



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO Y FABRICACIÓN DE DISPOSITIVOS
FOTÓNICOS PARA CONTROL DE FRENTES DE ONDA.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICA

P R E S E N T A :

MAUREEN GALINDO CABRERA

TUTOR

DR. MATHIEU CHRISTIAN ANNE HAUTEFEUILLE



CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO A 6 DE MAYO
2021



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

El mejor científico está abierto a la experiencia, y esta empieza con un romance, es decir, la idea de que todo es posible.R.B.

Agradecimientos

A María Luisa, Victor y Beatriz gracias por el cariño y apoyo que me han brindado toda la vida (sé que me tardé). Los quiero.

A Raúl Caudillo Viurquez por ser parte fundamental de este trabajo y por la amistad que me ha brindado durante los últimos años.

Agradezco al Dr. Mathieu Hautefeuille por abrirme las puertas del LaNSBioDyT y por la libertad que me dió para realizar este trabajo; también quiero agradecer a los sinodales la Fis. Margarita Sánchez y Sánchez, la Dra. Marcela Grether González, el Dr. Naser Qureshi y el Dr. Juan Hernández Cordero por tomarse el tiempo de leer el escrito.

A mis queridos amigos Abel, Claudio, Rafael, Rodrigo, Juan, Micaela, Félix, Ale y Jimena por todas las aventuras y sobre todo por acompañarme en este camino que no ha sido sencillo, me han mantenido de pie.

Finalmente quiero agradecer al excepcional profesor y amigo Luis Manuel Hernández Gallardo por todas las enseñanzas.

Símbolo de rectitud e integridad.

Hasta siempre Luis.

Índice general

| | |
|---|-----------|
| Agradecimientos | II |
| 1. Antecedentes. | 1 |
| 1.1. Interacción Luz y Materia. | 2 |
| 1.2. Terapia Fotodinámica. | 4 |
| 2. Preámbulo | 8 |
| 2.1. Esparcimiento. | 8 |
| 2.2. Manipulación de fase. | 9 |
| 2.3. Fundamentos de la óptica difractiva. | 11 |
| 2.4. Óptica refractiva y difractiva. | 12 |
| 2.5. Objetivos. | 14 |
| 3. Utilización del Algoritmo Gerchberg-Saxton para generación de máscaras de fase. | 16 |
| 3.1. Descripción del algoritmo. | 17 |
| 4. Fabricación de elementos DOE | 20 |
| 4.1. Polimerización de dos fotones (2PP). | 22 |
| 5. Desarrollo Experimental y Resultados. | 26 |
| 5.1. Esparcimiento de luz producido por papel vegetal. | 26 |
| 5.2. Comparación de máscaras de fase. | 33 |
| 5.3. Diseño de una máscara de fase a partir de otra máscara de fase. | 40 |

| | |
|---|-----------|
| <i>ÍNDICE GENERAL</i> | IV |
| 5.4. Comparación entre una fuente Gaussiana y no Gaussiana. | 44 |
| 6. Conclusiones | 47 |
| Appendices | 49 |
| A. Más sobre la óptica refractiva y difractiva. | 50 |
| B. Más sobre los elementos ópticos difractivos. | 58 |

Índice de figuras

| | |
|--|----|
| 1.1. Espectro de absorción de la luz en los principales componentes de la piel. La piel absorbe fuertemente el UV y el IR. La ventana óptica (que comprende el rojo e infrarrojo cercano) es una región en donde tanto la absorción como el esparcimiento de la luz son mínimos, lo que permite mayor penetración de la luz.[27] | 4 |
| 1.2. Fotoactivación de colorantes en la PDT. La iluminación con luz roja excita al colorante y penetra con mayor profundidad en el tejido.[27] | 5 |
| 2.1. Representación de los distintos tipos de esparcimiento. | 9 |
| 2.2. Imagen de un DMD comercial. | 11 |
| 2.3. Fénomeno de difracción de la luz que ocurre al atravesar rejillas de diferentes anchos.[34] | 13 |
| 2.4. Difracción de un frente de onda plano con un perfil de intensidad gaussiano al atravesar una abertura de una sola rendija.[34] | 14 |
| 3.1. Diagrama de flujo del algoritmo | 18 |
| 4.1. Esquema del traslado de la escala de grises a las alturas de grabado. Fuente. DeScribe 2.5 Release Notes in version 1.1, 2017-10-05 by Aaron Kobler | 21 |
| 4.2. Procesamiento fotolitográfico y grabado[26] | 21 |
| 4.3. Esquema de absorción mono y multifotónica por un sistema físico. La diferencia de energía entre el estado fundamental y el excitado es: $\Delta E = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 + \dots$ [25] | 23 |

| | |
|---|----|
| 4.4. Comparación entre el volumen de polimerización para los procesos de absorción de uno (1PA) y múltiples fotones (MPA). En el primer caso, la excitación por medio de un fotón UV provoca la polimerización a lo largo de la región de la muestra que es atravesada por la luz. En el otro, la absorción simultánea de dos fotones IR hace que este volumen de polimerización se limite a la región focal del sistema.[25] | 25 |
| 5.1. Montaje experimental utilizado para obtener la imagen de entrada. | 27 |
| 5.2. Fotografía de la distribución de entrada | 28 |
| 5.3. Imagen de referencia utilizada en el algoritmo G-S. | 28 |
| 5.4. Diseño de la máscara de fase que se fabricará. | 28 |
| 5.5. Montaje experimental para probar la máscara de fase fabricada. | 29 |
| 5.6. Imagen obtenida al probar la primer máscara de fase. | 30 |
| 5.7. Montaje experiemetal con modificaciones en los elementos ópticos. | 30 |
| 5.8. Nueva imagen de referencia | 30 |
| 5.9. Nueva distribución de entrada | 30 |
| 5.10. Diseño de la máscara de fase | 31 |
| 5.11. Montaje experiemetal con modificaciones en los elementos ópticos. | 31 |
| 5.12. Imagen obtenida al apuntar la máscara de fase directamente con el láser | 32 |
| 5.13. Imagen obtenida al apuntar la máscara de fase directamente con el láser | 32 |
| 5.14. Diseños de las máscaras de fase. | 34 |
| 5.15. Diseño de la máscara de fase. | 34 |
| 5.16. Nivel de intensidad de las 4 máscaras en formato de 8 bits. | 35 |
| 5.17. Ampliación de la misma área de las cuatro máscaras en donde se observa con mayor claridad el cambio de color en los pixeles. | 36 |
| 5.18. Diseños de máscaras de fase en dos formatos de intensidades (8 bits y 3 bits). | 37 |
| 5.19. Niveles de intensidad en diferentes formatos de bits. | 38 |
| 5.20. Nivel de intensidad de las 4 máscaras en formato de 3 bits. | 39 |

| | |
|---|----|
| 5.21. Comparación de pixeles entre máscaras de diferentes formatos; del lado izquierdo se muestran las máscaras en formato de 8 bits, del lado derecho se muestran las máscaras en formato de 3 bits. | 40 |
| 5.22. Montaje experimental para probar las máscaras de fase fabricadas | 41 |
| 5.23. Imagen obtenida al probar las máscaras de fase en el montaje de la figura 6.29. | 42 |
| 5.24. Montaje experiemntal para probar las máscaras de fase fabricadas. | 42 |
| 5.25. Imagen obtenida al probar las máscaras de fase en el montaje de la fig.5.31. | 43 |
| 5.26. Imagen obtenida al pegar ambas máscaras de fase entre si | 43 |
| 5.27. Imagen obtenida al probar la máscara $M2$ directamente con un láser. | 44 |
| 5.28. Diseño de las máscaras de fase $M'1, M'2yM'3$ | 45 |
| | |
| A.1. Esquema de una lente convencional b)lente de Fresnel; si t y $d \gg \lambda$ la lentes es refractiva;si t y d están en el orden de, o menor que λ la lente es difractiva.[34] | 50 |
| A.2. a)Prisma refractivo b) generación de un prisma de Fresnel c)rejilla de difracción [34] | 52 |
| A.3. Difracción de la luz en una rejilla de apertura reflectante[34] | 53 |
| A.4. Esquema de los órdenes de una rejilla[34] | 55 |
| | |
| B.1. Configuración de los planos de abertura y de observación[6] | 60 |

Capítulo 1

Antecedentes.

En este capítulo hablaremos brevemente de los temas que sirvieron como motivación en el desarrollo de este trabajo y daremos un contexto de la biofotónica, enfocándonos en la terapia fotodinámica.

El Sol ha influenciado la evolución de la vida en la Tierra y no es sorpresa que los animales y las plantas hayan desarrollado una variedad de respuestas fisiológicas a la radiación solar por ejemplo, el proceso de fotosíntesis en las plantas, la luz enfocada por el ojo humano en la retina que activa señales químicas que se convierten en señales eléctricas en los conos y bastones las cuales el cerebro interpreta como imágenes cuando la luz incide en nuestra piel se inician reacciones químicas que permiten la síntesis de la vitamina D que es importante para la asimilación del calcio en los huesos. La humanidad ha tomado conciencia de los efectos benignos de la luz desde hace más de tres milenios; los antiguos egipcios, chinos e indios la utilizaban para tratar diferentes enfermedades, como psoriasis, raquitismo y vitiligo; recientemente se ha utilizado la luz como un tratamiento estándar para ictericia neonatal (alta bilirrubina) hoy en día la terapia fotodinámica sirve para tratar diferentes condiciones médicas, como cáncer de piel, pulmón, cerebro o esófago, entre otros. El uso de los fotones en el estudio de procesos biológicos y médicos se conoce como biofotónica, la cual ha logrado un tremendo impacto en la comprensión de los fenómenos moleculares para tener un mejor entendimiento y tratamiento de diversas enfermedades, un ejemplo es la terapia láser de bajo nivel (LLLT, por sus siglas en inglés) la cual

ha crecido de manera importante en los últimos años, la LLLT se ha utilizado para estudiar la activación celular, reducción de dolor, tratamiento de herpes, inflamación, promoción de cicatrización de tejidos y nervios, y rejuvenecimiento de la piel, entre otros sin embargo y a pesar de muchos resultados positivos in vitro el uso de LLLT en modelos animales y ensayos clínicos controlados es controversial, principalmente por dos razones: 1) aún no se entienden completamente los mecanismos bioquímicos subyacentes de los efectos positivos y 2) existe una gran variedad de parámetros de iluminación que pueden influir críticamente tales como la longitud de onda de la luz, densidad de energía, razón de flujo de energía, estructura del pulso de luz y razón de repetición de la dosis lo que ha dado lugar a un gran número de resultados contradictorios (positivos y negativos), aún así esta técnica sigue extendiendo sus horizontes y eventualmente los obstáculos que limitan su implementación serán eliminados.

1.1. Interacción Luz y Materia.

La luz posee una naturaleza dual, es decir, se comporta como ondas y como partículas o corpúsculos (fotones) dependiendo del tipo de experimento de estudio, algunos efectos que la radiación ocasiona en las células o tejidos dependen de ciertas propiedades de la luz; por ejemplo, su energía y dependiendo en que aplicaciones utilizaremos la biofotónica es importante mencionar los distintos rangos del espectro: ondas de radio las cuales oscilan entre 10KHz (longitud de onda de 3km) y 300GHz (longitud de onda de 1mm), las microondas están incluidas dentro de la banda de radiofrecuencias e infrarrojo (IR) que va de 760-780 nm pasando por la luz visible que comprende de los 400-700 nm, al ultravioleta (UV) cuyo rango es de 400 nm y 100 nm y los rayos X que va de 0.01 nm y 10 nm. Los fotones incidentes en el tejido pueden ser reflejados, absorbidos o esparcidos, los fotones reflejados nos permiten ver solamente la capa más superficial de la piel o de los tejidos mientras que los fotones esparcidos eventualmente escaparán en forma de luz difusa la cual puede llevar valiosa información del tejido y en el caso de los fotones absorbidos su energía se transfiere al tejido y puede excitar electrones de las moléculas del tejido hasta altos niveles de energía y como consecuen-

cia se puede obtener: 1) disipación de calor; 2) fluorescencia, fosforescencia, formación de radicales o inducción de reacciones químicas; ó 3) ionización de las moléculas; la disipación de calor puede producir la desnaturalización de proteínas lo que implica el rompimiento de las largas cadenas de aminoácidos y por lo tanto provoca que las proteínas pierdan su funcionalidad, los fotones de alta energía tales como la radiación UV o los rayos X pueden ionizar a las moléculas e iniciar procesos fotoquímicos que tendrán efectos secundarios no deseados, estos efectos pueden ser alteraciones en el ADN de las células asimismo la exposición al UV puede provocar reacciones inflamatorias tales como enrojecimiento de la piel y si la exposición es excesiva podría producir cáncer. La radiación visible es altamente esparcida y generalmente no es absorbida fuertemente por el tejido aunque existen algunas excepciones como en el caso de la sangre (hemoglobina) y de la melanina (pigmento que da el color a la piel), de forma contraria la radiación IR no es fuertemente esparcida, pero es fuertemente absorbida por el agua (principal componente de tejidos suaves) lo que produce la sensación de calor cuando estamos bajo el sol. En general podemos decir que la luz visible es altamente esparcida y la luz IR es altamente absorbida lo que deja solo una pequeña ventana en el espectro que puede penetrar los tejidos hasta varios milímetros; de acuerdo a la Ley de Beer-Lambert sabemos que existe una relación de la absorción de la radiación electromagnética de una o varias especies químicas respecto a su concentración y a la distancia que recorre la luz. Esta pequeña región es conocida como ventana óptica (véase la figura 1.1).

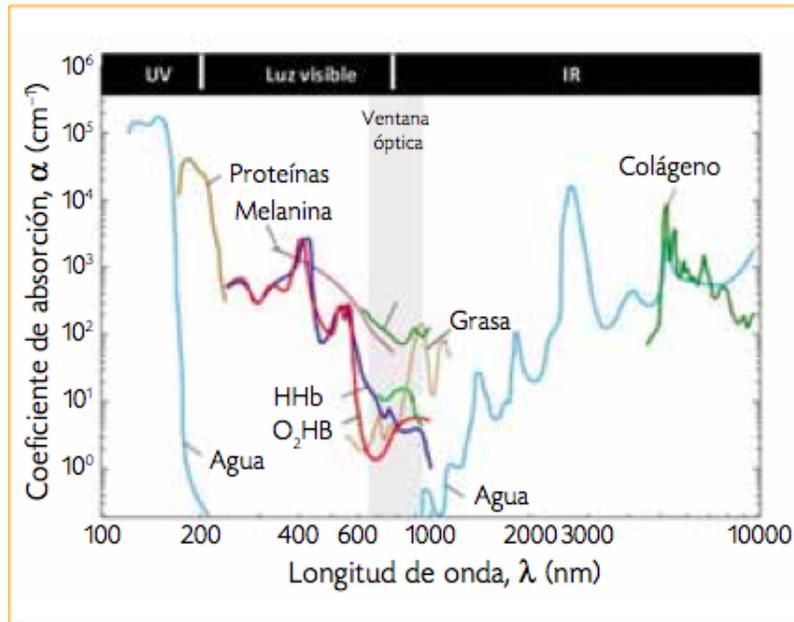


Figura 1.1: Espectro de absorción de la luz en los principales componentes de la piel. La piel absorbe fuertemente el UV y el IR. La ventana óptica (que comprende el rojo e infrarrojo cercano) es una región en donde tanto la absorción como el esparcimiento de la luz son mínimos, lo que permite mayor penetración de la luz.[27]

Los efectos más interesantes en términos de información relevante para el diagnóstico médico son la fluorescencia (natural o inducida) y la fosforescencia que nos permite identificar diferentes componentes celulares activados en el estudio de distintos procesos moleculares; la fluorescencia natural de algunas proteínas o pequeñas moléculas (como triptofano, NADH, verde fluorescente y muchas más) se ha empleado exitosamente para marcado nuclear, de pared celular, proteínas, lípidos y ADN y para detección de células cancerígenas, detección de mutaciones en el ADN o determinación de procesos moleculares que permiten un mejor entendimiento de las enfermedades y los procesos biológicos en general.

