



**INAOE**

# **Control de propagación de luz en medios altamente esparcidos utilizando FPGAs.**

por el

**Ing. David González Barba**

Tesis sometida como requisito parcial para  
obtener el grado de

**MAESTRÍA EN CIENCIAS EN LA  
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

en el

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y  
Electrónica**

Supervisada por:

**Dr. Rubén Ramos García**

INAOE

**Dr. Roger Chiu Zárate**

Universidad de Guadalajara

AGOSTO 2016

Tonantzintla, Puebla

©INAOE 2016

El autor otorga al INAOE el permiso de  
reproducir y distribuir copias en su totalidad, o  
en partes, de esta tesis



# Contenido

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>4</b>
1.1	Objetivo . . . . .	7
1.2	Estructura . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Conceptos Teóricos</b>	<b>9</b>
2.1	Propagación de luz en medios esparcidos . . . . .	10
2.1.1	Técnica de Monte Carlo para el transporte de fotones en medios esparcidos	14
2.2	Modulador Espacial de Luz(SLM) . . . . .	17
2.2.1	Índice de Refracción de N-CL . . . . .	19
2.2.2	Propagación Electromagnética en un medio Anisótropo . . . . .	20
2.2.3	Efectos de campo eléctrico en CLs . . . . .	24
2.3	Algoritmo de enfocamiento . . . . .	26
2.3.1	Algoritmo de optimización paso a paso . . . . .	28
2.3.2	Algoritmo de Optimización aleatorio . . . . .	29
2.3.3	Algoritmo secuencial continuo . . . . .	29
2.3.4	Campo Optimizado . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Equipo Experimental</b>	<b>37</b>
3.1	Modulador Espacial de Luz(SLM) . . . . .	38
3.2	Detectores . . . . .	41

<i>CONTENIDO</i>	2
3.3 Raspberry . . . . .	44
3.3.1 Función de la Raspberry . . . . .	46
3.4 FPGA . . . . .	47
3.4.1 Tablas de Búsqueda-Look-up Tables(LUTs) . . . . .	48
3.4.2 Principales Características de un FPGA . . . . .	49
3.4.3 Funcionamiento del FPGA . . . . .	50
3.4.4 Protocolo SPI . . . . .	52
3.5 Ensamble de todos los componentes . . . . .	54
<b>4 Resultados</b>	<b>56</b>
4.1 Tiempo de respuesta del SLM. . . . .	57
4.2 Implementación del Algoritmo Secuencial . . . . .	60
4.2.1 Enfocamiento área Central de CCD para un 1 pixel . . . . .	60
4.2.2 Enfocamiento área Central de CCD para un 1 pixel con distintos segmen- tos bajo las mismas condiciones . . . . .	65
4.2.3 Enfocamiento de pixel fuera de la región central . . . . .	66
4.2.4 Optimización de intensidad para un conjunto de pixeles agrupados . . . . .	70
4.2.5 Remodulación . . . . .	72
4.3 Tiempos de ejecución . . . . .	74
<b>5 Conclusiones</b>	<b>76</b>

## Resumen

En este trabajo se analiza la propagación de luz a través de medios altamente esparcidos, se busca controlar la propagación de forma experimental mediante algoritmos de modulación de fase. El objetivo del algoritmo es buscar la fase óptima del haz de entrada al medio esparcido de tal forma que dicha fase compense los desfases introducidos por dicho medio, y así formar imágenes después de atravesarlo. La implementación del algoritmo se lleva a cabo usando un modulador de fase (SLM) y un arreglo de compuertas programables (FPGA) que realizarán el procesamiento y control del SLM y la cámara con el fin de reducir tiempo de procesamiento.

El experimento consistió en propagar un haz láser a través de una cinta Scotch 3M ( $100 \mu m$  de grosor) colocada antes del punto focal. En ausencia de la cinta una mancha circular es observada pero al colocar la cinta, el haz es fuertemente aberrado y ahora aparece un patrón de motas. Se diseñaron múltiples pruebas para la implementación de modificación del frente de onda, en particular, se utilizó el algoritmo secuencial. Las pruebas consistieron en poder formar la mancha brillante en el centro de la región de interés para una modulación de 16, 64, 256 y 1024 segmentos del modulador. Una cámara CCD registra la luz transmitida y envía los datos al sistema de control, en este caso al FPGA, y este le da instrucciones al SLM de modificar la fase para un segmento específico. Otra prueba consistió en formar una mancha brillante fuera de la región central, moverla hacia cada una de las esquinas de una región de interés. La tercera prueba fue agrupar un conjunto de píxeles para lograr formar una figura, en este caso, una línea brillante en la región de interés. Por último, se realizó una prueba de volver a modular una vez obtenido el patrón de fase óptimo para verificar que se logrará formar la mancha brillante de forma inmediata.

# Capítulo 1

## Introducción

La luz hoy en día ha tomado un papel muy importante para la vida moderna, y gracias al estudio de la luz se han desarrollado un sin fin de aplicaciones, como sistemas de iluminación, sistemas de transmisión y comunicación de alta velocidad, visualización de sistemas biológicos en tiempo real, etc. La encargada del estudio de este fenómeno físico es la Óptica, cuyo principal objetivo es analizar y estudiar la propagación de la luz, como también la interacción de esta con la materia.

Cuando un haz de luz llega a una interfase entre dos medios con diferentes índices de refracción, los fenómenos de refracción y reflexión de la luz se producen; cuando las interfaces se hacen numerosas y complicadas, tales como capas de pintura, nubes, niebla densa, o el tejido biológico, múltiples eventos de esparcimiento se producen y revuelven las trayectorias de la luz de una manera muy desordenada, lo que causa que los objetos detrás o dentro de los medios esparcidores se vuelvan opacos debido principalmente al esparcimiento de la luz.

La estructura microscópica de estos medios esparcidores hace que la luz se propague en trayectorias aleatorias. La luz incidente choca con las partículas dentro del medio provocando que se induzca un momento dipolar eléctrico en ellas, la nube electrónica de las partículas

empieza a vibrar a la misma frecuencia( $\nu_0$ ) de la onda incidente hasta emitir radiación electromagnética en todas direcciones, esta nueva radiación excita otras partículas, y estas nuevamente emiten radiación electromagnética de la misma frecuencia en todas direcciones, y así sucesivamente. Este proceso es conocido como esparcimiento.

La teoría de esparcimiento puede ser categorizada en dos clases. La primera es la teoría de esparcimiento de Rayleigh, aplicada para partículas dieléctricas, no absorbentes, y de geometría esférica; esta teoría aplica para partículas de tamaño menores a la longitud de onda  $\lambda$  y el esparcimiento de la luz, de acuerdo a esta teoría es proporcional a  $1/\lambda^4$ . La segunda teoría es la de Mie, la cual aborda partículas ya sean absorbentes o no, de geometría esférica y de tamaño comparable o mayor a la longitud de onda  $\lambda$ , el esparcimiento para este tamaño de partícula es proporcional a  $\lambda$  [3].

