueptner and U. Schnars, *Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques*, Springer-Verlag, Berlin (2005).
- [18] S. Grilli, P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Pierattini, and R. Meucci, "Whole optical wavefields reconstruction by digital holography," *Opt. Express* **9**, pp. 294-302 (2001).
- [19] C.J. Mann, L.F. Yu, and M.K. Kim, "Movies of cellular and sub-cellular motion by digital holographic microscopy," *Biomed. Eng. Online* **5**, pp. 21 (2006).
- [20] E. Cuche, F. Bevilacqua, and C. Depeursinge, "Digital holography for quantitative phasecontrast imaging," *Opt. Lett.* **24**, pp. 291-293 (1999).
- [21] J. Kuhn, F. Charriere, 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**, 074007 (2008).
- [22] P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Coppola, S. Grilli, C. Magro, and G. Pierattini, "Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase-contrast imaging," *Appl. Opt.* **42**, pp. 1938-1946 (2003).
- [23] J. Gass, A. Dakoff, and M.K. Kim, "Phase imaging without 2 pi ambiguity by multiwavelength digital holography," *Opt. Lett.* **28**, pp. 1141-1143 (2003).
- [24] I. Yamaguchi and T. Zhang, "Phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.* **22**, pp. 1268- 1270 (1997).

- [25] W.B. Xu, M.H. Jericho, I.A. Meinertzhagen, and H.J. Kreuzer, "Digital in-line holography for biological applications," *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **98**, pp. 11301-11305 (2001).
- [26] A.F. Doval, "A systematic approach to TV holography," *Meas. Sci. Technol.* **11**, R1-R36 (2000).
- [27] U. Schnars and W.P.O. Juptner, "Digital recording and numerical reconstruction of holograms," *Meas. Sci. Technol.* **13**, R85-R101 (2002).
- [28] B. Javidi and T. Nomura, "Securing information by use of digital holography," *Opt. Lett.* **25**, pp. 28-30 (2000).
- [29] U. Schnars, W. Jueptners, *Digital Holography, Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques*, Springer, pp. 5-16 (2005)
- [30] T. Kreis, *Holographic interferometry, principles and methods*, Akademie, Berlin (1996).
- [31] E. Hecht, *Óptica* tercera edición, ed. Pearson Addison Wesley, pp. 385-577 (2008)
- [32] W. G. Joseph, *Introduction to Fourier Optics*, Tercera edición, Stanford University, pp. 54-58 (2005)
- [33] E. H. James, *Fourier treatment of near field scalar diffraction theory*, University of Dayton Research Institute, building 401, AFWL/ALR, Kirtland AFB, New Mexico 87117.
- [34] R. N. Bracewell, *The Fourier Transform and its Applications*, McGraw-Hill, New York, (1965).
- [35] S. P. Thompson, *Treatise on Light*, Macmillan, London, (1912).
- [36] P. Hariharan, *Basics of Holography*, School of Physics, University of Sydney, Australia, pp. 1-25 (2002).
- [37] E. Leith, and J. Upatnieks, "Wavefront reconstruction and communication theory," *Journal of the Optical Society of America*, **52**, pp. 1123-1130 (1962).

- [38] G. W. Stroke, "Lensless Fourier-transform method for optical holography," *Applied Physics Letters*, **6**, pp. 201-203 (1965).
- [39] L. Rosen, "Focused-image holography with extended sources," *Applied Physics Letters*, **9**, pp. 337-339 (1966).
- [40] P. Hariharan, "Longitudinal distortion in images reconstructed by reflection holograms," *Optics Communications*, **17**, pp. 52-54 (1976).
- [41] R. W. Meier, "Magnification and third-order aberrations in holography," *Journal of the Optical Society of America*, **55**, pp. 987-992 (1965).
- [42] F. B. Rotz, and A. A. Friesem, "Holograms with Non-Pseudoscopic Real Images," *Applied Physics Letters*, **27**, pp. 967-972 (1966).
- [43] S. A. Benton and V. M. Bove, Jr. *Holographic Imaging*, Printed in the United States of America, pp. 138-144 (2008).
- [44] P. Hariharan, "Hologram recording geometry: its influence on image luminance". *Optica*, **25**, pp. 7-30 (1978).
- [45] L. Marton, J. A. Simpson y J. A. Suddeth, *Rev Sci. Instr.* **25**, 1099 (1954).
- [46] L. Marton, J. A. Simpson y J. A. Suddeth, *phys. Rev.* **90**, 940 (1953).
- [47] Th. Kreis, M. Adams, and W. Juptner, "Methods of digital holography: a comparison," *Proc. SPIE* **3098**, pp. 224-233 (1997).
- [48] Th. Kreis, "Frequency analysis of digital holography with reconstruction by convolution," *Opt. Eng. (Bellingham)* **41**, pp. 1829-1839 (2002).

Apéndice A

Método de Reconstrucción de Respuesta al Impulso



Apéndice B

Método de Reconstrucción de Función de Transferencia Óptica