1.2. Terapia Fotodinámica.

La terapia fotodinámica (PDT) fue descubierta accidentalmente hace más de 100 años cuando Oskar Raab y su asesor de doctorado Hermann von Tappeiner de la Universidad de Munich encontraron que paramecios (microorganismos acuáticos) teñidos

con acridina naranja (ahora usada como marcador fluorescente de ADN) murieron cuando fueron colocados en una zona muy iluminada, posteriormente encontraron que la acridina naranja se vuelve tóxica bajo iluminación visible a raíz de esto, Von Tappeiner propuso la PDT para tratar carcinoma de piel sin embargo esta terapia fue prácticamente olvidada pese a que otro pionero de la PDT Niels Ryberg Finsen obtuvo el premio Nobel de Medicina en 1903. En la década de 1970 la PDT fue redescubierta por varios investigadores estadounidenses que usaron derivados de hematoporfirina combinada con luz roja para tratar cáncer de vejiga en animales y humanos, a partir de entonces la PDT se ha consolidado como una terapia para la destrucción selectiva de células malignas sin los terribles efectos secundarios de la quimioterapia. La PDT involucra la administración local o intravenosa de un agente fotosensitizador (moléculas sensibles a la luz, las cuales producen reacciones peroxidativas que causan daño o muerte celular) (PS) no tóxico el cual se absorbe por las células en contacto o se distribuye por el torrente sanguíneo a todo el cuerpo; en las células cancerígenas no se desecha tan rápido como en las células sanas debido a una diferenciación metabólica el exceso de PS es filtrado por el riñón y desechado a través de la orina después de unos días se ilumina la zona afectada (con mayor concentración del PS) con luz cuya longitud de onda corresponde a una banda de absorción del PS (véase la figura 1.2).

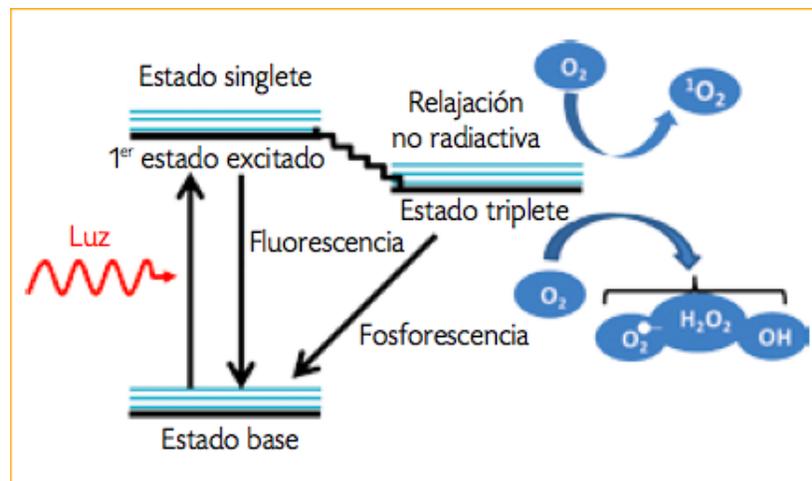


Figura 1.2: Fotoactivación de colorantes en la PDT. La iluminación con luz roja excita al colorante y penetra con mayor profundidad en el tejido.[27]

Recordemos que cuando un átomo absorbe un fotón, la energía de ese fotón puede

excitar uno de los electrones del átomo de tal forma que alcance un estado de energía mayor, una vez que el electrón es excitado y alcanza un mayor nivel de energía está en una posición más inestable que en la que estaba cuando se hallaba relajado en su estado base. Así es como el electrón caerá al estado de menor energía y al hacerlo emitirá un fotón con la misma energía que la diferencia entre los niveles energéticos. Bajo iluminación el PS es excitado al primer estado de excitación, de ahí puede regresar al estado base mediante la emisión de un fotón (fluorescencia) o es posible que el electrón sea transferido no radioactivamente al estado triplete de la molécula una vez que se encuentra en el estado triplete esta molécula puede regresar al estado base mediante la emisión de un fotón de menor energía que el incidente (fosforescencia) o puede interactuar con moléculas del medio ambiente y producir agentes reactivos de oxígeno. Un ejemplo de este proceso es lo que ocurre en el estado base del oxígeno molecular O_2 que es el triplete y cuando reacciona con el PS en su estado triplete pasa al estado singlete (O_2^1) el cual es altamente reactivo. Otros agentes reactivos pueden ser producidos, como iones superperóxidos, hidróxidos y peróxidos de hidrógeno (O_2^- , OH y H_2O_2). El efecto antitumoral de los agentes reactivos de oxígeno deriva en tres mecanismos: el efecto citotóxico directo sobre las células tumorales, daño en los vasos sanguíneos que irrigan al tumor y la inducción de una fuerte reacción inflamatoria con la respectiva respuesta inmunitaria. Los puntos decisivos para una PDT exitosa son: una apropiada oxigenación, buena distribución del PS y suficiente penetración de la luz. La PDT puede ser empleada en la eliminación de microorganismos como bacterias, específicamente en aplicaciones dentales y otros problemas de la cavidad oral, en el caso de hongos se ha tratado *Candida albicans* así como dermatofitos causantes de infecciones en la piel. La PDT ha sido aceptada por la Administración de Medicamentos y Alimentos (FDA) de Estados Unidos para su uso en cáncer de piel, endobronquial, estómago, vejiga, mamas y lesiones en cavidad bucal, entre otros. Las ventajas de la PDT sobre tratamientos estándar contra el cáncer son múltiples: pues los efectos secundarios para los pacientes son mínimos, como hipersensibilidad a la luz, dolores de cabeza temporales o hinchazón que desaparecen al cabo de unos días. Difundir e implementar la PDT en hospitales mexicanos y del mundo representa

todavía un gran reto. [27]

Capítulo 2

Preámbulo

En este capítulo abordaremos dos de los fenómenos que se presentan en la implementación de las fototerapias, el primero es acerca del esparcimiento que sufre un haz de luz colimado al atravesar el tejido biológico y el segundo se refiere a la manipulación de fase que nos permite reconstruir información proveniente del tejido.

2.1. Esparcimiento.

Hablaremos sobre el fenómeno de esparcimiento debido a que es uno de los principales factores por los que la luz no es capaz de penetrar más allá de unos cuantos milímetros en la mayoría de los tejidos biológicos. De manera burda podemos describir el esparcimiento como un fenómeno que ocurre cuando la luz atraviesa un medio material y una parte de ella es desviada hacia otras direcciones.

Imaginemos la atmósfera, las partículas de nitrógeno, oxígeno, etc. que la componen, como puntos singulares distribuidos en un espacio. La luz entraría por un extremo e iría “rebotando” en cada una de esas moléculas aunque en realidad la luz no rebota sino que la luz es absorbida por la molécula y reemitida luego en todas direcciones.

De manera general se puede definir el esparcimiento como, elástico e inelástico. El esparcimiento elástico (figura 2.1) ocurre cuando la luz esparcida y la luz incidente son de la misma longitud de onda y el cambio de momento se da en la dirección de

propagación. Los tipos de esparcimiento elástico son los de Rayleigh que se producen por partículas cuyo tamaño es menor a la longitud de onda con una dependencia del inverso de la cuarta potencia de la longitud de onda y el esparcimiento de Mie se presenta debido a estructuras de tamaño semejante a la longitud de onda.

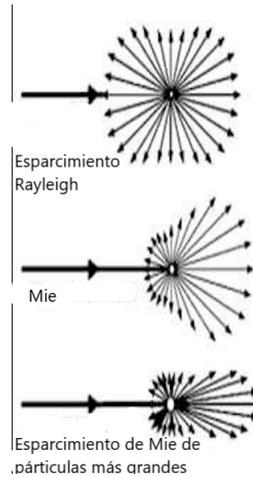


Figura 2.1: Representación de los distintos tipos de esparcimiento.

El esparcimiento inelástico ocurre cuando la luz esparcida es de distinta longitud de onda que la luz incidente. El esparcimiento Raman y de Brillouin se presentan cuando parte de la energía de los fotones que inciden es absorbida y liberada mediante vibración de moléculas y fonones acústicos respectivamente; este tipo de esparcimiento no es dominante en los tejidos biológicos aunque se puede presentar.

2.2. Manipulación de fase.

Si hacemos incidir un haz de luz colimado cuyo frente de onda está definido por un vector de propagación normal a la superficie del tejido \hat{n} al atravesar el mismo, se propaga en muchas direcciones y distribuye su energía debido a reflexiones y refracciones es decir la luz sufre esparcimiento por lo que ahora tenemos un frente de onda no homogéneo.

Estas reflexiones y refracciones dan origen al esparcimiento balístico, en este se consideran los fotones cuyo momento lineal tiene una componente paralela en la misma

dirección que \hat{n} éstos fotones pueden tener distintas reflexiones o refracciones en un tiempo definido después de que penetraron el tejido se encontrarán entre sí a una profundidad distinta por lo que el frente de onda que se reconstruye será de menor intensidad que el frente de onda incidente y con una distribución de fase aleatoria. La manipulación de fases de un frente de onda es una técnica que consiste en alterar el frente de onda de tal forma que agregando distintos atrasos de fase en regiones definidas del frente, la difracción durante la propagación genere perfiles de intensidad predeterminados. Podemos describir la luz como una onda electromagnética, cuya formulación matemática es la siguiente:

$$\Psi = Ae^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{X}-\omega t+\theta)} \quad (2.1)$$

Con A la amplitud, \mathbf{k} el vector de onda, ω la frecuencia angular y θ la fase inicial. Por el Principio de Huygens sabemos que cada punto de un frente de onda es una fuente nueva de onda por lo que la suma de todas las componentes puede reconstruir un nuevo frente de onda. En la actualidad se utilizan diferentes dispositivos que permiten manipular el frente de onda, su funcionamiento se basa en modificar las fases dentro del frente de onda para que la superposición generada por los dispositivos conforme se describe en el Principio de Huygens dé como resultado una distribución de intensidad de luz específica para la aplicación que se necesite. Los más utilizados son los moduladores espaciales de luz (SLM por sus siglas en inglés) que son dispositivos de cristal líquido que permiten controlar la intensidad, fase o estado de polarización del haz que incide sobre él en función del espacio y el tiempo [11]. También se utilizan los Dispositivos de Microespejos Digitales (DMD) los cuales están contruidos con una matriz de microespejos móviles cada uno en un chip ver figura 2.2. Este dispositivo ha sido desarrollado por Texas Instruments durante los últimos 20 años; cada microespejo es un cuadrado de 16 micrómetros de lado con un espacio de 1 micrómetro entre cada uno, el dispositivo reacciona con un procesador que permite a cada espejo moverse en dos direcciones (encendido y apagado) con esta matriz, el sistema es capaz cuando es iluminado de reflejar la luz y proyectar una imagen en una pantalla dependiendo de

la señal de entrada generada por el circuito electrónico.



Figura 2.2: Imagen de un DMD comercial.

Proponemos una opción para solucionar los fenómenos mencionados en la sección 2.1 y 2.2: el uso de máscaras de fase por elementos ópticos difractivos (DOE) como una alternativa a la de los moduladores espaciales de luz. Estos dispositivos utilizan el fenómeno de difracción para su funcionamiento y ofrecen la posibilidad de generar frentes de onda con fases arbitrarias.

Hoy en día la óptica difractiva está teniendo un gran auge en la construcción de sistemas ópticos formadores de imagen debido principalmente a las ventajas que se obtienen en la calidad de la imagen y al empleo de una menor cantidad de elementos ópticos. Así es como los elementos ópticos difractivos (DOE) han alcanzado un gran impacto que va en incremento día a día; una clara muestra son los artículos científicos de investigación y divulgación [2, 14, 24] que han aparecido por parte de compañías transnacionales como Canon, Kodak y Nykon entre otras, las cuales mencionan una gran cantidad de proyectos en los que planean construir y evaluar cámaras digitales, proyectores de cristal líquido y otros equipos formadores de imagen, todo ello mediante el empleo de DOE.

Abordaremos brevemente los fundamentos de la óptica difractiva pues es el fenómeno que predomina en los DOE (como su nombre lo indica).

2.3. Fundamentos de la óptica difractiva.

La difracción fue observada por primera vez por Francesco Maria Grimaldi en el año 1665, fue Grimaldi quien acuñó por primera vez el término difracción.[1] El

estudio de la difracción fue continuado por Sir Isaac Newton [5] James Gregory, [30] Thomas Young, etc. [9] Más tarde, Augustin- Jean Fresnel usó el principio de onda de Huygens para explicar el fenómeno de difracción, mucho más tarde científicos como Poincaré, Sommerfeld, Kirchhoff y Kottler por nombrar algunos agregaron al conocimiento del campo.[22]

Sommerfeld definió a la difracción como un doblez de rayos los cuales no eran causados por refracción o reflejo. Los elementos ópticos, las superficies o las interfaces cambian el comportamiento de la luz en otras palabras cambian las propiedades básicas de la luz como su amplitud, fase, dirección y polarización estos cambios se producen a través de los procesos ópticos de refracción, reflexión, interferencia y difracción sin embargo, la cantidad de control y la facilidad de fabricación de un elemento que explota uno o más de estos procesos varían. La óptica difractiva actualmente se usa en muchos sistemas experimentales y comerciales.[18] Las razones para esto son varias: nuestro uso de la luz ha ido mucho más allá de la iluminación y la comunicación, éstas, así como muchas otras aplicaciones como la formación de imágenes y la detección requieren que la luz sea manipulada de manera complicada como por ejemplo en los dispositivos de microespejos digitales los cuales poseen un tamaño muy compacto.

Los elementos ópticos difractivos (DOE) permiten la manipulación compleja de luz en sistemas compactos. Examinaremos las circunstancias específicas en las que la óptica puede considerarse refractiva o difractiva esto es importante porque la forma de describirlos será bastante diferente ya que la mayoría de los elementos ópticos exhibirán una combinación de propiedades refractivas y difractivas. Sin embargo, las dimensiones físicas del elemento determinarán el fenómeno dominante.[35]

2.4. Óptica refractiva y difractiva.

La difracción está presente en casi todos los fenómenos relacionados con la luz aunque puede no ser siempre dominante, si consideramos el caso de enfocar la luz con la ayuda de una lente refractiva; suponiendo que la lente esté libre de aberraciones, el tamaño de punto más pequeño obtenido en el plano focal se denomina punto limitado

por difracción esto se debe a que si se utilizan medios convencionales es imposible enfocar la luz a un punto más pequeño que el punto limitado por difracción debido a la difracción presente en los bordes de la lente. Con una lente refractiva los parámetros de la imagen se calculan con base en leyes geométricas en lugar de principios difractivos ya que la mayor parte de la luz incidente sufre refracción mientras que solamente una pequeña fracción de la luz de entrada sufre difracción. Esto también es cierto con rendijas de dimensiones mucho más grandes que la longitud de onda incidente, cuando la abertura de la hendidura es grande tenemos un sistema dominado por refracción y cuando es más pequeño (con respecto a la longitud de onda) es un sistema dominado por difracción como se muestra en la figura 2.3.

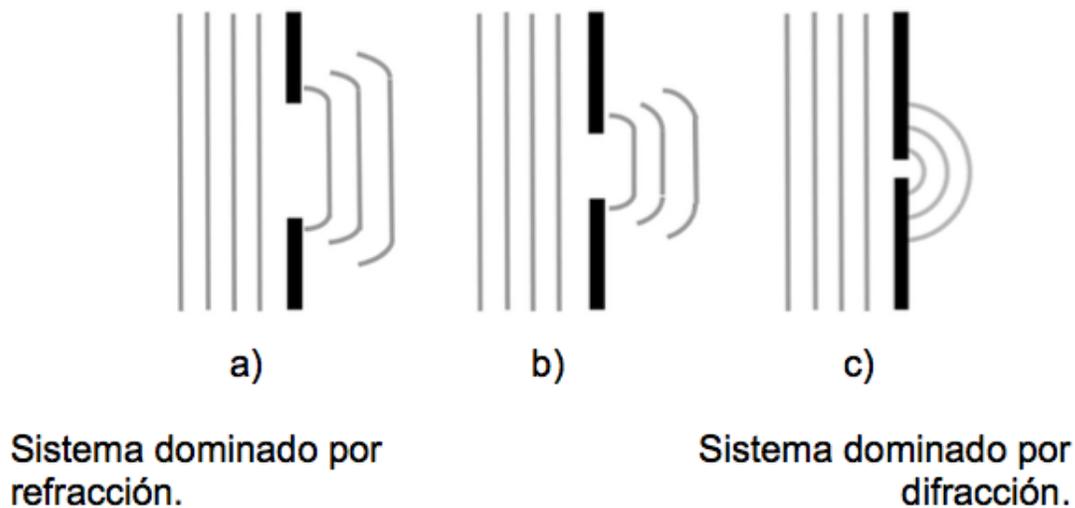


Figura 2.3: Fénomeno de difracción de la luz que ocurre al atravesar rejillas de diferentes anchos.[34]

La difracción puede explicarse cualitativamente utilizando el principio de onda de Huygens si consideramos una onda plana, sabemos por el principio de Huygens que cada punto en un frente de onda actúa como una fuente de ondas secundarias que generan otro frente de onda sin embargo cuando parte del frente de onda está bloqueado por una ranura, el frente de onda se dobla en los bordes como se muestra en la figura 2.4.