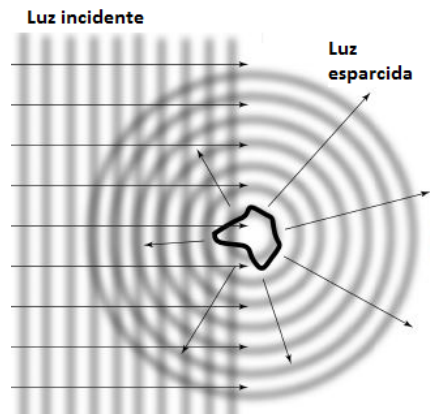


Figure 1.1: Fenómeno de esparcimiento originado por una sola partícula en la cual, el campo incidente hace vibrar a esta hasta que emita radiación electromagnética en todas direcciones.

El esparcimiento es una de las grandes limitaciones en la formación de imágenes, espectroscopía y otras técnicas ópticas. No obstante, este fenómeno lleva información del medio que atraviesa, cuando ocurre el esparcimiento de Rayleigh la energía del haz incidente se conserva y solo la dirección es modificada; la coherencia se conserva y la luz sigue interfiriendo inclu-

sive después de miles de eventos de colisión. Esta interferencia se manifiesta en fluctuaciones espacio-temporales de intensidad que dan como resultado a una serie de aplicaciones, tales como Speckle metrology [4], dynamic speckle interferometry [5], laser speckle imaging [6, 7], entre otras.

Recientemente varios grupos de investigación han explotado la naturaleza determinista del esparcimiento elástico de la luz [8], y han desarrollado nuevas técnicas para la formación de imágenes en medios altamente esparcidos. Los primeros indicios de que el esparcimiento no tiene por qué ser perjudicial vinieron de los campos de la acústica y las microondas por el trabajo innovador realizado en el grupo de Fink, al tomar ventaja de la invariancia de la inversión en el tiempo, se demostró que un pulso se puede enfocar de nuevo a su origen al mandarle a la muestra una versión invertida del frente de onda esparcido [9, 10]. Este potente concepto fue usado para enfocar ondas a través de barreras desordenadas [11, 13], aumentar el ancho de banda en las comunicaciones [14, 16], e incluso romper el límite de difracción [17]. En el campo de la óptica resultados similares a los de Fink fueron obtenidos por Vellekoop y Mosk, al hacer uso de un modulador espacial de luz, les permitió controlar la propagación formando un frente de onda complejo de tal forma que invierte el proceso de difusión de luz debido al medio esparcidor [18].

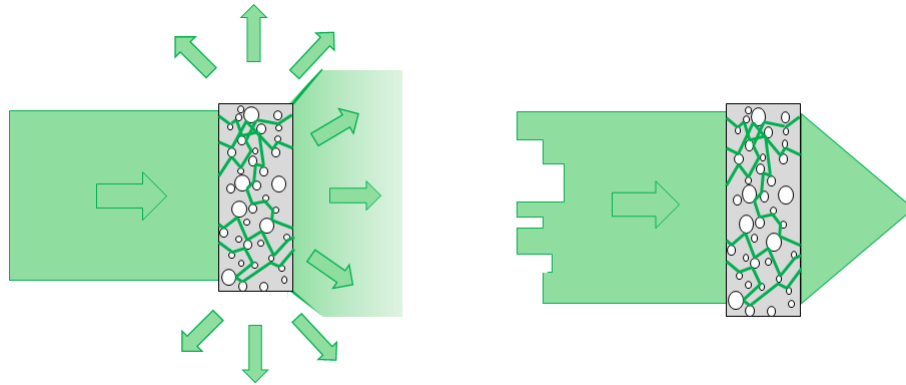


Figure 1.2: a) Una onda plana entra al medio opaco, dentro del objeto la luz toma un camino aleatorio, donde la poca luz que logra salir de este objeto se esparce en todas direcciones. b) La onda incidente está modulada de tal forma que compense los desfases introducidos por el medio esparcidor. El objeto opaco logra enfocar el haz de luz, actuando así como una lente.

En esta tesis se utiliza la técnica de "wavefront shaping" con ayuda de un algoritmo de optimización secuencial, el cual es implementado experimentalmente para controlar la propagación de la luz a través de un medio para lograr enfocar y concentrar la mayor cantidad de luz en un pixel. Esta técnica permite mejoras en la microscopía sobre tejido biológico. Un desafío no trivial asociado a esto es la naturaleza dinámica del esparcimiento en dichos tejidos biológicos, debido a que un cambio ya sea que la muestra o el haz de luz se mueva, se traduce a que el enfocamiento logrado se pierda parcial o completamente. En este trabajo el algoritmo se implementará en una tarjeta de arreglo de compuertas programables (FPGA), para llegar a la ejecución del sistema lo más rápido posible, idealmente en tiempo real, y así poder solventar este tipo de problema que conlleva trabajar con muestras biológicas.

## 1.1 Objetivo

El objetivo de este trabajo es desarrollar un algoritmo para el enfocamiento de un haz de luz en un medio altamente esparcidor, implementarlo experimentalmente en un FPGA para que



todo el procesamiento sea en hardware, y así lograr una ejecución en tiempo real.

## 1.2 Estructura

En este trabajo se describe brevemente la teoría de propagación en medios esparcidos y se da una descripción experimental detallada de la implementación del algoritmo de propagación utilizado en esta tesis. La estructura de la tesis consta de cinco capítulos, el primero de ellos es la introducción. Aquí se habla sobre el fenómeno que ocurre cuando la luz entra en medios esparcidos, y se da una breve explicación de la técnica a utilizar para lograr el enfocamiento en este tipo de medios.

En el capítulo dos se estudian conceptos teóricos como el fenómeno físico de la difusión para campos ópticos en medios esparcidos, la teoría sobre modulación de fase y se describe detalladamente el funcionamiento del algoritmo secuencial para el control de propagación de luz en estos medios, y por último se analiza la optimización del campo con ayuda de modelos matemáticos.

El capítulo 3 habla sobre el arreglo experimental. Aquí se describe el arreglo y herramientas, como las tareas que cada elemento realiza para la implementación del algoritmo. Se describe a detalle el modulador espacial de fase, pues es el corazón de proyecto.

El capítulo 4 trata sobre las pruebas que se realizaron y los resultados experimentales obtenidos. Por otro lado, se muestra la caracterización del modulador espacial de luz. Finalmente en el capítulo 5 se presentan las conclusiones.