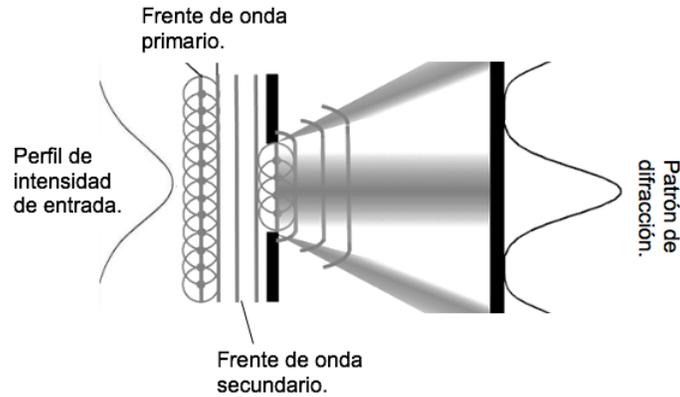


Figura 2.4: Difracción de un frente de onda plano con un perfil de intensidad gaussiano al atravesar una abertura de una sola rendija.[34]

En la refracción, dentro de la aproximación paraxial se puede pensar que la luz viaja en línea recta en un medio de índice de refracción constante, la ley de Snell se aplica en las interfaces (superficies donde cambia el índice de refracción) y se puede usar para determinar la nueva dirección del haz de luz y la imagen final es una superposición coherente de luz difractada de las diversas zonas, cada punto de la abertura contribuye a la intensidad en una ubicación de la salida; por supuesto la refracción también tendrá lugar. El comportamiento resultante será por lo tanto una combinación de ambos efectos por ejemplo el orden de difracción número 0 de una rejilla no es más que la luz que obedece a las leyes de la óptica geométrica y debe quedar claro que aunque la difracción es un efecto de interferencia, estos dos efectos se distinguen entre sí por el número de haces que interactúan. La mayoría de los interferómetros por ejemplo crearán dos haces que interferirán más tarde en su camino óptico, en cambio en la difracción un número mucho mayor de haces interferirá.

2.5. Objetivos.

Esta tesis es la continuación de un proyecto anterior en el que se lograron diseñar y fabricar máscaras de fase que proyectan imágenes bien definidas al ser iluminadas. En este trabajo se propuso estudiar si es posible diseñar y fabricar máscaras de fase de compensación capaces de reconstruir una imagen a partir de luz que ha sido esparcida

al atravesar un medio no homogéneo. Siendo este un objetivo a largo plazo por lo que primero se tienen que estudiar y resolver los siguientes objetivos secundarios.

- Probar el funcionamiento del algoritmo utilizado para diseñar las máscaras de fase.
- Probar si existe pérdida de información debido al cambio en el formato de las máscaras al ser fabricadas; pues el diseño obtenido con el algoritmo es de 8 bits y al ser fabricadas, se cambia el formato de intensidades a 3 bits.
- Implementar un arreglo experimental para evitar la deformación que sufre el frente de onda proveniente del láser cuando atraviesa varios elementos ópticos (específicamente lentes) hasta iluminar la máscara de fase.
- Utilizar distribuciones de entrada conocidas en amplitud y fase para diseñar a partir de ellas máscaras de fase.

Capítulo 3

Utilización del Algoritmo

Gerchberg-Saxton para generación de máscaras de fase.

Se hablará acerca del algoritmo utilizado para diseñar y obtener mapas de fases capaces de generar un perfil de intensidad bien definido a partir de una distribución de entrada.

En 1948, Dennis Gabor [12] propuso un método experimental para determinar la función de fase a través de un frente de onda. Básicamente el método implicaba la adición de una onda de referencia a la onda de interés en el plano de grabación. El holograma resultante registrado fue una serie de franjas de intensidad que contenían suficiente información para reconstruir la función de onda completa, sin embargo en varias situaciones reales el método ha sido engorroso y poco práctico de emplear; hay que mencionar que Gabor propuso originalmente el método en relación con la microscopía electrónica y que incluso hoy en día no se ha utilizado demasiado en este campo. Dennis Gabor ganó el premio nobel de física en 1971 por sus trabajos en holografía.

En años posteriores se propusieron métodos para inferir la función de onda completa en experimentos de imágenes a partir de grabaciones de intensidad que no empleaban ondas de referencia, estos métodos han implicado aproximaciones lineales

y por lo tanto sólo han tenido validez en el límite de pequeñas desviaciones de fase y / o amplitud a través del frente de onda de interés y en la mayoría de los casos el tiempo de cómputo ha sido demasiado grande lo que ha causado que tenga poca aceptación. Gerchberg y Saxton (1971) propusieron que en muchos experimentos de imágenes, los registros de intensidad de los frentes de onda se pueden hacer convenientemente en los planos de imagen y difracción. Se desarrollaron conjuntos de ecuaciones cuadráticas que definieron la función de fase a través de una onda en términos de su intensidad en la imagen y los planos de difracción. Éste método de análisis no se limitó a pequeñas desviaciones de fase y de nuevo requirió una cantidad de cómputo considerable.

3.1. Descripción del algoritmo.

Los dispositivos mencionados en la sección 2.2 requieren de un mapa de fase como entrada; dicho mapa es el encargado de generar las modificaciones al frente de onda.

Para obtener éstos mapas se utilizó el algoritmo Gerchberg-Saxton en el cual se establecen restricciones en la amplitud del haz de entrada y de salida, mientras que la fase queda libre sin un valor asignado. La idea general de este algoritmo es establecer una doble propagación, una de ida y otra de vuelta entre los planos de entrada y de observación en cada iteración; cuando se satisface la condición elegida, se termina la optimización y la distribución de fase o amplitud del plano de entrada es almacenada para después fabricar el DOE correspondiente.

El algoritmo es un procedimiento iterativo que se muestra esquemáticamente en la figura 3.1

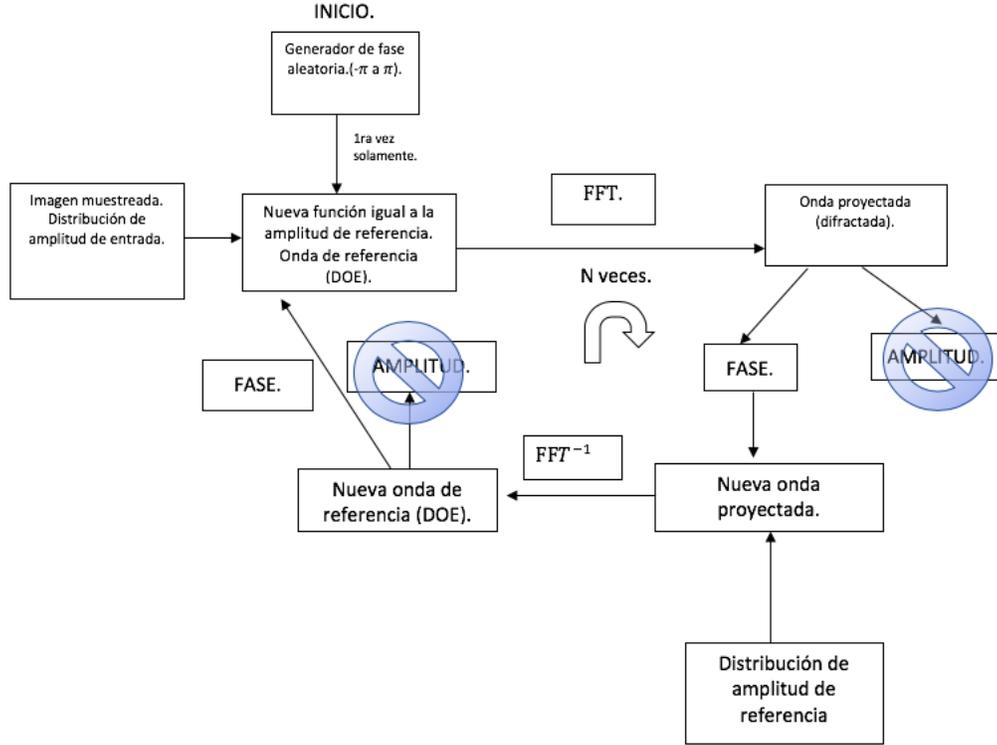


Figura 3.1: Diagrama de flujo del algoritmo

y se puede describir de la siguiente manera:

Introducimos en el algoritmo dos imágenes en escala de grises donde el color blanco representa iluminación máxima independiente de la longitud de onda con que se ilumine y el color negro representa no iluminado, una de éstas imágenes es la imagen de la distribución de entrada y la otra es la imagen de referencia (lo que queremos proyectar). El algoritmo toma la imagen de la distribución de entrada y construye una onda cuya amplitud A es igual a la amplitud de la imagen de referencia A_r y le asigna una fase aleatoria.

La nueva onda construida en el paso anterior se regresa al plano de Fourier mediante una transformada de Fourier. Esta transformada está dada por la siguiente ecuación

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz_1}}{j\lambda z_1} \iint_{\Sigma} U(x_1, y_1) e^{\frac{jk}{2z_1} [(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2]} dx_1 dy_1 \quad (3.1)$$

donde (x, y) y (x_1, y_1) son las posiciones en los planos de la imagen y de fourier

respectivamente, j es la unidad imaginaria, k el número de onda y λ la longitud de onda, z_1 es la distancia entre el plano de la imagen y el de fourier. Ahora nos situamos en el plano de fourier, el algoritmo separa la onda nuevamente en su amplitud y fase; la fase es almacenada y la amplitud es sustituida por la amplitud de la distribución de la imagen de la distribución de entrada. La nueva onda construida es llevada al plano de la imagen de la distribución de entrada mediante la transformada de Fourier inversa. De regreso en el plano de la imagen de la distribución de entrada; la onda se separa otra vez en amplitud y fase, la fase es almacenada y la amplitud es obligada a ser la misma que la amplitud de la imagen de referencia.

El ciclo se repite hasta que se calcula una onda en el plano de fourier cuya amplitud sea igual a la amplitud de la onda en el plano de la imagen de referencia. En este trabajo, se utilizaron 1000 iteraciones para el diseño de las máscaras. [13]

Capítulo 4

Fabricación de elementos DOE

En el algoritmo G-S, obtuvimos una matriz de fase que representa la redistribución que se necesita del frente de onda incidente para generar el perfil de intensidades que queremos proyectar.

¿Cómo podemos convertir esta matriz de fase en una máscara física?

La matriz de fase tiene dimensiones que dependen de las dimensiones de las imágenes que utilizamos; las entradas de la matriz tienen el valor del desfase en el intervalo que va de $[-\pi$ a $\pi]$ este mapa de fase se traslada al intervalo que va de $[0$ a $2\pi]$ para que así a cada valor de la fase le corresponda un valor en la escala de grises. Una vez que tenemos la matriz de fase en el intervalo de $[0$ a $2\pi]$ la trasladaremos a una escala de grises en el intervalo físico $[0, 2^N, -1]$ donde N es el número de bits o la resolución de la discretización de niveles. Después de obtener esto cada nivel se construye en un material el cual tiene un índice de refracción n ; la diferencia de fase del elemento de matriz o píxel se obtiene por diferencia de camino óptico. La correspondencia entre la fase y la altura definida se obtiene con la siguiente ec.

$$\Phi(x_1, y_1) = (n - 1) \frac{h(x_1, y_1)}{\lambda} 2\pi \quad (4.1)$$

donde Φ es la fase en (x_1, y_1) , n el índice de refracción del material, λ la longitud de onda y $h(x_1, y_1)$ la altura del material ver figura 4.1

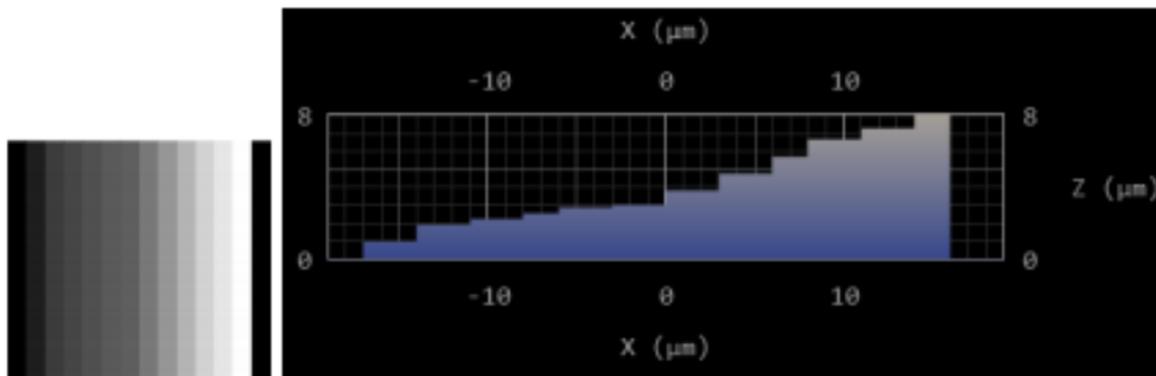


Figura 4.1: Esquema del traslado de la escala de grises a las alturas de grabado. Fuente. DeScribe 2.5 Release Notes in version 1.1, 2017-10-05 by Aaron Kobler

El proceso de fabricación se realiza por fotolitografía; este método se basa en el uso de fotorresistencia que es un polímero sensible a la luz. La resina fotosensible cambia su estructura cuando es iluminada con luz, las cadenas de polímeros que la conforman cambian su configuración para pasar de una resina líquida a una sólida. En la figura 4.2 se muestra la versión simplificada de la secuencia de procesamiento fotolitográfico seguida de un paso de grabado.

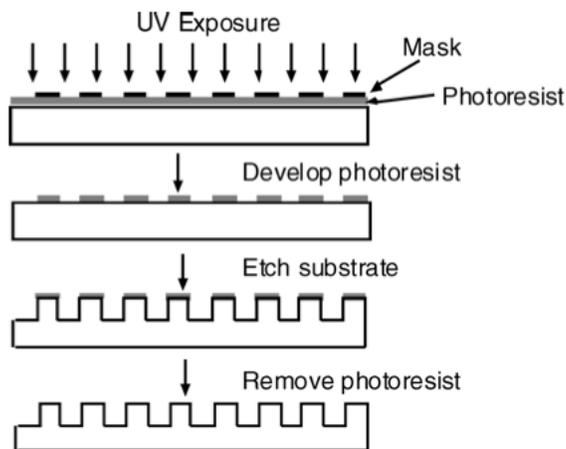


Figura 4.2: Procesamiento fotolitográfico y grabado[26]

Existen varios métodos diferentes para la fabricación de microestructuras difractivas. La mayoría de estas técnicas se pueden agrupar en las siguientes categorías principales:

- mecanizado directo
- replicación

En el mecanizado directo, la estructura de relieve de la superficie se genera mediante la eliminación directa del material óptico de forma controlada sin ningún proceso intermedio por otro lado las técnicas de replicación generan copias de estructuras de relieve superficial en polímeros u otros materiales a partir de un elemento "maestro". La elección del método de fabricación generalmente depende de dos factores principales: la resolución y las características físicas de la estructura. Cada uno de los métodos tienen varias ventajas y desventajas y en muchos casos, el rendimiento requerido del DOE limitará inherentemente los métodos de fabricación que se pueden utilizar. Las máscaras presentadas en este trabajo fueron fabricadas por la técnica de polimerización por dos fotones (2PP) con el equipo Photonics Professional GT de nanoscribe sobre un sustrato de vidrio y una resina IP-Dip, con índice de refracción $n=1.48$.

4.1. Polimerización de dos fotones (2PP).

En física cuántica se conoce el fenómeno de absorción de la luz por átomos y moléculas; sin embargo, la transición entre un estado fundamental y otro excitado puede llevarse a cabo absorbiendo uno, dos o más fotones ver figura 4.3. La expresión teórica para la absorción de dos fotones fue publicada por Maria Göppert-Mayer en 1930 [16] (premio Nobel de Física en 1964) y experimentalmente confirmada 30 años después tras la invención del láser (amplificación de la luz por emisión estimulada de radiación).

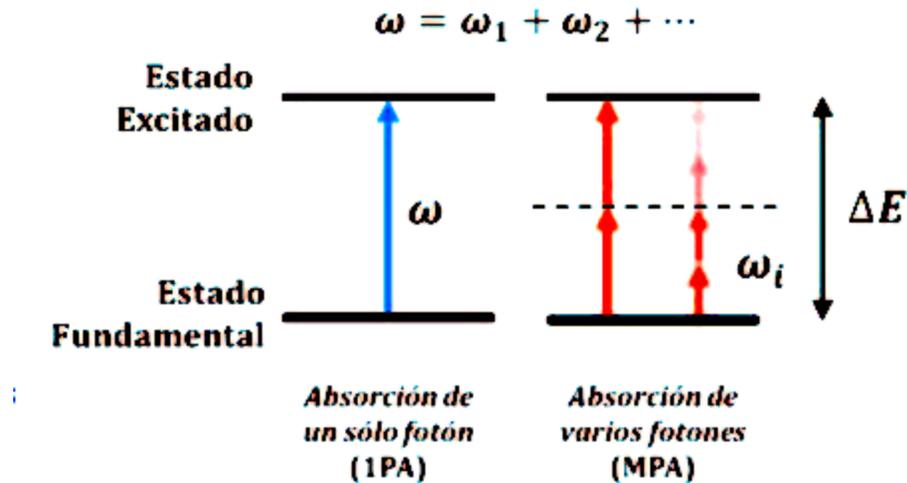


Figura 4.3: Esquema de absorción mono y multifotónica por un sistema físico. La diferencia de energía entre el estado fundamental y el excitado es: $\Delta E = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 + \dots$ [25]

La absorción de dos fotones por parte de un sistema atómico o molecular es un fenómeno poco probable. Tras la absorción del primer fotón el segundo fotón debe llegar antes de que el sistema se desexcite desde este nuevo estado en que se encuentra. Así que no fue hasta la segunda mitad del siglo *XX* cuando fue posible la observación de esta doble absorción gracias al desarrollo de la Óptica Ultrarrápida y en especial a la invención de los pulsos láser ultracortos con energía pico suficiente para alcanzar densidades fotónicas muy elevadas.

La polimerización de dos fotones (2PP) es la técnica por la que un foto-polímero es irradiado y llevado a un estado excitado mediante la absorción de dos fotones infrarrojos (IR) de la misma longitud de onda [10]. En una región muy específica y muy localizada de exposición a la luz los monómeros en la matriz se juntan para formar las cadenas de polímeros con propiedades físicas diferentes respecto a la matriz original, añadiendo foto-iniciadores y mezclándolos con la matriz de monómero se puede potenciar la reacción de polimerización por medio de la liberación de compuestos radicales que promueven el ensamblaje de monómeros en la cadena de polímero. Como se muestra en la figura 4.4, por medio de la 2PP un láser de pulso ultracorto de unas decenas de femtosegundos (fs) de duración y de longitud de onda infrarroja con un rango típico entre 750 y 800 nm es enfocado sobre una muestra de fotopolímero esta

pequeña probabilidad de absorción de dos fotones IR causará el fenómeno de 2PP, la polimerización tendrá lugar únicamente en un volumen en el que la densidad de fotones en el medio exceda un valor crítico es decir existe un umbral de intensidad. Desplazando este volumen de polimerización en las tres direcciones espaciales XYZ a través de la matriz de monómero se consigue la creación de una estructura polimérica tridimensional cuyas propiedades (índice de refracción, resistencia, elasticidad, etc.) son diferentes a aquellas del monómero original. En el caso de utilizar un polímero de tipo negativo se retira la matriz de polímero no irradiado alrededor para obtener las microestructuras diseñadas ya que la región polimerizada se endurece; para los polímeros tipo positivo ocurre lo contrario, la zona del polímero irradiada se vuelve más fluida y esta zona es la que será retirada.

Físicamente podemos intuir que la probabilidad de absorción de un solo fotón (1PA) depende linealmente de la intensidad de la luz incidente, la probabilidad de absorción de dos fotones simultáneos (2PA) es proporcional a la raíz cuadrada de esta intensidad (fenómeno no lineal). Si tomamos en cuenta la dependencia en la potencia junto con el perfil de intensidad gaussiano que produce una fuente láser de cierta longitud de onda entonces el haz puede ser enfocado sobre una muestra de índice de refracción conocido (usualmente es similar al del cristal, $n \approx 1.6$) dando lugar a un fenómeno curioso; en esta situación y a lo largo del eje óptico de incidencia la probabilidad de absorción se distribuye constante para 1PA y por el contrario presenta un máximo en el foco del haz para 2PA esto es por lo que para 1PA la polimerización ocurrirá por igual en toda la sección de polímero que atraviese el haz láser mientras que para 2PA esta sección queda limitada a la región focal del láser (Figura 4.4). En términos de probabilidades podríamos decir que la sección eficaz del polímero es mayor para 1PA que para 2PA. Se le llama vóxel a este elemento de volumen de polimerización de forma elíptica y de tamaño micrométrico, derivado del inglés volume pixel. La resolución en las estructuras 2PP depende del tamaño de este vóxel típicamente tiene un tamaño de entre 0.5 y 2 μm de grosor (semieje menor del elipsoide).

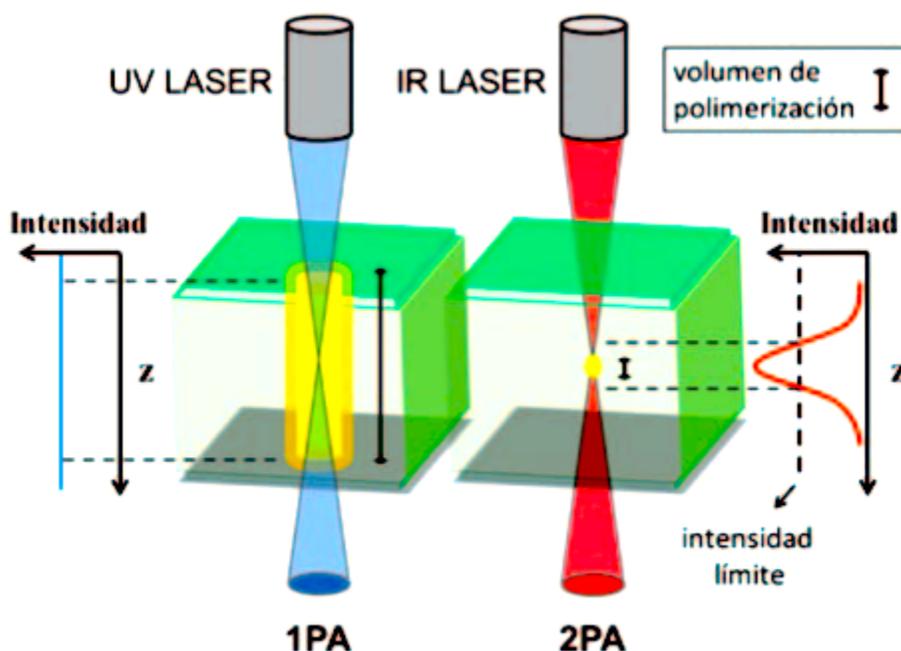


Figura 4.4: Comparación entre el volumen de polimerización para los procesos de absorción de uno (1PA) y múltiples fotones (MPA). En el primer caso, la excitación por medio de un fotón UV provoca la polimerización a lo largo de la región de la muestra que es atravesada por la luz. En el otro, la absorción simultánea de dos fotones IR hace que este volumen de polimerización se limite a la región focal del sistema.[25]

El tamaño del vóxel depende de los parámetros experimentales, éstos parámetros son la potencia suministrada por el láser (P), la apertura numérica del objetivo (AN) y la velocidad de escritura (v). El tamaño del vóxel puede ser reducido[25]:

- Aumentando la AN del objetivo. Cuanto más alta la AN más pequeña la región en la que se alcanza la densidad crítica de fotones. Las AN más comunes varían entre 0.5 y 1.5 dependiendo de la magnificación del objetivo empleado.
- Disminuyendo la potencia aplicada $P(W)$, asegurando que se supera el límite para la polimerización. La potencia suministrada comprende entre 1 y 50 mW .
- Incrementando la velocidad de escritura (v); es decir reduciendo el tiempo de exposición. Las velocidades típicas son de decenas de $\mu m/s$ para una frecuencia de repetición del láser de unos 80-120 MHz.

Capítulo 5

Desarrollo Experimental y Resultados.

En este capítulo describiremos los experimentos utilizados para probar las máscaras de fase diseñadas con el algoritmo G-S, todas las máscaras con las que se trabajó tienen un área de 512×512 pixeles pues con esta densidad obtenemos una imagen proyectada con buena nitidez, la altura máxima es de $1.3 \mu m$ esta altura es asignada por el nanoscribe porque es la que nos permite menos tiempo de grabado, la resolución es de $1 \mu m/\text{pixel}$ esta resolución determina el número de órdenes de difracción que se verán en la imagen proyectada; todos estos parámetros ya fueron probados en el trabajo previo a este.

5.1. Esparcimiento de luz producido por papel vegetal.

En los antecedentes hablamos acerca de la utilización de luz como alternativa en el tratamiento de algunas enfermedades y también hablamos sobre uno de los fenómenos que más ocurren al iluminar tejido biológico: el esparcimiento el cual dificulta la penetración de la luz en el mismo.

Utilizamos papel vegetal como medio esparsor para asemejar de forma muy simple

lo que ocurre en un tejido biológico, el papel vegetal es un material fácil de obtener, permanece estático (es decir su estructura no cambia) y genera un esparcimiento considerable al ser iluminado. Es importante que el medio esparsor se mantenga estático porque como mencionamos en el funcionamiento del algoritmo se utiliza una imagen de la distribución de entrada que para este experimento es una fotografía de un área específica del esparcimiento para calcular la máscara de fase y cualquier cambio en dicha área por pequeña que sea puede afectar el desempeño de la máscara al ser probada; con esta consideración en mente describiremos el montaje utilizado para obtener dicha área y diseñar la máscara.

Se utilizó como fuente de luz un láser cuya longitud de onda va de 520-570 nm (verde) a continuación se colocó el papel vegetal seguido de un objetivo de microscopio de 40x este objetivo sirvió para delimitar una porción del esparcimiento como se muestra en la figura 5.1 se tomó la fotografía de esta porción de luz (ver figura 5.2) y se guardó en un formato de 8 bits en escala de grises correspondiente a 256 niveles de intensidad, como imagen de referencia (la imagen que queremos proyectar) se utilizó una cara feliz en el centro de un cuadrado como la de la figura 5.3 teniendo ambas imágenes se diseñó la máscara de fase de la figura 5.4



Figura 5.1: Montaje experimental utilizado para obtener la imagen de entrada.

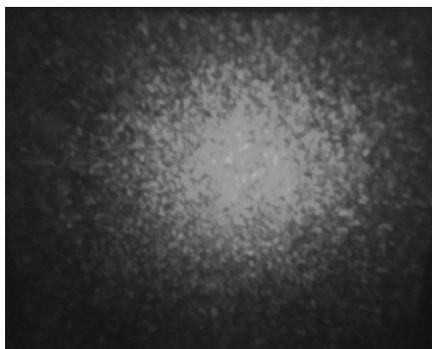


Figura 5.2: Fotografía de la distribución de entrada

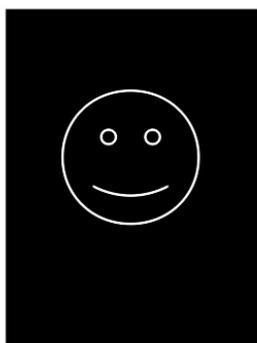


Figura 5.3: Imagen de referencia utilizada en el algoritmo G-S.

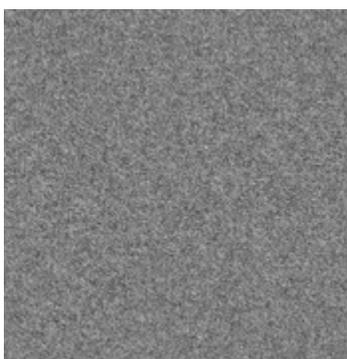


Figura 5.4: Diseño de la máscara de fase que se fabricará.

Al probar experimentalmente esta máscara, notamos que no se puede iluminar directamente con la luz esparcida proveniente del objetivo de microscopio pues el área seleccionada por este es grande comparada con el área de la máscara esto quiere decir que no toda la información proveniente del objetivo le llegará a la máscara

por esta razón se decidió agregar otros elementos ópticos que nos permitan hacer más puntual el área de luz; sin mover el primer objetivo de 40x ni el papel vegetal se alineó cuidadosamente el segundo objetivo de microscopio también de 40x cuidando que el haz estuviera colimado en su trayectoria, con este arreglo logramos que la porción del esparcimiento fuera puntual aunque no lo suficiente para iluminar la máscara por lo que agregamos una lente biconvexa 052 ver figura 5.5 con este arreglo colocamos la máscara y se proyectó la imagen proveniente de ella en una pantalla.

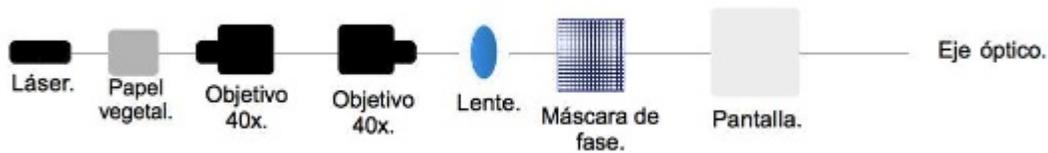


Figura 5.5: Montaje experimental para probar la máscara de fase fabricada.

Como se observa en la fotografía de la figura 5.6 se distingue únicamente el cuadrado que enmarca la carita feliz, también se observa que en medio está el spot del láser brillante, se hizo una prueba rápida en donde se colocó una segunda lente para hacer más puntual el spot de en medio sin obtener mejoría en la imagen proyectada. Se montó otro diseño experimental modificando la posición del primer objetivo de microscopio para seleccionar con el ocular una mayor porción de esparcimiento proveniente del papel vegetal y así obtener un poco de libertad al momento de alinear y a la salida del objetivo tener esta porción más puntual que en el montaje anterior en donde seleccionamos con el objetivo una porción de esparcimiento más pequeño y a la salida del ocular esta porción se agrandaba como se muestra en la figura 5.7 un problema muy recurrente en el uso de elementos ópticos durante varios días es que aunque el papel vegetal sea un medio estático, las bases, porta bases, tornillos, etc sufren movimientos sutiles que afectan la alineación. Como se observa en la imagen de la figura 5.6 el spot de luz se concentraba en medio del cuadrado justo donde se debería proyectar la cara feliz así que para evitar que esto volviera a ocurrir modificamos la imagen de referencia, ahora la cara feliz estará en la esquina superior derecha como se observa en la figura 5.8, en la figura 5.9 se muestra la fotografía de la distribución

de entrada; con estas dos imágenes se diseñó la máscara de fase de la figura 5.10.

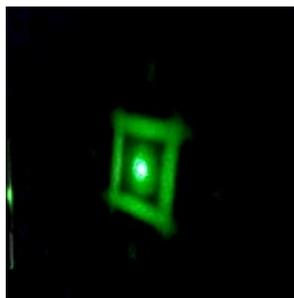


Figura 5.6: Imagen obtenida al probar la primer máscara de fase.



Figura 5.7: Montaje experiencial con modificaciones en los elementos ópticos.



Figura 5.8: Nueva imagen de referencia

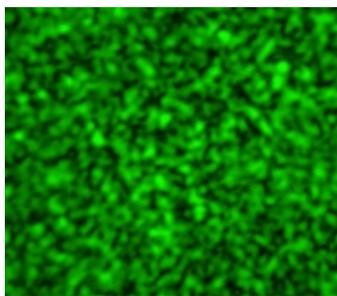


Figura 5.9: Nueva distribución de entrada

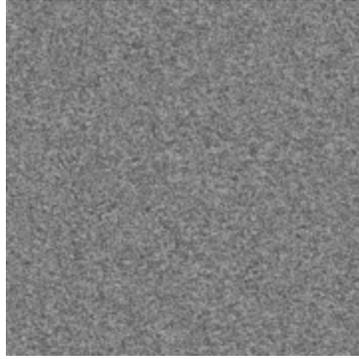


Figura 5.10: Diseño de la máscara de fase

Se probó esta máscara en el montaje de la figura 5.11, en este montaje se utilizó un segundo objetivo de microscopio de 10x y la misma lente biconvexa 052, de este experimento no se obtuvo ningún resultado pues no se proyectó ninguna imagen en la pantalla.

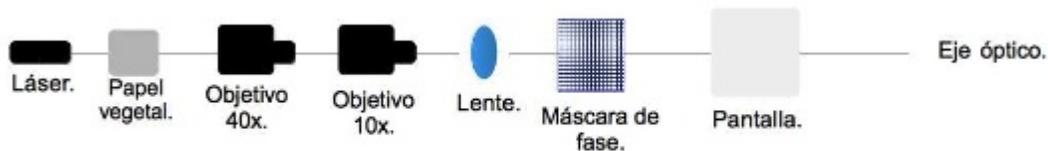


Figura 5.11: Montaje experimental con modificaciones en los elementos ópticos.