# Capítulo 2

## Conceptos Teóricos

Cuando la luz incide sobre materiales esparcidos tales como la leche, o la piel, las partículas microscópicas esparcen la luz en todas direcciones. La propagación de ondas en este tipo de medios se puede hacer con ayuda del principio de Huygens [25]. Cuando un haz incidente de luz choca con una pequeña partícula en el objeto, parte de la luz se esparce y forma una onda esférica alejándose de la partícula. A su vez, esta onda esférica choca con otras partículas, dando lugar a más y más ondas. La propagación de la luz en un medio desordenado es extremadamente complejo; la luz se esparce cientos o miles de veces antes de que llegue al otro lado de la muestra.

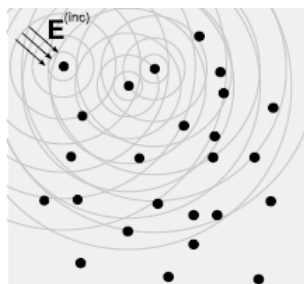


Figure 2.1: Principio de Huygens de la interacción de una onda electromagnética en un medio con partículas distribuidas aleatoriamente.

Las ondas aparentan perder toda correlación mientras se propaga a través de tales materiales, pero el esparcimiento conserva la coherencia, e incluso después de miles eventos de esparcimiento la luz aún puede interferir. Esta interferencia se manifiesta en fluctuaciones de intensidad espacio-temporal [26–29]. Dado que las ondas no pierden sus propiedades de coherencia, el transporte de luz a través de un material desordenado no es disipativa, pero si coherente que lleva información tanto de la fuente como del medio .

En un trabajo visionario de Freund [30] a partir de 1990 se reconoció por primera vez que la información de la luz esparcida podría ser utilizada para instrumentos ópticos de alta precisión. Para ello, sería necesario encontrar la función de transferencia compleja que conecta el campo óptico incidente con el transmitido. Para materiales de tamaño finito bajo iluminación finita esta función de transferencia puede ser discretizada y modelada como una matriz conocida como la matriz de transmisión óptica. El modelo matemático de propagación de luz controlada en un medio esparcidor se basa en el análisis de esta matriz de transmisión para un haz arbitrario.

En esta sección abordaremos los modelos matemáticos que describen el comportamiento de la luz en medios esparcidores, se describe a detalle la técnica para controlar la propagación de luz en estos medios, y finalmente modelaremos matemáticamente este algoritmo para así obtener el factor de mejora de enfocamiento.

## 2.1 Propagación de luz en medios esparcidores

Para analizar propagación de la luz bajo condiciones de esparcimiento múltiple, se asume que los elementos esparcidores estan uniformemente distribuidos a través de la muestra. Cuando el medio esparcidor es iluminado por luz no polarizada o cuando se requiere el cálculo de la intensidad de luz debido a múltiples eventos de esparcimiento, una herramienta matemática para la descripción de la propagación de luz para onda continua(CW) es posible utilizando la teoría escalar de la transferencia de radiación estacionaria (RTT).

Esta teoría es válida para un conjunto de dispersores situados lejos el uno del otro y ha sido utilizado con éxito para descifrar ciertos aspectos prácticos de la óptica en medios esparcidos. La ecuación estacionaria de RTT para luz monocromática tiene la siguiente forma [31]

$$\frac{\partial I(\mathbf{r}, \mathbf{s})}{\partial s} = -\mu_t I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}') p(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}') d\Omega' \quad (2.1)$$

donde  $I(\mathbf{r}, \mathbf{s})$  es la intensidad del campo, densidad de flujo de potencia promedio en un punto  $\mathbf{r}$  en una dirección  $\mathbf{s}$ ,  $p(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}')$  es la función de fase de esparcimiento, y  $d\Omega'$  es el ángulo sólido en dirección  $\hat{\mathbf{s}}'$ . Para este caso se asume que no hay fuentes de radiación dentro del medio.

La aproximación escalar de la ecuación de transferencia radiativa (transporte) (RTE) no es exacta cuando el tamaño de las partículas de dispersión es mucho menor que la longitud de onda, pero proporciona resultados aceptables para las partículas comparables o más grandes que la longitud de onda. Existe una amplia literatura sobre la solución numérica de RTE.

La función de fase,  $p(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}')$ , describe las propiedades del esparcimiento del medio; es la función de densidad de probabilidad para el esparcimiento en dirección  $\hat{\mathbf{s}}'$  de un fotón viajando en dirección  $\hat{\mathbf{s}}$ . Esta función describe un solo evento de esparcimiento. Si el esparcimiento es simétrico respecto a la dirección de propagación de la onda incidente, entonces la función de fase depende únicamente del ángulo de esparcimiento  $\theta$  (ángulo entre las direcciones  $\hat{\mathbf{s}}$  y  $\hat{\mathbf{s}}'$ )

$$p(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}') = p(\theta) \quad (2.2)$$

Dada la consideraciones de distribución aleatoria de dispersores en un medio (es decir, la ausencia de correlación espacial en la estructura del medio) conduce a la siguiente normalización

$$\int_0^\pi p(\theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta = 1 \quad (2.3)$$

En la práctica, la función de fase generalmente se aproxima con precisión con la ayuda de la función de Henyey-Greenstein:

$$p(\theta) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos(\theta))^{3/2}} \quad (2.4)$$

donde  $g$  es el parámetro de anisotropía de esparcimiento (el promedio del coseno del ángulo de esparcimiento  $\theta$ )

$$g = \langle \cos(\theta) \rangle = \int_0^\pi p(\theta) \cos(\theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta \quad (2.5)$$

El valor de  $g$  varía en el rango de -1 a 1: donde  $g = 0$  corresponde al esparcimiento de Rayleigh,  $g = 1$  al esparcimiento de Mie en partículas grandes, y  $g = -1$  corresponde al "backward scattering."

La ecuación integro-diferencial Ec. (2.1) es demasiado complicada para ser empleada para el análisis de propagación de la luz en medios esparcidores. Por lo tanto, frecuentemente se simplifica representando la solución en forma de armónicos esféricos. Esta simplificación conduce a un sistema de  $(N + 1)^2$  ecuaciones diferenciales de derivadas parciales conocido como la aproximación  $P_N$ . Este sistema se puede reducir a una sola ecuación diferencial de orden  $(N + 1)$ , donde para el caso de  $N = 1$  se llega a la ecuación de difusión que para un medio isotrópico posee la siguiente forma:

$$(\nabla^2 - \mu_{eff}^2)U(\mathbf{r}) = -Q(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

donde

$$U(\mathbf{r}) = \int_0^{4\pi} I(\mathbf{r}, \hat{s}) d\Omega \quad (2.7)$$

Para términos prácticos,  $U(\mathbf{r})$  es la suma de la radiación sobre todos los ángulos en el punto  $\mathbf{r}$  y se mide en watts por centímetro cuadrado,

$$\mu_{eff} = [3\mu_a(\mu'_s + \mu_a)]^{1/2} \quad (2.8)$$

es el coeficiente de atenuación efectivo o también conocido como el inverso de la longitud de difusión,  $\mu_{eff} = 1/l_d$ , y está en función del coeficiente de absorción  $\mu_a$  y del coeficiente de esparcimiento  $\mu_s$ .