De los resultados obtenidos en estos experimentos se planteo lo siguiente, al diseñar las máscaras en el algoritmo se considera un frente de onda plano y experimentalmente tenemos un frente de onda que ha sido deformado conforme atraviesa cada elemento óptico, este frente de onda modificado es el que ilumina la máscara. Por esto es que se decidió iluminar las máscaras directamente con el láser y lo que se obtuvo fueron las imágenes de referencia de ambas máscaras como se muestra en las fotografías de las figuras 5.12 y 5.13 estas proyecciones son las que deseábamos obtener al iluminar las máscaras con la porción del esparcimiento. Con esto se comprueba que para una distribución gaussiana podemos obtener una imagen bien definida es decir que si bien las máscaras no compensan luz, si funcionan para proyectar imágenes. Esto último nos lleva a proponer algunas razones por las que las máscaras no compensan

el esparcimiento.

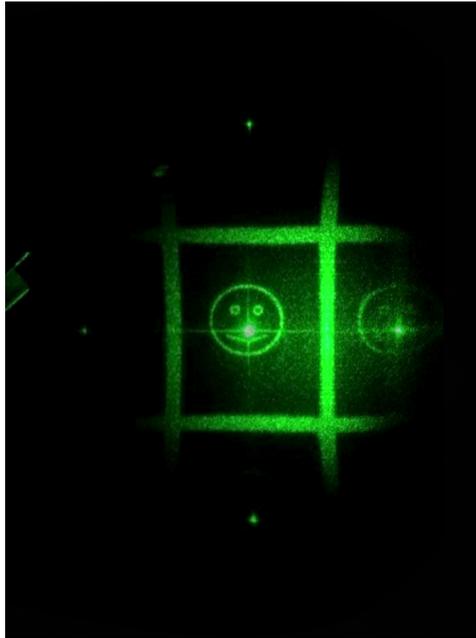


Figura 5.12: Imagen obtenida al apuntar la máscara de fase directamente con el láser

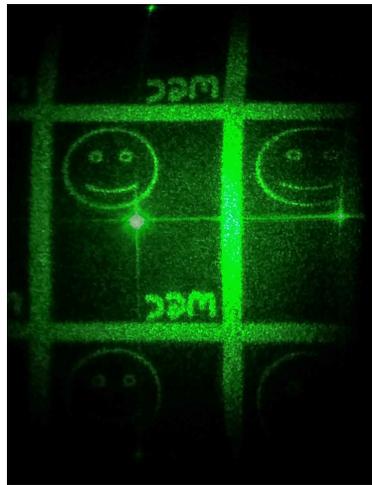


Figura 5.13: Imagen obtenida al apuntar la máscara de fase directamente con el láser

Una es referente al diseño de las máscaras, primero el algoritmo siempre calcula las máscaras considerando la distribución de entrada como un haz gaussiano; la segunda razón es que aunque el algoritmo tome la distribución de entrada correcta, el sistema óptico utilizado deforma considerablemente la forma del haz proveniente del láser al atravesar todos los elementos ópticos y finalmente se redujo levemente el brillo del haz

al atravesar todos los elementos ópticos por lo que no se conservó la misma cantidad de brillo que sale del láser hasta la salida, es decir hasta iluminar la máscara de fase. Finalmente la tercer razón es referente a la pérdida de información en el proceso diseño-fabricación.

5.2. Comparación de máscaras de fase.

Este experimento se planteó para comprobar de manera cualitativa si hay cambios en los diseños de las máscaras de fase o no pues al modificar las distribuciones de entrada se debería obtener un diseño de máscara distinta o si por el contrario el algoritmo diseña las máscaras de fase utilizando una distribución de entrada gaussiana en todos los casos ya que en el experimento del papel vegetal, las dos máscaras proyectan una imagen bien definida al iluminarlas directamente con el láser. Se diseñaron 4 máscaras de fase con distintas distribuciones de entrada las cuales se restarán entre sí; se buscó que cada distribución de entrada fuera disntinta para que en caso de obtener diferentes diseños de máscaras fuera notorio en los pixeles como se verá más adelante. Para las primeras tres máscaras utilizamos como distribución de entrada las imágenes de un haz Gaussiano, un haz Bessel y una porción de esparcimiento y como imagen de referencia se utilizó la imagen de la cara feliz como se muestra en la figura 5.14, la cuarta máscara se diseñó utilizando como distribución de entrada la imagen de la cara feliz y como imagen de referencia un perro como se muestra en la figura 5.15.

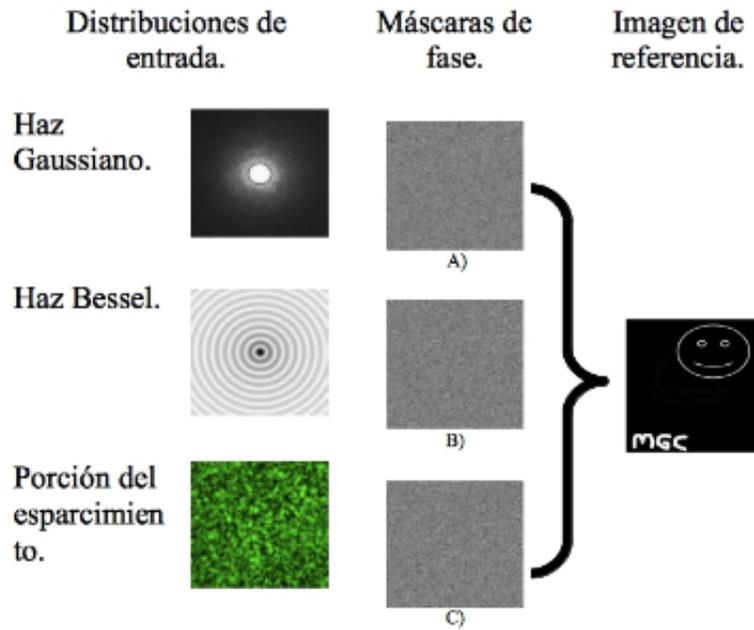


Figura 5.14: Diseños de las máscaras de fase.



Figura 5.15: Diseño de la máscara de fase.

Sabemos que si el resultado de las restas es una máscara negra significa que las máscaras son iguales y se han anulado dando como resultado todos los píxeles negros; si al contrario obtenemos una máscara distinta sabemos que si existen diferencias entre máscaras. A continuación mostramos las máscaras con sus respectivos niveles de intensidad (figura 5.16).

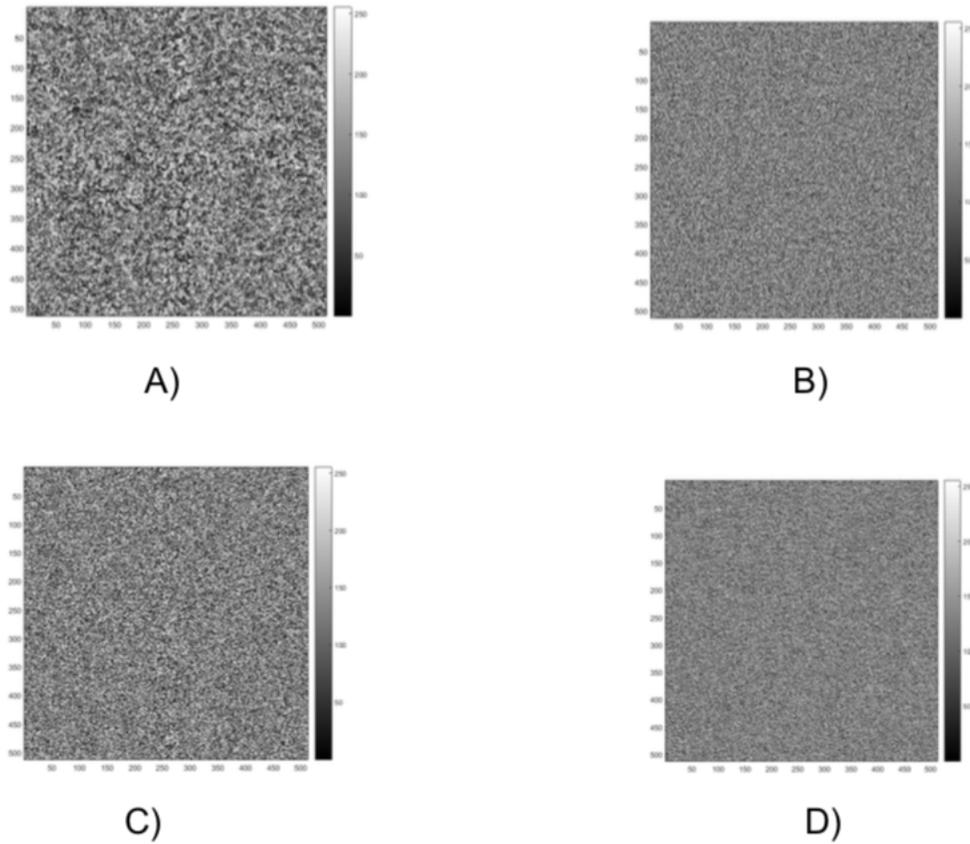


Figura 5.16: Nivel de intensidad de las 4 máscaras en formato de 8 bits.

También se muestra una ampliación de la misma área de 10×10 píxeles para todas las máscaras en donde se observa que los píxeles tienen diferente color en escala de grises (figura 5.17).

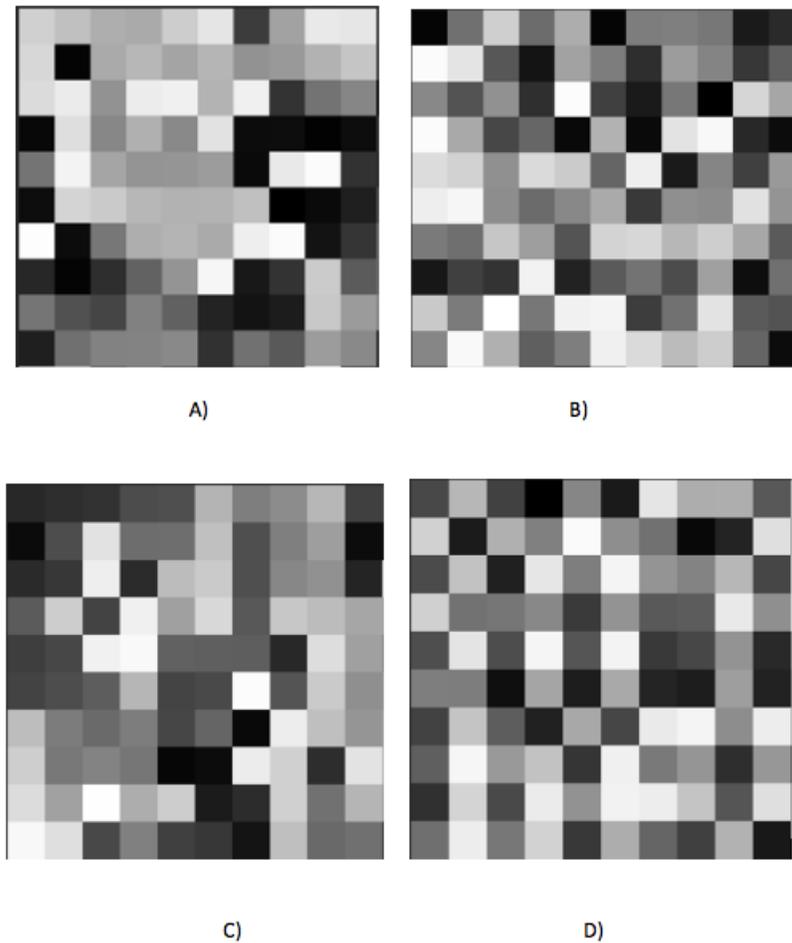


Figura 5.17: Ampliación de la misma área de las cuatro máscaras en donde se observa con mayor claridad el cambio de color en los píxeles.

Como se observa en todas las restas hay diferencias en el color de los píxeles lo que nos dice que el algoritmo no utiliza siempre un haz gaussiano para calcular las máscaras. Se decidió hacer otro análisis cualitativo para comprobar que se pierde información del diseño al momento de fabricar las máscaras; las máscaras que hemos diseñado hasta ahora están en un formato de 8 bits que representan 256 niveles de intensidad este diseño es transformado a un formato de 3 bits que representan 8 niveles de intensidad, esto debido a que si agregamos más niveles el tiempo de grabado se incrementa considerablemente como ya habíamos mencionado al inicio de este capítulo.

Utilizamos los diseños anteriores y los volvimos a calcular en un formato de 3 bits como se muestra en la figura 5.18, al restar los diseños entre sí obtuvimos máscaras

distintas en todos los casos lo que nos dice que efectivamente se pierde información en este cambio de intensidades, esto se debe a que cada pixel es importante y no independiente entre sí.

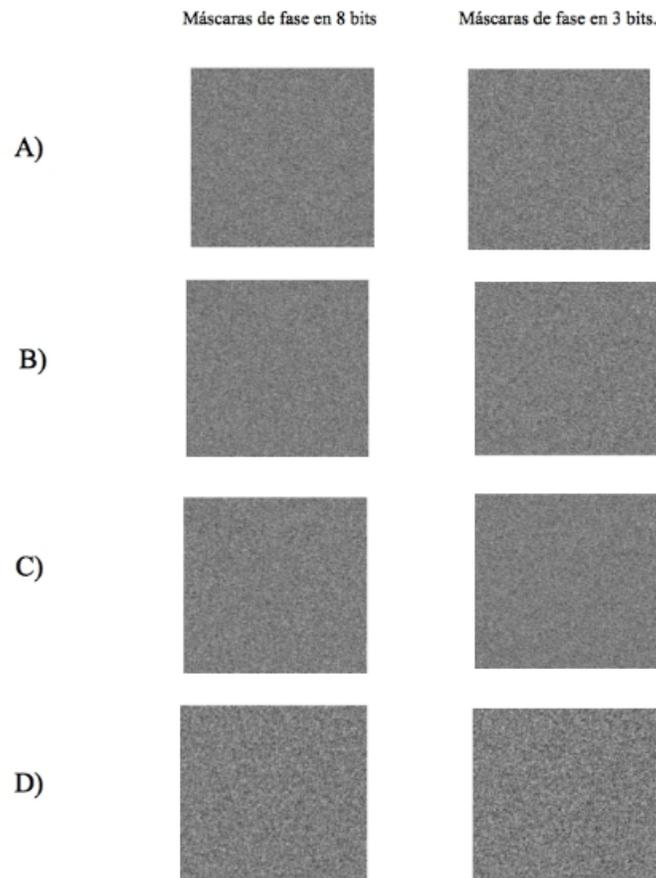


Figura 5.18: Diseños de máscaras de fase en dos formatos de intensidades (8 bits y 3 bits).

Cuando tenemos una máscara de 8 bits, que representa 256 niveles de intensidad y cambiamos su resolución a un formato de 3 bits, es decir 8 niveles de intensidad cómo se muestra en la figura 5.19, por ejemplo, en el pixel 0 no se tiene información, del pixel 1 al 31 hay información que aporta al funcionamiento de la máscara cuando hacemos el cambio de resolución toda esa información se va al pixel 0 en el nuevo formato y la información que está contenida del pixel 223 al 255 se vuelve un máximo (toma el valor 1). Si regresamos del formato de 3 bits al formato de 8 bits, tendremos que en el pixel 0 no tenemos información, la información del pixel 1 se iría al pixel

10, la información del pixel 2 al 20, etc; sin posibilidad de tener valores intermedios, es decir si tuviéramos información en el pixel 0.5, con el cambio de resolución se le asigna al pixel 0, perdiendo información nuevamente. Una vez que hacemos la transformación de 8 a 3 bits no hay posibilidad de recuperar la información original si después queremos regresar al formato de 256 niveles de intensidad por lo que no podemos decir que existe un reescalamiento en el formato de las máscaras sino que se cambia su resolución cuando se fabrican. Sería interesante utilizar la misma imagen de referencia y la misma distribución de entrada para diseñar máscaras de fase las cuales sean fabricadas en 1, 2 y 3 bits y observar que ocurre al probarlas experimentalmente.

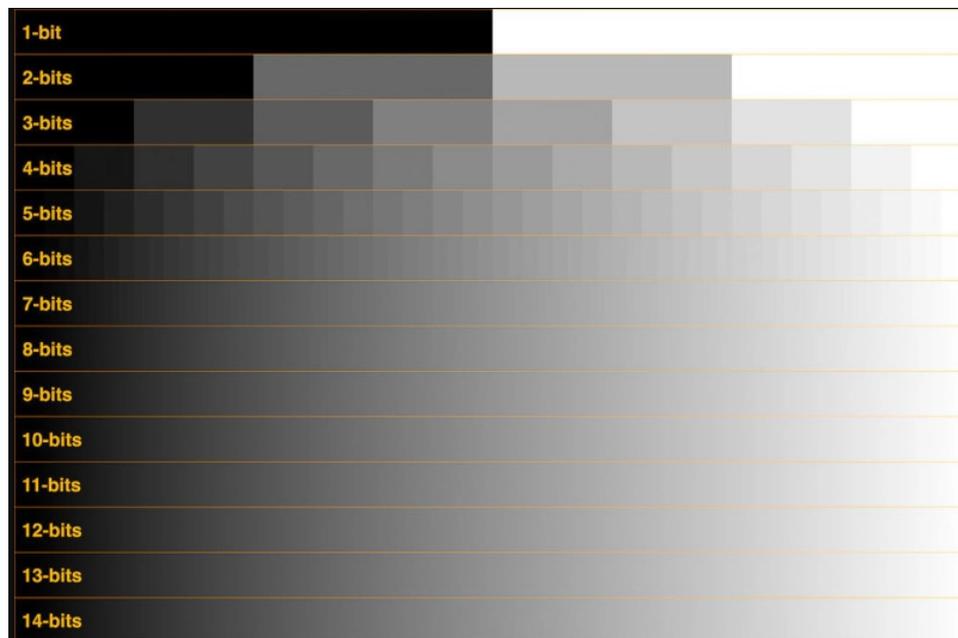


Figura 5.19: Niveles de intensidad en diferentes formatos de bits.

A continuación se muestran las máscaras diseñadas en 3 bits con sus respectivos niveles de intensidad.

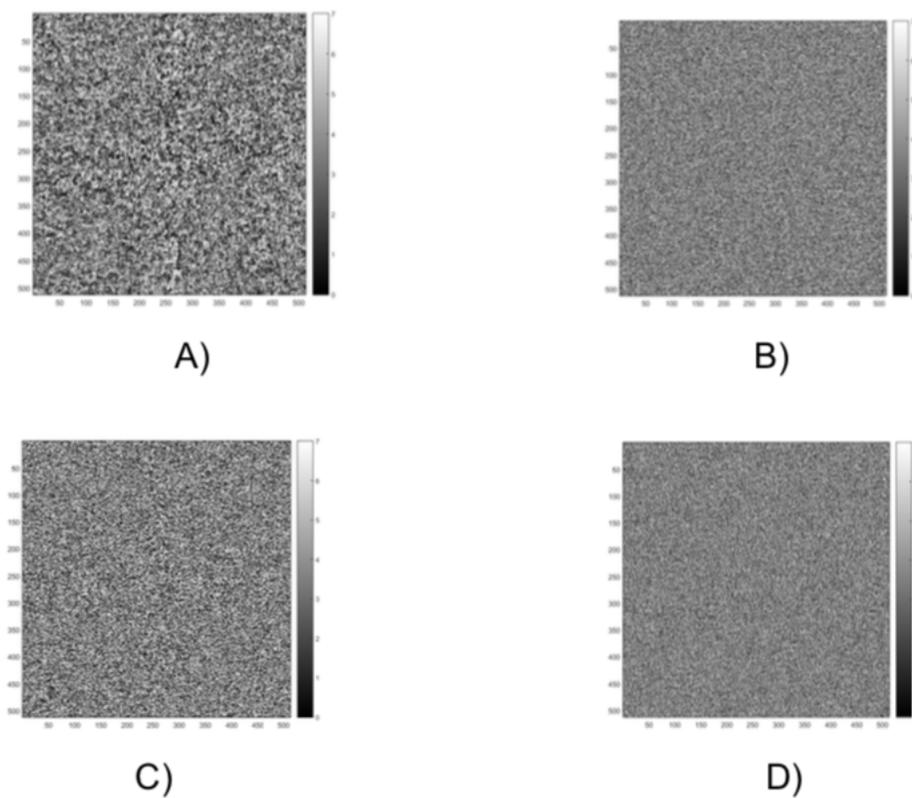


Figura 5.20: Nivel de intensidad de las 4 máscaras en formato de 3 bits.

A continuación se muestra la ampliación de la misma área de 9×9 píxeles para todas las máscaras en donde se observa que los píxeles son diferentes en todos los casos.

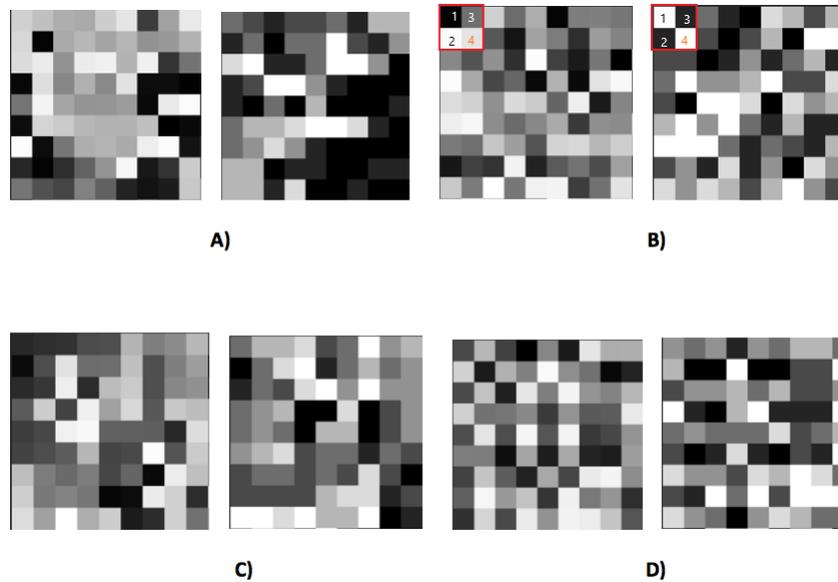


Figura 5.21: Comparación de píxeles entre máscaras de diferentes formatos; del lado izquierdo se muestran las máscaras en formato de 8 bits, del lado derecho se muestran las máscaras en formato de 3 bits.

Si observamos las dos máscaras del inciso B) de la figura 5.21, el área marcada en la esquina superior izquierda (primer columna) vemos que el píxel negro 1 , en el nuevo formato se va a blanco 1 y que el píxel blanco 2 se va al negro 2 ; en la segunda columna el píxel gris oscuro 3 se va al píxel negro 3 y el píxel gris claro 4 se vuelve blanco 4 ; esto ocurre por lo explicado anteriormente.

5.3. Diseño de una máscara de fase a partir de otra máscara de fase.

Como ya se mencionó en todos los experimentos anteriores se calculan máscaras de fase con distribuciones de entrada cuyas fases no se conocen; para cambiar esto y así reducir el porcentaje de factores aleatorios dentro del diseño de las máscaras y para descartar que esta sea una posibilidad por la cual las máscaras no compensan luz se utilizó como distribución de entrada un haz gaussiano y como imagen de referencia la cara feliz pues esta máscara funcionó experimentalmente, se guardó la matriz de fase de la imagen de la cara feliz y a partir de ella se calculó la segunda máscara de

fase cuya imagen de referencia es un perro.

Para probar las máscaras de fase, se utilizó el siguiente montaje experimental (figura 5.22)., en este montaje experimental evitamos el uso de elementos ópticos para conservar la distribución de entrada lo más fiel a la distribución de entrada con la que se diseñaron las máscaras; se acercaron las máscaras tanto como lo permitieron los porta bases, el resultado obtenido se muestra en la fotografía de la figura 5.23 en donde se observa el perro aunque no se tiene la certeza de que la distribución de luz proveniente de la máscara M1 ilumine completamente la máscara M2 pues la luz proveniente de M1 se va abriendo conforme nos alejamos de ella y recordemos que ambas máscaras estaban separadas entre sí.



Figura 5.22: Montaje experimental para probar las máscaras de fase fabricadas



Figura 5.23: Imagen obtenida al probar las máscaras de fase en el montaje de la figura 6.29.

Experimentalmente la única forma de acoplar espacialmente las máscaras es utilizando elementos ópticos pues las máscaras tienen un área muy reducida lo que dificulta la iluminación de las mismas así que se agregó un anti diafragma para tapar el orden 0 del láser pues es muy intenso, se montó una lente biconvexa con distancia focal de 145 mm como se observa en la figura 5.24 y al final la máscara M2 el resultado obtenido fue un spot no definido ver figura 5.25.

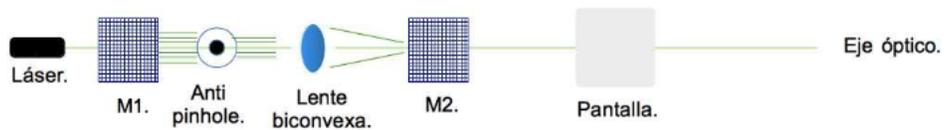


Figura 5.24: Montaje experimental para probar las máscaras de fase fabricadas.

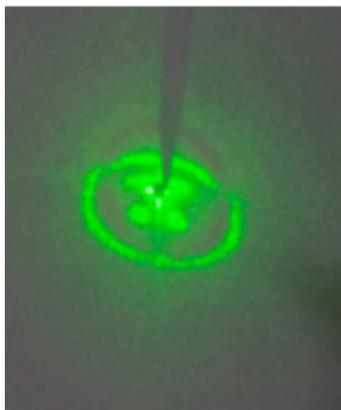


Figura 5.25: Imagen obtenida al probar las máscaras de fase en el montaje de la fig.5.31.

Se apuntaron con el láser las dos máscaras de fase pegadas entre sí del lado del sustrato y se obtuvo el siguiente resultado ver figura 5.26 en donde se alcanza a observar el borde que enmarca la imagen del perro.



Figura 5.26: Imagen obtenida al pegar ambas máscaras de fase entre si

Finalmente para comprobar si la máscara M2 funciona con un haz gaussiano, se iluminó directamente con el láser y se obtuvo la imagen del perro nuevamente como se observa en la figura 5.27.

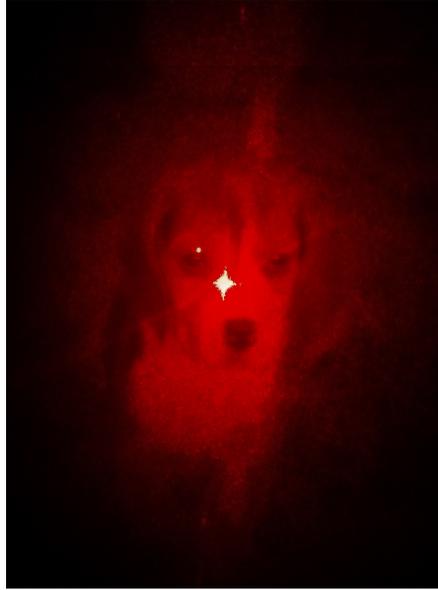


Figura 5.27: Imagen obtenida al probar la máscara $M2$ directamente con un láser.

5.4. Comparación entre una fuente Gaussiana y no Gaussiana.

Se diseñaron dos máscaras de fase utilizando como distribución de entrada un haz gaussiano y como salida un tablero de ajedrez ($M'1$). La segunda máscara se diseñó utilizando como distribución de entrada el tablero de ajedrez (se eligió esta distribución pues dista mucho de un haz gaussiano y para evitar el spot central del láser) y como imagen de salida el perrito ($M'2$). Se diseñó una tercer máscara la cual utiliza como distribución de entrada un haz gaussiano y como imagen de referencia el perrito ($M'3$) como se muestra en la figura 5.28, lo que se hará con esta máscara será restarla a la primer máscara mencionada anteriormente ($M'1$) para saber si son distintas entre ellas.

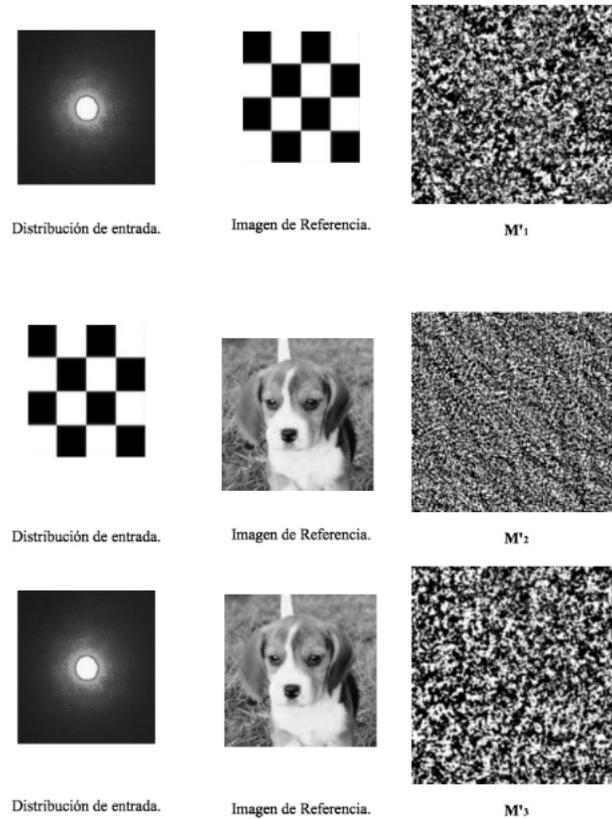


Figura 5.28: Diseño de las máscaras de fase $M'1$, $M'2$ y $M'3$.

Se probó que el algoritmo utilizado es una herramienta bastante buena para generar mapas de fase que nos permiten modificar un frente de onda para proyectar una imagen bien definida; sin embargo para calcular mapas de fase que compensen el esparcimiento de luz se necesita una herramienta más precisa, una característica a resaltar de este algoritmo es el tiempo que tarda en calcular el diseño de cada máscara que es aproximadamente de 3 minutos también hay que resaltar que las máscaras de fase proyectan la imagen de referencia con cualquier longitud de onda como se ve en los resultados en donde algunas veces se utilizaba un láser verde y en otras uno rojo sin pérdida en la nitidez; estas máscaras pueden ser de tamaños muy pequeños lo que las convierte en dispositivos versátiles. Por otro lado en el capítulo anterior presentamos los resultados que se obtuvieron al probar las máscaras de fase y se probó que éstos dispositivos a diferencia de los SLM son estáticos lo que limita su funcionamiento pues cualquier cambio en la distribución de entrada afecta directamente el diseño de

estos dispositivos.

Capítulo 6

Conclusiones

El objetivo principal de éste trabajo, consistió en estudiar la posibilidad de utilizar máscaras de fase para compensar luz esparcida proveniente de un medio no homogéneo conforme se fue desarrollando el proyecto se plantearon objetivos secundarios los cuales pueden ayudar al desarrollo de estas máscaras como dispositivos de compensación.

De estos objetivos secundarios planteados, se pudo probar cualitativamente que hay pérdida de información en el cambio de resolución de las máscaras al ser fabricadas pues como se discutió en la sección 5.2 no existe un reescalamiento entre formatos de intensidades cuando se va de 8 a 3 bits sino que existe un cambio en la resolución, también se comprobó que una vez realizado este cambio en la resolución no se puede recuperar la información si se quiere regresar del formato de 3 bits al formato original de diseño (8bits), también se probó que el algoritmo de diseño es una herramienta suficiente que permite proyectar imágenes bien definidas cuando utilizamos una distribución de haz gaussiano.

En ninguno de los experimentos, se logró implementar un montaje experimental adecuado en el que la distribución de entrada se mantuviera sin cambios durante todo el trayecto hasta iluminar las máscaras pues en todos los experimentos se tuvo la necesidad de utilizar elementos ópticos que nos permitieran obtener un spot suficientemente puntual para poder iluminar las máscaras esto debido a que cada máscara tiene un tamaño de $512\mu m \times 512\mu m$; por lo que hubo problemas con la alineación de

los elementos ópticos. Finalmente la propuesta de la sección 5.4 donde se habla de probar una distribución de entrada conocida en fase y amplitud y en la cual no se concentre mucha información en el centro del spot y que diste mucho de una distribución gaussiana (tablero de ajedrez) no se llevó a cabo experimentalmente pues no se pudieron fabricar los diseños de las máscaras. Como ya mencionamos, se logró obtener una imagen bien definida a partir de una distribución de luz gaussiana; aunque no se logró compensar luz utilizando éstos dispositivos.