$$Q(\mathbf{r}) = \frac{q(\mathbf{r})}{cD} \quad (2.9)$$

donde  $q(\mathbf{r})$  es la función de la fuente (el número de fotones que entran en una unidad de volumen),

$$D = \frac{1}{3(\mu'_s + \mu_a)} \quad (2.10)$$

Es el coeficiente de difusión de un fotón,  $cm^2/c$ ;

$$\mu'_s = (1 - g)\mu_s \quad (2.11)$$

es el coeficiente de esparcimiento reducido, y  $c$  es la velocidad de la luz en el medio. La distancia de transporte de un fotón en un recorrido libre de esparcimiento dentro del medio (TMFP) se define como:

$$l_{tr} = \frac{1}{\mu_{tr}} = \frac{1}{\mu_a + \mu'_s} \quad (2.12)$$

donde  $\mu_{tr} = \mu_a + \mu'_s$  se denomina como coeficiente de transporte. El TMFP,  $l_{tr}$ , es la distancia final después de varios eventos de esparcimientos ocurridos, mientras que  $\mu_s$  nos indica paso a paso como se va comportando el fotón debido a cada evento de esparcimiento. En la siguiente figura se ilustra el recorrido aleatorio de un fotón en un medio esparcidor. Aquí se definen de manera gráfica el TMFP y el recorrido libre en el medio (MFP),  $l_{ph} = 1/\mu_s$

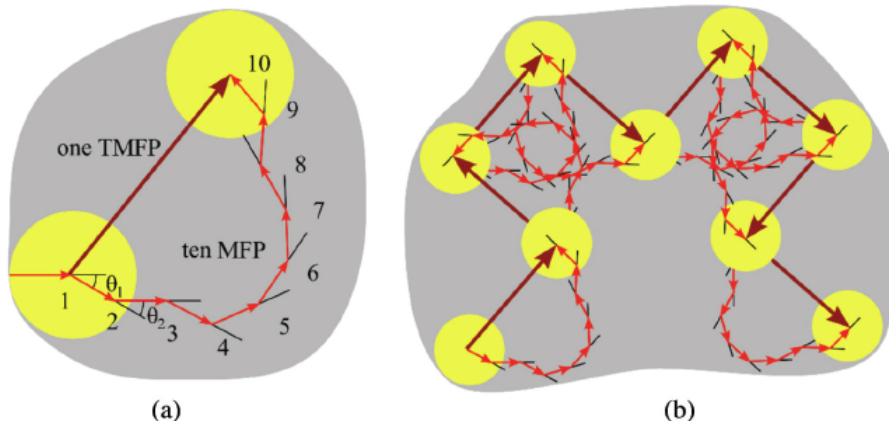


Figure 2.2: Eventos de esparcimiento múltiples. Definición gráfica de  $MFP = 1/\mu_s (\mu_s \gg \mu_a)$   $TMFP = 1/\mu'_s (\mu'_s \gg \mu_a)$  a) Ilustración de fotones en un camino aleatorio con TMFP de tamaño de paso; las partículas esparcidoras se muestran como círculos amarillos, mientras que flechas pequeñas muestran las direcciones de migración de fotones entre cada interacción consecutiva de esparcimiento y flechas grandes muestran la dirección de la migración de fotones eficaz como un resultado de múltiples eventos de esparcimiento. b) Caso para una función de fase con mayor anisotropía (el factor  $g$  es mayor)

### 2.1.1 Técnica de Monte Carlo para el transporte de fotones en medios esparcidores

El transporte de fotones en medios esparcidores puede ser modelado a través del método numérico Monte Carlo. La trayectoria de un solo fotón se modela como un camino aleatorio [32], donde la dirección de cada paso depende del paso anterior. Las migraciones al azar de fotones dentro de una muestra se pueden rastrear desde su entrada hasta que son absorbidos o logran salir del medio. Algoritmos conocidos permiten caracterizar solamente unas cuantas capas de tejido con diferentes propiedades ópticas, junto con el tamaño del haz incidente y la reflexión de la luz en las interfases. Ejemplos típicos de tejidos de múltiples capas son la piel, vasculares, vejiga urinaria, y las paredes uterinas.

A pesar de su alta precisión y aplicabilidad universal, el método tiene un inconveniente importante, debido a la naturaleza estadística del modelo, consume mucho tiempo de cálculo

para rastrear un gran número de fotones para así lograr una varianza aceptable. Las simulaciones de Monte Carlo son especialmente costosas computacionalmente cuando el coeficiente de absorción es mucho menor que el coeficiente de esparcimiento del medio, en el que los fotones se pueden propagar a través de una larga distancia antes de ser absorbido.

Dependiendo del problema a resolver, la técnica de MC se utiliza para simular ya sea la reflectancia difusa o transmitancia para una longitud de onda. Al principio de este método se lanza un paquete de fotones de forma perpendicular al medio con un peso inicial igual a 1. El tamaño del paso para la simulación viene dado por la siguiente expresión

$$l = -\frac{\ln(\xi)}{\mu_a + \mu_s} \quad (2.13)$$

donde  $\xi$  es una distribución aleatoria entre 0 y 1. Debido a la absorción del sistema, el paquete de fotones pierde un poco de su peso inicial al final del paso. La cantidad de peso perdido es el valor de peso inicial multiplicada por  $(1 - \Lambda)$ , donde  $\Lambda$  se denomina albedo, y es la probabilidad de que un fotón sobreviva en un elemento pequeño de volumen, viene dado por  $\Lambda = \mu_s/\mu_a$ . El fotón sobreviviente a dicho paso se esparce con su peso restante. Una nueva dirección del fotón esparcido se determina estadísticamente mediante la función de fase Ec.(2.2). Un nuevo tamaño de paso se calcula mediante Ec.(2.13) y el proceso se repite. Si el fotón intenta dejar el medio, la probabilidad de una reflexión interna se calcula utilizando la ecuación de Fresnel. Cuando el peso de fotón sea menor que un umbral predeterminado (por lo general  $10^{-4}$ ), una forma de ruleta rusa se utiliza para determinar si el fotón debe ser terminado o si se propaga más con un aumento de peso. Si el fotón cruza la frontera hacia el medio ambiente, el peso del fotón contribuye a la reflectancia difusa o transmitancia. Si se produce una reflexión, entonces el fotón se refleja la distancia apropiada de nuevo al medio esparcidor y la migración continúa.



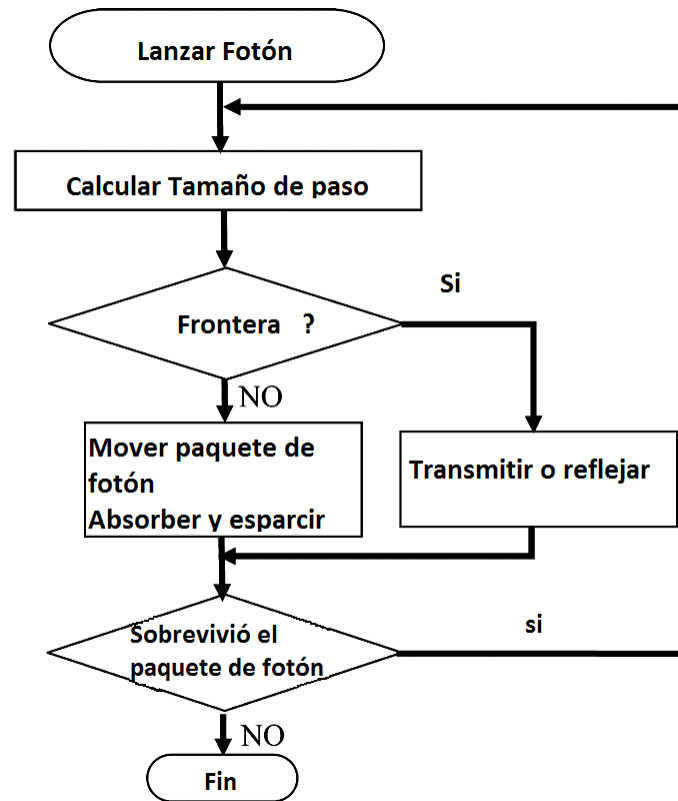


Figure 2.3: diagrama de flujo de los procesos realizados para la transición de un paquete de fotones en un medio esparcidor.

Generalmente se utilizan múltiples paquetes de fotones para obtener resultados estadísticamente significativos; En la actualidad, se utilizan por lo general 1-100 millones de paquetes de fotones. Por ejemplo, el código 3D MC, diseñado para la migración de fotones a través de medios heterogéneos complejos, permite obtener una relación señal-ruido superior a 100 para distancias de hasta 30 mm mediante el uso de un detector de  $1 \text{ mm}^2$  con  $10^8$  fotones propagados durante 5-10 horas de computo en un equipo de 1 Ghz CPU [33].

La ecuación RTE y su aproximación al régimen de difusión modelan el comportamiento de los fotones en medios esparcidores. Lamentablemente, la RTE no posee soluciones analíticas y se debe hacer uso de métodos numéricos, como ya mencionado el método de Monte Carlo para su solución, mientras que la ecuación de difusión solo posee soluciones analíticas para geometrías

básicas. Por este motivo, en este trabajo de tesis se aborda el problema de propagación de luz en este tipo de medios mediante el uso de Óptica adaptativa, es decir, con ayuda de moduladores de fase trataremos de crear un frente de onda segmentado de tal forma que compense el efecto de difusión de la luz introducido por nuestro medio.

## 2.2 Modulador Espacial de Luz(SLM)

Un modulador espacial de luz (SLM) es un elemento clave para el control de luz en dos dimensiones, estos dispositivos consisten de un arreglo bi-dimensional de pixeles  $M \times N$  que pueden ser controlados de manera electrónica. Los moduladores más comunes son los moduladores de pantallas de cristal líquido (LCD) y los moduladores MEMs (Micro Electro-Mechanical System). Para este trabajo es de particular interés los moduladores que se basan en pantallas de cristal líquido.

El cristal líquido (CL) es un estado de la materia intermedia entre el sólido cristalino y el líquido amorfo, esto puede ser visto como un líquido en el cual existe un arreglo ordenado de moléculas anisótropas [54]. debido a que sus propiedad ópticas macroscópicas dependen de la dirección de propagación de un campo óptico incidente. En general, las moléculas tienen forma muy alargada (como varilla) o forma plana (como disco). Los CLs se clasifican de acuerdo al arreglo geométrico que tienen sus moléculas en nemáticos, esméticos y colestéricos [55].

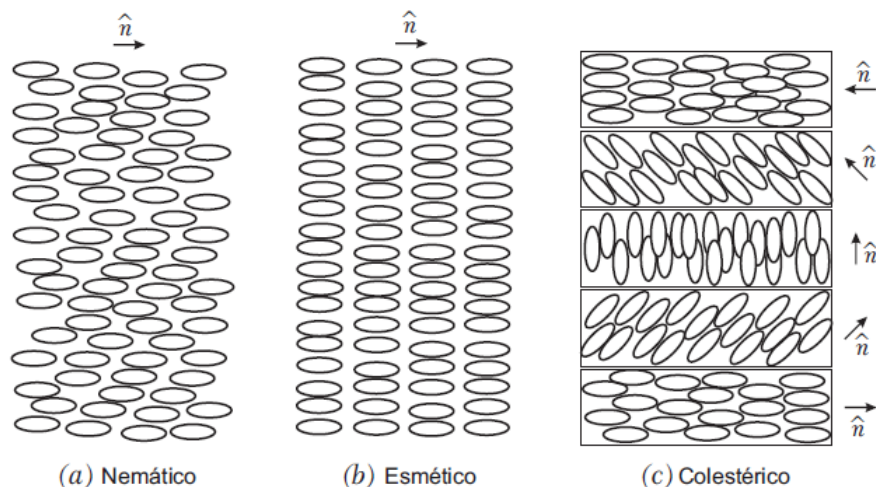


Figure 2.4: Estructura molecular de los cristales líquidos.

**Cristales Nemáticos:** Son moléculas en forma de "vara", se caracterizan por no tener un orden posicional, y tienden a alinearse automáticamente unas paralelas a otras para tener un orden direccional, el cual está definido por un vector unitario denominado el director  $n(r)$ . El director puede ser reorientado al aplicar un campo eléctrico externo.

**Cristales Esméticos:** En esta fase las moléculas de cristal líquido mantienen un orden de orientación como los nemáticos, así como una tendencia de alinearse en capas o planos. Este tipo de cristales no muestran el grado de orden traslacional, el movimiento se restringe al interior de estos planos, y se observa que los planos separados fluyen uno detrás del otro. En este caso el vector director es perpendicular al plano de las capas [56].

**Cristales Colestéricos:** Las moléculas forman capas parecidas a las de la fase esmética, pero con la diferencia que las moléculas de las capas vecinas se disponen con ángulos distintos a la capa anterior, dando al cristal líquido una disposición helicoidal.

En particular el tipo de cristal líquido más usado en la industria y en el laboratorio es el tipo nemático (N-CL), por lo que ahora en adelante se hará referencia a esta clase de cristales

solamente. Las propiedades ópticas de los CLs para modular fase de la luz viene dada por su anisotropía.