Por este motivo se plantean tres posibles problemas que deben revisarse en proyectos futuros para la implementación de estas máscaras como máscaras de compensación, dos de éstos son referentes al proceso de diseño de la máscara y uno al montaje experimental respectivamente. Lo primero que se tiene que considerar en todos los diseños es una fase ϕ de entrada en lugar de que el algoritmo utilice una fase ϕ aleatoria. Escribir la transformada de Fourier manualmente en lugar de utilizar FFT (matlab) y de esta forma asegurar que la transformación se haga punto por punto es decir que a cada punto de la máscara le corresponda un punto en la proyección y revisar la relación entre fases para que a cada fase de entrada ϕ_E le corresponda una fase de salida de la máscara ϕ_S , esto nos lleva al siguiente punto referente al acoplamiento espacial entre la imagen de proyección y la máscara de compensación calculando el tamaño físico ideal, es decir que el tamaño de la máscara sea lo suficientemente grande para evitar utilizar elementos ópticos intermedios entre el haz de luz y la máscara pero lo suficientemente pequeña para seguir conservando sus principales cualidades, es decir que sigan siendo compactas, ligeras y que conserven en todos los casos la obtención de imágenes con buena resolución. Sería interesante realizar experimentos en donde se prueben para una misma distribución de entrada dos máscaras de fase con diferentes niveles de intensidad (3 bits - 8 bits).

Estas ideas se plantean como un nuevo comienzo para seguir desarrollando y perfeccionando la utilización de este tipo de dispositivos con la finalidad de manipular la luz de maneras complejas sin necesidad de utilizar elementos ópticos, así como refinar los procesos de fabricación para hacerlos más eficientes en resolución y tamaño.

Appendices

Apéndice A

Más sobre la óptica refractiva y difractiva.

La conocida lente de Fresnel fue inventada por Augustin-Jean Fresnel en 1822 para reemplazar las lentes esféricas convencionales y pesadas utilizadas en los faros.[23] Fresnel convirtió la lente esférica convencional en bulto que se muestra en la figura A.1 (a) en una lente Fresnel delgada mediante la disposición diferentes secciones de la lente convencional en un plano, como se muestra en la figura A.1 (b).

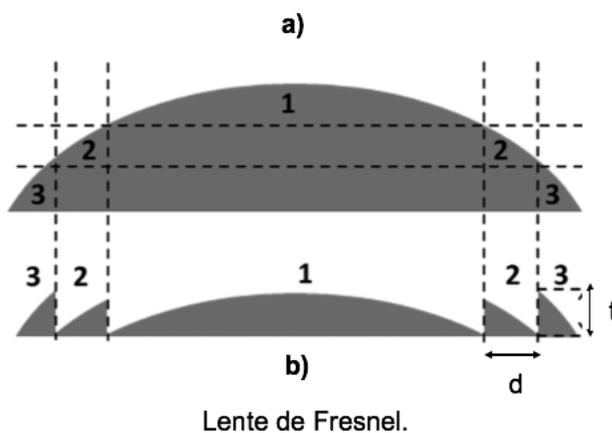


Figura A.1: Esquema de una lente convencional b)lente de Fresnel; si t y $d \gg \lambda$ la lentes es refractiva;si t y d están en el orden de, o menor que λ la lente es difractiva.[34]

La curvatura del material en la interfaz vidrio-aire y el índice de refracción del material de vidrio gobiernan el perfil de flexión de la luz; por lo tanto, el material

de vidrio inactivo presente en la lente convencional puede eliminarse sin alterar la función del dispositivo. En este ejemplo, la lente Fresnel se ha hecho seccionando la lente original en tres partes horizontales. Se comporta casi como la lente convencional, excepto por los efectos de difracción adicionales que se producen en los límites entre sus diferentes secciones. Lo importante es que la lente Fresnel sigue siendo un elemento óptico refractivo si las dimensiones de las secciones t y d (como se muestra en la fig.3.3)son mucho mayores que λ , la longitud de onda de la luz incidente. Sin embargo, si se diseñara el mismo elemento con tamaños de secciones más cercanos a la longitud de onda de la luz, entonces el elemento resultante sería predominantemente difractivo.[35] En este último caso, aunque la función de la lente sigue siendo la misma, se logra el control del frente de onda por difracción en lugar de refracción. De lo anterior, parece que es relativamente fácil diseñar un elemento difractivo a partir de la información de un elemento óptico refractivo equivalente (ROE), suponiendo que dicho elemento exista.

En óptica refractiva, la curvatura de la luz ocurre debido a la geometría de la estructura y el índice de refracción, mientras que en óptica difractiva, la curvatura de la luz ocurre debido a las características y los bordes de apertura. Dada una distribución de intensidad particular a través de una abertura, es posible diseñar las características de la abertura para obtener una distribución de intensidad deseada en un plano de salida. Los primeros DOE fueron versiones modificadas de elementos refractivos con tamaños de características del orden de la longitud de onda incidente. Para comprender la afirmación anterior, consideremos la conversión de un prisma en una rejilla de difracción. En el régimen de refracción, se puede usar un prisma para dispersar la luz o cambiar la dirección de una luz monocromática incidente. Un elemento similar en el régimen difractivo es una rejilla. La construcción de una rejilla de difracción a partir de un prisma se muestra en la figura A.2.

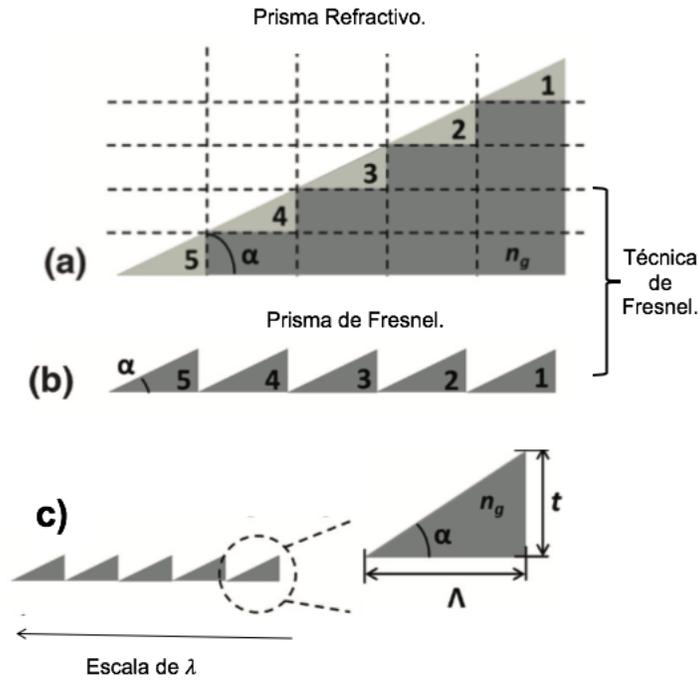


Figura A.2: a)Prisma refractivo b) generación de un prisma de Fresnel c)rejilla de difracción [34]

El ángulo base del prisma y su índice de refracción están dados por α y n_g , respectivamente. El prisma a granel refractivo se convierte en un elemento delgado utilizando la técnica de Fresnel, como se muestra en las figuras A.2(a) y (b). La figura A.2 (c) muestra una rejilla de difracción, que es similar a la figura 3.4 (b), excepto que los tamaños de las características están más cerca de la longitud de onda de la luz con un período Λ y un grosor t . Un prisma de Fresnel es un sistema dominado por refracción, mientras que una rejilla está dominada por difracción. Una gran diferencia que surge debido a esto es el hecho de que el primero doblará el haz incidente en una dirección, mientras que el segundo generará múltiples órdenes. La geometría de la rejilla de difracción determinará el número de órdenes. Para lograr que la mayor parte de la luz difractada se concentre en un solo orden de difracción, la rejilla de difracción debe adquirir una forma triangular con una altura o grosor t dada por:

$$t = \lambda / (n_g - 1) \tag{A.1}$$

Que corresponde a una diferencia de fase de 2π . [21] Por lo tanto, la relación entre α del prisma y Λ de la rejilla para la incidencia normal de luz está dada por:

$$\alpha = \tan^{-1}\left[\frac{\lambda}{\Lambda(n_g - 1)}\right] \quad (\text{A.2})$$

La ecuación (A.2) muestra que el perfil geométrico del prisma está relacionado con el período de la rejilla de difracción.

El ángulo de desviación β del prisma, con un ángulo base de α y el índice de refracción n_g , se puede calcular usando trigonometría como:

$$\beta = \sin^{-1}(n_g \sin \alpha) - \alpha \quad (\text{A.3})$$

Para familiarizarse con los términos y el lenguaje de la óptica difractiva, se presenta brevemente la rejilla de amplitud como se muestra en la figura A.2. La siguiente sección proporciona una visión mucho más detallada de las rejillas y los métodos para diseñar y simular su comportamiento. Imaginemos una estructura que comprende varias rendijas reflectantes rodeadas de regiones opacas, como se muestra en la figura A.3.

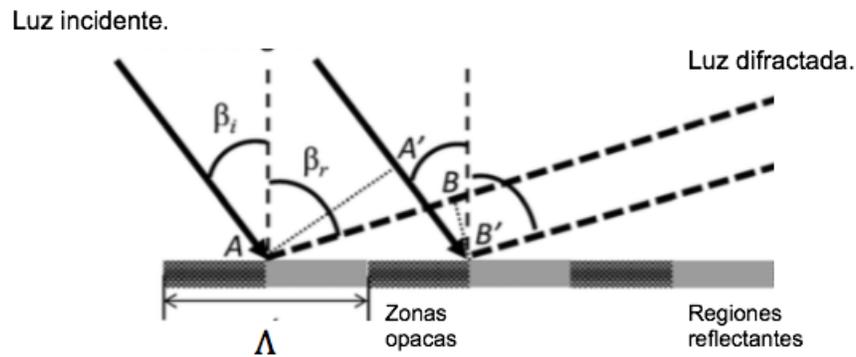


Figura A.3: Difracción de la luz en una rejilla de apertura reflectante [34]

Las ranuras se espacian periódicamente con una distancia Λ . Esta estructura define una rejilla de difracción básica. La luz incide en un ángulo de β_i con respecto a la rejilla normal, que se indica como líneas discontinuas verticales en la figura. La pregunta es ¿qué determina el ángulo(s) β_r del haz después de la incidencia en esta superficie?

Como hemos elegido rendijas reflectantes, la luz viajará de regreso a la región de incidencia, la intensidad resultante se debe a la superposición de muchos haces.

Para una descripción más detallada, se pueden consultar una serie de bibliografías que discuten el principio de Huygens [17] (cada punto de la rendija actúa como fuente secundaria) y la difracción escalar entre sí y da como resultado un patrón de intensidad en el campo lejano. Este patrón no es uniforme y el objetivo es determinar las ubicaciones de los picos de intensidad. Para llegar al patrón, observamos dos rayos AB y $A'B'$ que ambos se originaron en el frente de onda AA' . En otras palabras, en el plano AA' , ambos rayos comenzaron con la misma fase. Para la onda difractada que se muestra en la figura, para representar una onda real, BB' debe ser un frente de onda. Es decir, la diferencia de longitud de camino entre AB y A_0B_0 debe ser igual a un múltiplo de la longitud de onda λ , como se describe en

$$n_1 A'B' - n_2 AB = m\lambda_0 \quad (\text{A.4})$$

donde, $n_1 n_2$ son los índices de refracción vistos por el rayo incidente y los rayos reflejados, respectivamente. Como ambos están en el mismo medio, $n_1 = n_2$. Con esta información, y comparando los triángulos $AA'B'$ y $BB'A$, la ecuación se puede reescribir como

$$\Lambda(\sin\beta_i - \sin\beta_r) = m\lambda_0 \quad (\text{A.5})$$

donde, $\lambda = \lambda_0/n_1$, y m es el número de orden. La implicación del parámetro de orden m es que la ecuación (A.5) se satisface para diferentes valores de β_r . Por lo tanto, la ecuación podría escribirse con mayor precisión como

$$\Lambda(\sin\beta_i - \sin\beta_{mr}) = m\lambda \quad (\text{A.6})$$

donde, β_{mr} representa el ángulo de difracción enésimo.

Uno podría pensar en esto como una reflexión que ocurre en un número finito de direcciones preferidas. Si la rejilla hubiera sido transmisiva, entonces la refracción ocurriría en más de una dirección. La condición $m = 0$ representa el caso de la óptica

clásica. Por ejemplo, en la rejilla anterior, la condición $m = 0$ da como resultado $\beta_i = \beta_r$, que es la ley de la reflexión. Para una rejilla de transmisión, $m = 0$ reduciría la ecuación a la ley de Snell. Si bien la ecuación nos permite predecir las posibles direcciones de viaje, no nos proporciona información sobre la cantidad de luz que viaja en cada orden. Esto significa que no podemos predecir la eficiencia de la estructura difractiva. Obviamente, la eficiencia es importante, y se deberán incluir ecuaciones adicionales que pueden usarse durante la etapa de diseño para maximizarla.

La convención utilizada para nombrar los diversos órdenes de una rejilla se indica en la figura A.4.

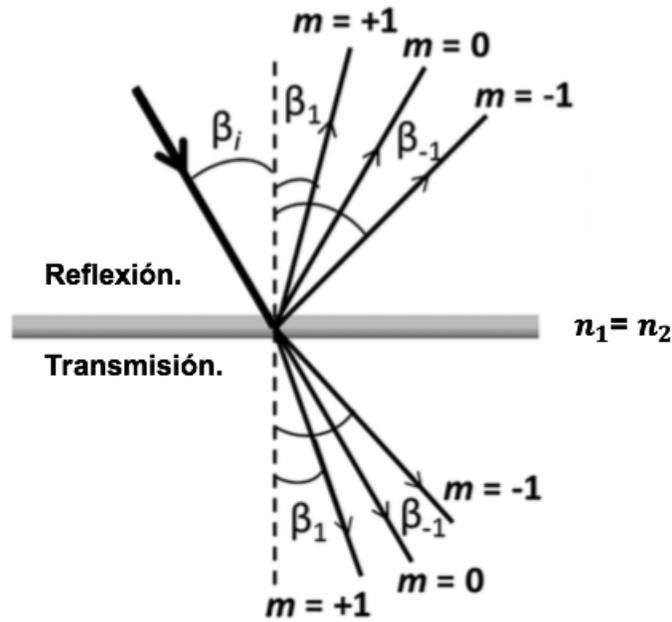


Figura A.4: Esquema de los órdenes de una rejilla[34]

La figura A.4 se puede usar para una rejilla de transmisión o una rejilla de reflexión. Los ángulos siempre se miden desde la normal a la rejilla. El signo del ángulo depende de la dirección de rotación del rayo desde la normal (indicado por \pm signos en la figura A.4). Por ejemplo, para el orden reflejado de $m = +1$ en la figura, el ángulo β_1 es positivo pero habría sido negativo si el rayo estuviera al otro lado de la normal. Por simplicidad, se considera la incidencia normal, y para el primer orden de difracción, la ecuación (A.6) se puede simplificar. El ángulo de difracción β_1 del primer orden de difracción de la rejilla de difracción con un período de Λ viene dado por

$$\beta_1 = \sin^{-1}(\lambda/\Lambda) \quad (\text{A.7})$$

Al sustituir las ecuaciones. (A.1) y (A.2) en (A.7), β_1 se puede expresar como

$$\beta_1 = \sin^{-1}[(n_g - 1)\tan\alpha] \quad (\text{A.8})$$

De las ecuaciones (A.3) y (A.8), para los casos en que el ángulo base del prisma α y el índice de refracción n_g son pequeños, o donde el período de la rejilla de difracción Λ es grande, Eqs. (A.3) y (A.8) se reducen a una ecuación más simple:

$$\beta_1 = \beta = (n_g - 1)\alpha \quad (\text{A.9})$$

Cuando el período de la rejilla de difracción es grande, se comporta más como un elemento refractivo; sin embargo, su comportamiento es diferente cuando Λ se acerca a λ . Para comprender esto cuantitativamente, se consideran algunos casos típicos con $n_g = 1.1, 1.5$ y 1.9 . Los ángulos de desviación β de un prisma y los ángulos de difracción β_1 de una rejilla se calcularon usando las ecuaciones. (A.3) y (A.4), respectivamente, y trazados contra ángulos de base α de un prisma.

Para valores más pequeños de α , existe una buena superposición entre β y β_1 . Por lo tanto, para DOE con ángulos de difracción pequeños, es posible derivar el plano del perfil de un ROE con una función equivalente. Ejemplos de algunos otros elementos que pueden lograrse de manera similar son el axicon son la rejilla circular [23], la lente de anillo [21], la lente de anillo [20] y la lente de anillo difractivo.[19] Sin embargo, siempre debemos tener en cuenta que en cualquier elemento óptico, tanto la refracción como la difracción coexisten. El efecto dominante, dictado por los tamaños de las características, decide si el elemento es difractivo o refractivo. Varios investigadores han estudiado la transición entre elementos refractivos y difractivos de manera bastante amplia.[29, 28] Como se discutió, esto se puede hacer cambiando los tamaños de las características de un elemento y estudiando su comportamiento a medida que cambia el tamaño. En particular, la naturaleza dispersiva variará dependiendo del tamaño de

la característica.[34]

Apéndice B

Más sobre los elementos ópticos difractivos.