### 2.2.1 Índice de Refracción de N-CL

El cristal líquido nemático es un cristal uniaxial birrefringente. La birrefringencia puede describirse asignando dos índices de refracción diferentes al material para las distintas polarizaciones. El índice de refracción ordinario  $n_o$  es para luz con campo eléctrico polarizado de manera perpendicular al vector director del cristal líquido, y el índice de refracción extraordinario  $n_e$  es para luz con un estado de polarización paralela al director. La birrefringencia (anisotropía óptica) es definida de la siguiente manera

$$\Delta n = n_e - n_o \quad (2.14)$$

Si  $n_o < n_e$  entonces el CL se dice que es birrefringente positivo, mientras que si  $n_e < n_o$  entonces se dice que es birrefringente negativo. En la teoría clásica, el índice de refracción macroscópica está relacionada con la polarizabilidad molecular a frecuencias ópticas. La existencia de la anisotropía óptica se debe principalmente a la estructura molecular anisótropa. La mayoría de los CLs con moléculas en forma de vara, presentan birrefringencia positiva en el rango de 0.05 a 0.7.

## 2.2.2 Propagación Electromagnética en un medio

### Anisótropo

Todo fundamento electromagnético viene descrito por las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

donde  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  son los vectores de campo eléctrico y magnético respectivamente. Estos campos describen la propagación de ondas en un medio. Las cantidades vectoriales  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{B}$  son el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética, estas cantidades son introducidas para ver la propagación electromagnética en la materia. Las cantidades  $\rho$  y  $\mathbf{J}$  es la densidad de carga eléctrica y la densidad de corriente, respectivamente, son consideradas como las fuentes de  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$ ; en esta sección consideraremos medios libres de cargas y corrientes por lo que  $\rho = 0$  y  $\mathbf{J} = 0$ .

En medios anisótropos como CL, calcita, cuarzo, etc., el vector de desplazamiento eléctrico y el vector de campo eléctrico se relacionan por la siguiente expresión

$$\mathbf{D} = \epsilon_o \overleftrightarrow{\epsilon} \cdot \mathbf{E} \tag{2.16}$$

donde  $\epsilon_o$  es la permitividad eléctrica en el vacío y  $\overleftrightarrow{\epsilon}$  es el tensor de la permitividad del material, este tensor describe las propiedades ópticas del medio tal como, la velocidad de luz en el medio; para medios anisótropos las variaciones de fase en el espacio dependen de la dirección del campo eléctrico respecto a los ejes ópticos del medio. Si el medio es no absorbente, entonces el tensor es real y simétrico ( $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$ ). Lo anterior implica que los elementos dependerán de los ejes coordenados que se escojan. Por la simetría natural de un cristal, es posible encontrar ejes ortogonales de tal forma que solo la diagonal principal del tensor dieléctrico sea distinto

de cero. Si el marco de referencia es  $xyz$ , entonces el tensor adopta la siguiente forma.

$$\overleftrightarrow{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Para el análisis de propagación de onda en este tipo de medios debemos desacoplar el campo eléctrico del magnético de las ecuaciones de Maxwell, para esto en la tercera ecuación del grupo de ecs.(2.15), aplicamos el operador rotacional.

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial (\nabla \times \mathbf{B})}{\partial t} \quad (2.18)$$

Aplicando la identidad vectorial  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$  y sustituyendo la última ecuación de las ecuaciones de Maxwell tenemos que:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = -\mu_0 \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.19)$$

La expresión anterior tiene la forma de ecuación de onda, con el término extra  $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$ . Hay que destacar que en estos medios anisótropos por la primera ley de Maxwell,  $\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot (\epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon} \cdot \mathbf{E}) = 0$ , indica que  $\mathbf{D}$  es perpendicular a la dirección de propagación, mientras que  $\mathbf{E}$  no lo es. Para un medio isótropo  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{E}$  son paralelos y por lo tanto la expresión anterior se transforma en la ecuación de onda libre de cargas y corrientes.

Para el estudio de propagación de ondas a lo largo de cualquier dirección en un medio, suponemos que el campo eléctrico es de la forma de una onda plana monocromática

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.20)$$

donde  $\mathbf{k}$  es el vector de onda y se define de la siguiente manera

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n \hat{s} = k_0 n (s_x \hat{x} + s_y \hat{y} + s_z \hat{z}) = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$$

$k_0$  es el número de onda en el vacío,  $n$  es el índice de refracción el cual depende de la dirección de oscilación del campo eléctrico y de la propagación, y  $\hat{s}$  es un vector unitario que indica la dirección de propagación de la onda electromagnética.

Sustituyendo el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  en la ecuación de onda, ec. (2.19), llegamos a

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E})\mathbf{k} - k^2 \mathbf{E} = -\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \overleftarrow{\epsilon} \cdot \mathbf{E} = -k_0^2 \overleftarrow{\epsilon} \cdot \mathbf{E} \quad (2.21)$$

Desarrollando las operaciones de la Ec.(2.21) y sustituyendo el tensor dieléctrico, ec. (2.17) tenemos

$$\begin{pmatrix} k_0^2 \epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & k_0^2 \epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & k_0^2 \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.22)$$

Para que el sistema tenga solución no trivial, el determinante de la matrix de la ecuación (2.22) debe ser cero

$$\det = \begin{vmatrix} k_0^2 \epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & k_0^2 \epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & k_0^2 \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.23)$$

Después de realizar el álgebra necesaria tenemos la siguiente expresion:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{s_x^2}{(n^2 - n_x^2)} + \frac{s_y^2}{(n^2 - n_y^2)} + \frac{s_z^2}{(n^2 - n_z^2)} \quad (2.24)$$

donde  $n_x = \epsilon_x$ ,  $n_y = \epsilon_y$  y  $n_z = \epsilon_z$ . Esta ecuación describe el índice de refracción para cualquier medio anisótropo. Para el caso particular de los CLs estos son cristales uniaxiales,

esto implica que  $n_x = n_y = n_o$ ,  $n_z = n_e$  y  $n_o \neq n_e$ . Finalmente la ec.(2.24) toma la siguiente forma

$$\begin{aligned} \frac{1}{n^2} &= \frac{s_x^2}{(n^2 - n_o^2)} + \frac{s_y^2}{(n^2 - n_o^2)} + \frac{s_z^2}{(n^2 - n_e^2)} \\ &= \frac{s_x^2 + s_y^2}{(n^2 - n_o^2)} + \frac{s_z^2}{(n^2 - n_e^2)} \end{aligned} \quad (2.25)$$

El eje óptico viene definido por  $n_e$ , y este eje óptico a su vez define el vector unitario de dirección de propagación, por lo que  $\hat{s}$  toma la siguiente forma

$$\hat{s} = s_x \hat{x} + s_y \hat{y} + s_z \hat{z} = \sin \theta \cos \phi \hat{x} + \sin \theta \sin \phi \hat{y} + \cos \theta \hat{z} \quad (2.26)$$

Aquí  $\theta$  es el ángulo entre el eje óptico y la dirección de propagación, mientras que  $\phi$  es el ángulo de la proyección del vector  $\hat{s}$  en el plano  $xy$  respecto al eje  $x$ . Sustituyendo el valor de este vector en la ecuación (2.25) tenemos que

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \theta \sin^2 \phi}{(n^2 - n_o^2)} + \frac{\cos^2 \theta}{(n^2 - n_e^2)} = \frac{\sin^2 \theta}{(n^2 - n_o^2)} + \frac{\cos^2 \theta}{(n^2 - n_e^2)} \quad (2.27)$$

Resolviendo para  $n$  tenemos

$$n(\theta) = \frac{n_e n_o}{[n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.28)$$

En la Ec.(2.28) se observa que el índice de refracción de una onda extraordinaria varía de  $n(\theta = 0) = n_o$  a  $n(\theta = \pi/2) = n_e$ . Mientras que para una onda ordinaria el índice de refracción siempre vendrá dada por  $n_o$ .



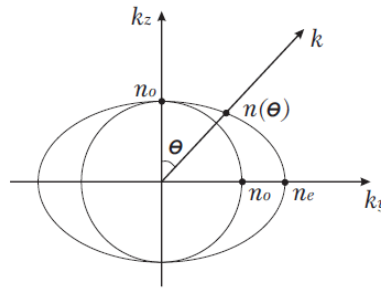


Figure 2.5: Intersección de la superficie normal con el plano  $(k_y, k_z)$ . Se observa la variación de índice de refracción  $n(\theta)$  de la onda extraordinaria.

### 2.2.3 Efectos de campo eléctrico en CLs

Una de las principales razones, si no es la única razón, que los cristales líquidos son de gran importancia en pantalla es por su respuesta ante campos eléctricos externos. La dirección de las moléculas puede ser fácilmente cambiado por campos eléctricos producidos por unos pocos volts a través de las celdas de cristal líquido. Cuando los cristales líquidos se reorientan, sus propiedades ópticas cambian dramáticamente debido a su gran birefringencia.

La diferencia de potencial entre los electrodos de una celda de CL genera un campo eléctrico a través de la capa de CL, este campo induce un dipolo eléctrico en las moléculas haciendo que roten de tal forma que tratarán de alinearse en dirección al campo eléctrico. El grado de rotación depende de la magnitud del campo eléctrico generado en el material.

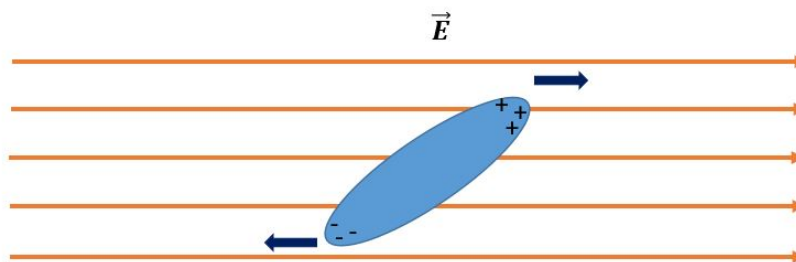


Figure 2.6: Efecto del campo eléctrico sobre el dipolo eléctrico formado en una molécula de CL.

El comportamiento de esta rotación bajo un campo eléctrico está definido por la siguiente expresión

$$\theta = \begin{cases} 0 & \text{si } V \leq V_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \tan^{-1} e \frac{V - V_c}{V_o} & \text{si } V > V_c \end{cases} \quad (2.29)$$

$V$  es el Voltaje aplicado a la celda de CL,  $V_c$  es el voltaje de umbral el cual indica el límite en el que las moléculas empezarán a girar, y  $V_o$  es un valor constante. Cuando el campo eléctrico es removido, las moléculas tenderán a volver a su posición original de reposo.

Supongamos un haz de luz polarizado con componente ordinaria y extraordinaria, como se muestra en la figura 2.7. El haz incide en un cristal uniaxial y se propaga una distancia  $d$  en el material. Acorde con la Ec. (2.28), el índice de refracción para la componente ordinaria es  $n = n_o$  y para la componente extraordinaria es

$$n_e(\theta) = \frac{n_e n_o}{[n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.30)$$

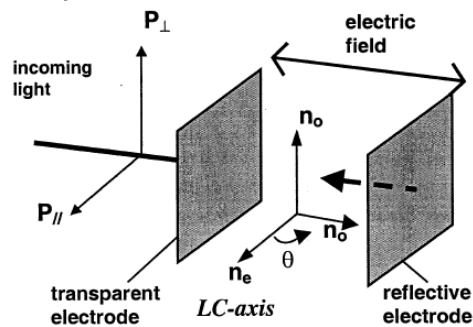


Figure 2.7: Esquemático de la orientación del CL y el eje óptico(director) para un haz de luz con componente extraordinaria ( $P_{\perp}$ ) y componente ordinaria ( $P_{\parallel}$ ). Al aplicar un campo eléctrico externo , el eje óptico rota un cierto ángulo  $\theta$  .

El haz sufre una diferencia de fase dada por

$$\Gamma = k\Delta nd = k(n_e(\theta) - n_o)d \quad (2.31)$$

Para LCDs de fase fabricadas con N-LC donde las moléculas se encuentran alineadas de manera paralela. La polarización del haz que incide en la LCD debe ser paralela a la dirección del eje director de las moléculas. Es decir, la onda que incide en la LCD es una onda extraordinaria y es modulada en fase de acuerdo a la expresión de la Ec. (2.30).

## 2.3 Algoritmo de enfocamiento

En este apartado hablaremos detalladamente sobre los algoritmos de enfocamiento de luz en medios esparcidos. El medio esparcidor ocasiona que la luz sea difusa, esto implica que el frente de onda esté aberrado y forme un patrón de motas brillantes después del medio. Los algoritmos aquí estudiados se basan en el control de propagación a través de estos medios mediante una técnica denominada "wave shaping". Esta técnica construye un frente de onda, de tal forma, que invierta el proceso de difusión que experimenta la luz en este tipo de medios esparcidos. Para la construcción de este frente de onda óptimo se utiliza un modulador espacial de luz (SLM), que consiste en un arreglo bi-dimensional de píxeles y a cada píxel se le puede introducir un valor de fase entre 0 y  $2\pi$ . Cuando un haz de luz ilumina el modulador, cada píxel cambiará la fase del haz con su respectivo valor de fase y la luz resultante estará conformada por las contribuciones individuales de cada uno de los píxeles del modulador. Estos segmentos de frente de onda llegan a la muestra esparcidora invirtiendo el proceso de difusión con el objetivo de formar una mancha brillante a través de este. [45].