El primer elemento óptico difractivo es “la placa zonal”, el cual consiste en un conjunto de regiones circulares opacas y transparentes, fue realizado quizá por Lord Rayleigh en 1871[8]. Este sistema funciona como una lente que tiene un conjunto infinito de focos a lo largo de su eje óptico, cada uno de los cuales contiene una cierta fracción de la energía incidente. Desafortunadamente, el foco principal sólo contenía el 10 por ciento de la energía total incidente y el resto de la energía era distribuida entre los otros órdenes difractados. Ésta era la principal propiedad de la placa zonal de Fresnel, con lo cual se daba lugar a una pobre calidad en la imagen. En 1918 Wood fabricó la placa zonal de Fresnel (o placa zonal de fase invertida) [9] que captó un redituable 40 por ciento de energía en el foco principal. Ese tipo de placa fue construida reemplazando las regiones opacas con un material transparente de cierto grosor óptico. Mientras la eficiencia en los órdenes de difracción fue mejorada sustancialmente, hubo una gran señal de fondo que tendió a reducir el contraste de la imagen. A principios de los años 50 y 60’s, varios investigadores consideraron cortes en forma de dientes de sierra (blazing) en la placa zonal, con la finalidad de incrementar la cantidad de energía que se concentra en un orden de difracción particular. De manera teórica, dentro de la aproximación escalar, era posible alcanzar una eficiencia de difracción del 100 por ciento en un foco dado, haciendo uso de este tipo de lente

de Fresnel (blazed). Desafortunadamente, la tecnología para la fabricación de este tipo de elemento difractivo, en aquellos años no estaba disponible para producirlos en cantidades significativas. A finales de 1960, Lesem, Hirsch y Jordan desarrollaron el kinoform; elemento óptico difractivo cuyo control de fase se hace modulando el perfil de una superficie óptica, esto es, modulando el espesor de la misma. Durante este periodo se iniciaron varias técnicas de fabricación, las cuales serán detalladas más adelante, con ellas surgió un gran interés en el inicio de la construcción de la óptica difractiva en relieve de superficies. De particular interés fue el método para crear el perfil de la superficie, basado en un conjunto de máscaras fotolitográficas binarias desarrollado en los años 70's [7]. Sin embargo, el auge de la óptica difractiva llegó realmente en los años 80's, cuando el término de óptica binaria recibió gran atención gracias al excelente trabajo que fue realizado en el MIT Lincoln Laboratory [33, 31]. Este trabajo hizo posible la fabricación de lentes de Fresnel con una eficiencia de difracción aproximadamente del 90 por ciento. Actualmente las superficies de relieve de los EOD, son fabricadas por procesos fotolitográficos y grabados de plasma, lo cual produce superficies suaves y bien definidas, con eficiencias de alrededor del 94 por ciento [32].

Por último, difracción de Fresnel y Fraunhofer.

De acuerdo con Goodman [15], la difracción no es ni reflexión ni refracción. El término difracción viene del latín diffractus, que significa quebrar o desviar. La difracción es junto con la interferencia un fenómeno típicamente ondulatorio y se observa cuando en su propagación una onda se distorsiona al incidir en un obstáculo cuyas dimensiones son comparables a la longitud de onda de la radiación incidente. Este fenómeno de la difracción tiene su explicación en el principio enunciado por Christian Huygens en 1690, el cual dice que cada punto de un frente de onda primario sirve como fuente de ondas esféricas secundarias, tales que el frente de onda primario un tiempo más tarde es la envolvente de esas ondas. Además las ondas avanzan con una rapidez y frecuencia igual a la de la onda primaria en cada punto del espacio. Así mismo, podemos hablar de difracción de campo cercano o de Fresnel y de campo lejano o de Fraunhofer. Consideremos la difracción de un frente de onda monocromático debido

a una abertura finita, en una pantalla opaca infinita, como se muestra en la figura B.1.

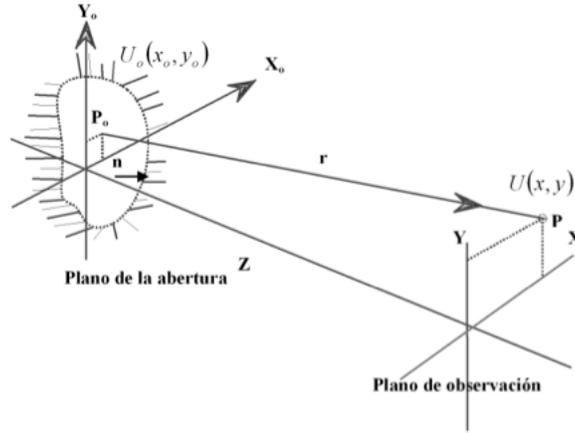


Figura B.1: Configuración de los planos de abertura y de observación[6]

Analíticamente la difracción de Fresnel o campo cercano es un caso especial de la solución general obtenida por Sommerfeld conocida como la fórmula de difracción de Rayleigh- Sommerfeld [15]:

$$U(P) = \frac{1}{i\lambda} \oint_A U_0(x_0, y_0) e^{\frac{ikr}{r}} \cos(\hat{\eta}, \hat{r}) dx_0 dy_0 \quad (\text{B.1})$$

ecuación que nos proporciona la amplitud del campo (eléctrico o magnético) difractado de una onda monocromática en el punto de interés P localizado a lo largo de $r = |r|$ debida a una abertura finita. La ecuación B.1 se puede interpretar como la superposición de ondas esféricas secundarias que se originan en fuentes secundarias virtuales sobre el plano de la abertura. La amplitud de estas ondas esféricas es proporcional a la amplitud del campo óptico incidente $U_0(x_0, y_0)$ en la abertura y también es proporcional al factor $1/\lambda$, donde λ es la longitud de onda de la radiación incidente, k es la magnitud del vector de propagación ($2\pi/\lambda$), e i es el número imaginario. Además la amplitud de estas ondas secundarias se ve afectada por el factor de oblicuidad $\cos(n, r)$, que describe la dirección de las mismas y que está representado por el coseno del ángulo entre el vector normal a la abertura n y el vector de posición r , como se muestra en la figura B.1. Si ahora suponemos que la distancia desde el punto en el plano de la abertura de difracción al punto en el plano de observación es

mucho mayor que el tamaño de la abertura, entonces

$$\frac{1}{r} \approx 1 \quad (\text{B.2})$$

$$\cos(\eta, r) \approx 1 \quad (\text{B.3})$$

Se debe notar que la magnitud del vector de posición \vec{r} que se encuentra en el exponente no se puede aproximar de la misma manera, como en el denominador del integrando, ya que con variaciones pequeñas de fase el exponente cambia considerablemente [15]. Si hacemos una aproximación en la magnitud del vector de posición \vec{r} hasta un segundo término usando el teorema del binomio, a partir de la ecuación B.1 se puede obtener la amplitud del campo en el plano de observación [15]:

$$U(x, y) = e^{\frac{ikz}{\lambda z}} \times \int \int_A U_0(x_0, y_0) e^{\frac{ik}{2z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]} dx_0 dy_0 \quad (\text{B.4})$$

Esta ecuación es conocida como la integral de difracción de Fresnel o de campo cercano, que representa una superposición de ondas esféricas en la aproximación paraxial. La amplitud de estas ondas es proporcional a la amplitud compleja del campo que incide en la abertura $U_0(x_0, y_0)$ y al factor $\frac{1}{\lambda}$. Igualmente estas ondas tienen un corrimiento de fase de $\frac{\pi}{2}$ indicado por el factor $\frac{1}{i}$.

La difracción de Fraunhofer ocurre cuando el camino óptico de puntos desde la abertura de difracción al punto de observación depende linealmente de las coordenadas de la abertura. Esto puede llevarse a cabo considerando que la fuente y el plano de observación se encuentran muy lejos de la abertura.

A diferencia de la difracción de Fresnel, la difracción de Fraunhofer tiene lugar en un plano de observación a una distancia todavía mucho más grande comparada con el tamaño de la abertura [15], por lo que también es llamada difracción de campo lejano. Para determinar la integral de difracción de Fraunhofer, desarrollamos los binomios en la integral de difracción de Fresnel, para campo cercano y de acuerdo con Born

and Wolf [3] se acostumbra la siguiente aproximación

$$z \gg \frac{k}{2}(x_0^2 + y_0^2) \Rightarrow e^{\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)} \rightarrow 1 \quad (\text{B.5})$$

donde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, ante esta aproximación se tiene la siguiente ecuación conocida como la integral de difracción de Fraunhofer o de campo lejano, expresión que es fácilmente reconocible y se puede escribir en términos de la transformada de Fourier [4]:

$$U(x, y) = e^{\frac{ikz}{\lambda z}} e^{\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)} \times \int \int_A U_0(x_0 y_0) e^{-i2\pi(ux_0 + vy_0)} dx_0 dy_0 = e^{\frac{ikz}{\lambda z}} e^{\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)} \mathcal{F}u_0(x_0, y_0) \quad (\text{B.6})$$

donde se han definido las coordenadas de frecuencia espacial $u = \frac{x}{\lambda z}$ $v = \frac{y}{\lambda z}$. Lo anterior significa que la amplitud compleja del patrón de difracción de Fraunhofer es proporcional a la transformada de Fourier de la distribución del campo óptico en el plano de la abertura. Mediante algunas suposiciones, como el hecho de que para ondas planas o esféricas y monocromáticas la distribución de irradiancia del campo es proporcional al modulo cuadrado de la intensidad [3], es decir,

$$I(x, y) = \frac{1}{\lambda^2 z^2} |\mathcal{F}U_0(x_0, y_0)|^2 \quad (\text{B.7})$$

Aprovechando la relación entre la teoría escalar de difracción y del análisis de Fourier, describimos algunos teoremas que serán muy útiles. Sabemos de la Ref.[4], que toda función periódica, real o compleja, se puede expresar como un desarrollo en serie de funciones armónicas seno o coseno o bien como una exponencial compleja, de tal manera que si $f(t)$ es la función descrita entonces:

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{inw_0 t} \quad (\text{B.8})$$

donde los coeficientes C_n , la frecuencia w_0 y el periodo T de la función están relacionados por

$$w_0 = \frac{2\pi}{T}, C_n = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) e^{-in\omega_0 t} dt \quad (\text{B.9})$$

Existe en el análisis de Fourier un teorema conocido como el de la energía o de Parseval, que nos dice que si una función es real y periódica, entonces

$$\frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} [f(t)]^2 dt = \sum_{n=-\infty}^{\infty} |C_n|^2 \quad (\text{B.10})$$

lo que se interpreta como energía total del sistema, esto es, si se supone que $f(t)$ es el voltaje de una fuente conectada a través de una resistencia de 1ω , entonces la cantidad del lado derecho de la ecuación B.10 es la energía total entregada por la fuente; de esto vemos que los coeficientes de la serie de Fourier nos proporcionan la energía total en el plano de observación. Bajo las consideraciones anteriores se define entonces la eficiencia η_m para un orden de difracción m como

$$\eta_m = C_m C_m^* = |C_m|^2 \quad (\text{B.11})$$

que se entiende como la fracción de la energía incidente que es difractada dentro del orden m en particular. Esta eficiencia está dada por el modulo cuadrado de los coeficientes de Fourier, donde el asterisco denota el complejo conjugado.[6]

Bibliografía

- [1] A.Authier. *Early Days of X-Ray Crystallography*. Oxford: Oxford University Press, 2013.
- [2] Keren Bergman y col. “Ultrahigh capacity MEMS-based optical cross-connects”. En: *Design, Test, Integration, and Packaging of MEMS/MOEMS 2001*. Vol. 4408. International Society for Optics y Photonics. 2001, págs. 2-5.
- [3] Max Born y Emil Wolf. “Principles of Optics, 7th (expanded) edition”. En: *United Kingdom: Press Syndicate of the University of Cambridge* 461 (1999).
- [4] Ronald Newbold Bracewell. *The Fourier transform and its applications*. Vol. 31999.
- [5] J. Z. Buchwald e I. B. Cohen. *Isaac Newton’s Natural Philosophy*. Cambridge, Massachusetts: MIT Press, 2001.
- [6] J Castro-Ramos y col. “Óptica difractiva: una revisión al diseño y construcción de sistemas ópticos empleando lentes difractivas”. En: *Revista mexicana de fisica* 52.6 (2006), págs. 479-500.
- [7] L d’Auria y col. “Photolithographic fabrication of thin film lenses”. En: *Optics communications* 5.4 (1972), págs. 232-235.
- [8] E.Hecht. *Óptica*. Addison-Wesley,España, 2000.
- [9] E.Hecht. *Optics*. San Fransisco: Fourth Edition,Addison Wesley, 2002.
- [10] Maria Farsari y Boris N Chichkov. “Two-photon fabrication”. En: *Nature photonics* 3.8 (2009), págs. 450-452.

- [11] José Luis Martínez Fuentes. “Estudio y aplicación de la modulación compleja, espectral y de polarización en moduladores de cristal líquido”. Tesis doct. Universidad Miguel Hernández, 2012.
- [12] Dennis Gabor. *A new microscopic principle*. 1948.
- [13] Ralph W Gerchberg. “A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures”. En: *Optik* 35 (1972), págs. 237-246.
- [14] William C Goltsov y Michael Holz. “Agile beam steering using binary optics microlens arrays”. En: *Optical Engineering* 29.11 (1990), págs. 1392-1398.
- [15] Joseph W Goodman. *Introduction to Fourier optics*. Roberts y Company Publishers, 2005.
- [16] Maria Göppert-Mayer. “Elementary processes with two quantum transitions”. En: *Annalen der Physik* 18.7-8 (2009), págs. 466-479.
- [17] Sigurdur Helgason. “Huygens’ principle for wave equations on symmetric spaces”. En: *Journal of functional analysis* 107.2 (1992), págs. 279-288.
- [18] H.P.Herzig. *Micro-optics: Elements, Systems and Applications*. London: Taylor y Francis Ltd, 1997.
- [19] J.B.Goodell. “Eccentric lenses for producing ring images”. En: *Appl.Opt.* 8 (1969), pág. 2566.
- [20] J.Dyson. “Circular and spiral diffraction gratings”. En: *Proc.R.Soc.* 248 (1958), págs. 93-106.
- [21] J.H.McLeod. “The axicon: a new type of optical element”. En: *J.Opt.Soc.* 44 (1954), pág. 592.
- [22] J.W.Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. New York: Second Edition, McGraw-Hill Companies Inc, 1996.
- [23] K.Miyamoto. “The phase Fresnel lens”. En: *Opt.Soc.Am.* 51 (1961), págs. 17-20.

- [24] James R Leger, Diana Chen y Greg Mowry. “Design and performance of diffractive optics for custom laser resonators”. En: *Applied optics* 34.14 (1995), págs. 2498-2509.
- [25] Alberto Saldaña López y col. “Polimerización de Dos Fotones, una tecnología interdisciplinar: de la innovación en investigación biomédica a los dispositivos fotónicos integrados”. En: *Revista Española de Física* 34.2 (2020), págs. 23-28.
- [26] Donald C O’Shea y col. *Diffractive optics: design, fabrication, and test*. Vol. 62. SPIE press, 2004.
- [27] Spezzia Mazzocco T Ramos Garca R y Ramrez San Juan J.C. “La biofotónica y tu salud”. En: *ciencia* 67.3 (2016), págs. 48-50.
- [28] S Sinzinger y M Testorf. “Transition between diffractive and refractive micro-optical components”. En: *Applied optics* 34.26 (1995), págs. 5970-5976.
- [29] I Snigireva y col. “Holographic X-ray optical elements: transition between refraction and diffraction”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 467 (2001), págs. 982-985.
- [30] S.Singh. *Fundamentals of Optical Engineering*. New Delhi: Discovery Publishing House Pvt. Ltd, 2009.
- [31] Gary J Swanson. *Binary optics technology: the theory and design of multi-level diffractive optical elements*. Inf. téc. MASSACHUSETTS INST OF TECH LE-XINGTON LINCOLN LAB, 1989.
- [32] W-C Tian, JW Weigold y SW Pang. “Comparison of Cl₂ and F-based dry etching for high aspect ratio Si microstructures etched with an inductively coupled plasma source”. En: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 18.4 (2000), págs. 1890-1896.

- [33] Wilfrid B Veldkamp y Gary J Swanson. “Developments in fabrication of binary optical elements”. En: *Intl Conf on Computer-Generated Holography*. Vol. 437. International Society for Optics y Photonics. 1983, pág. 54.
- [34] Shanti Bhattacharya Vijayakumar Anand. *Design and fabrication of diffractive optical elements with MATLAB*. SPIE, 2017.
- [35] Y.G.Soskind. *Field Guide to Diffractive Optics*. SPIE Press, 2011.