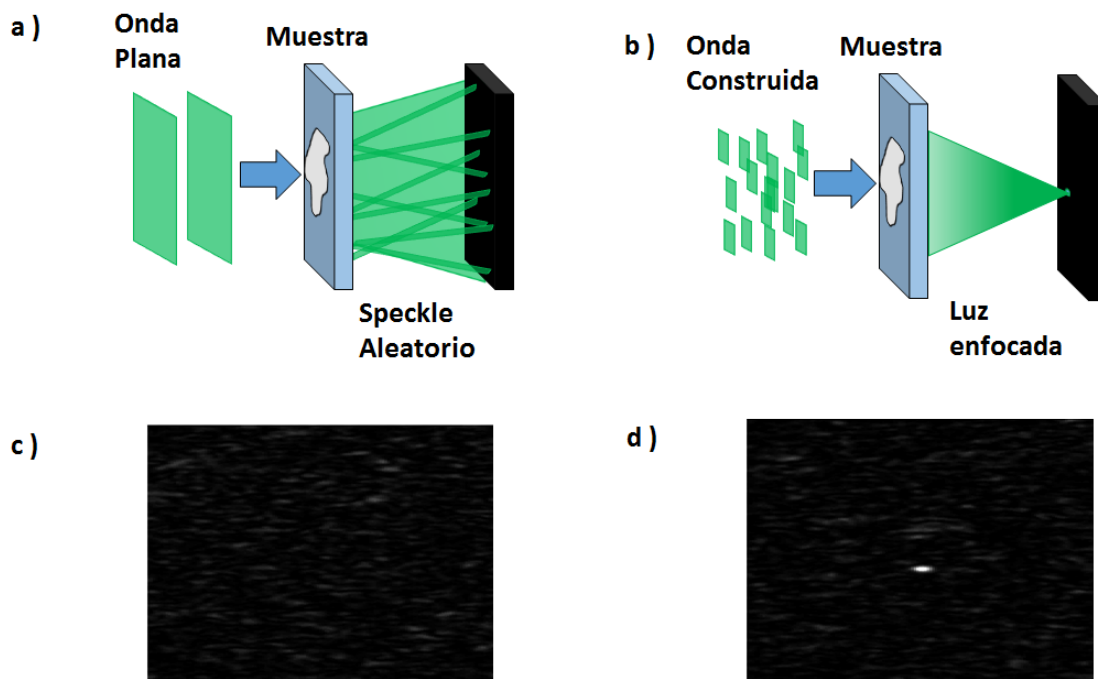


Figure 2.8: Principio de inversión de difusión para un medio esparcidor a) Cuando la muestra es iluminada con un frente de onda plana el esparcimiento genera un frente aberrado después de la muestra. b) Cuando el mismo objeto se ilumina con un frente de onda construido usando un modulador de fase, la luz transmitida forma una mancha brillante. c) Resultado experimental del patrón de speckle a través de una cinta Scotch 3M de  $100\mu m$  de ancho cuando iluminamos con una onda plana. d) Patrón de intensidad para la misma muestra con el frente de onda construido.

Un sistema de control se encarga de poner la fase para cada uno de los pixeles del SLM con un valor entre  $0$  y  $2\pi$ . El algoritmo de optimización programa la fase del modulador de acuerdo a la señal recibida por parte del detector. El criterio de optimización de un pixel arbitrario se basa en la evaluación de la intensidad para diferentes valores de fase (niveles de gris) de modo que el óptimo sea aquel que proporcione la máxima intensidad en la región de interés sobre el detector. La modulación de fase se puede hacer pixel por pixel o agrupar varios pixeles al mismo tiempo, que denominaremos como segmentos, y ponerle la misma fase a ese grupo de pixeles. Para el objetivo de este trabajo el control del modulador se realiza en la región central de este, pues es la zona donde el modulador es iluminado homogéneamente, la

zona central consta de  $256 \times 256$  píxeles que estos a su vez se pueden dividir en 1, 4, 16, 64, ... de segmentos de igual tamaño. Para el control de estos segmentos del modulador existen los siguientes algoritmos de optimización: algoritmo paso a paso, el algoritmo secuencial continuo y el algoritmo aleatorio [46].

Cada uno de los algoritmos tiene sus ventajas y desventajas. Para cada algoritmo cuando hayamos obtenido la fase óptima, el frente de onda óptimo no será suave. Dado que la muestra revuelve completamente el frente de onda incidente, haciendo que todos los segmentos del frente de onda sean esparcidos de manera independiente.

### 2.3.1 Algoritmo de optimización paso a paso

El algoritmo paso a paso es un algoritmo secuencial, se basa en el hecho que el campo registrado en el detector es una superposición lineal de las contribuciones individuales de cada uno de los segmentos. El frente de onda óptimo puede ser construido al optimizar cada uno de estos segmentos. Cuando la optimización comienza todos los segmentos están al mismo valor de fase de 0, el sistema de control hace un barrido de fase de 0 a  $2\pi$  en  $k$  iteraciones para cada uno de estos  $N$  segmentos, y por cada iteración de fase el detector monitorea la intensidad. Finalmente se almacena el valor de fase en la cual se haya encontrado un máximo de intensidad para las  $k$  repeticiones. Una vez terminado el ciclo para dicho segmento y se haya guardado el valor de fase óptimo, se vuelve introducir la fase original para ese segmento en particular y se procede al siguiente segmento, y así sucesivamente hasta completar toda la región de modulación. Cuando se tiene el valor óptimo de fase para cada uno de los segmentos la imagen que había sido guardada hasta la última iteración es desplegada en el SLM modificando todos los segmentos a la vez colocando en vez del valor inicial de fase el valor óptimo que permita enfocar la luz en la región de interés.

### 2.3.2 Algoritmo de Optimización aleatorio

Este algoritmo selecciona del total de los segmentos a modular la mitad de ellos de forma aleatoria para cambiarle la fase. Una vez escogidos estos segmentos se cambia la fase de  $0$  a  $2\pi$  a todos ellos se forma simultanea, por cada iteración de fase se registra la intensidad, y finalmente se introduce el valor de fase óptimo a cada segmento de esta distribución que de como resultado la máyor cantidad de intensidad registrada por el detector. El proceso se repite, se vuelven a escoger la mitad de todos los segmentos, aún inclusive los que ya se habían modulado, y se realiza el barrido de fase para la nueva distribución de segmentos. El proceso continua indefinidamente hasta completar todos los segmentos del modulador. La ventaja de este algoritmo es que muchos segmentos del modulador son cambiados simultáneamente, lo que origina un incremento rápido de la intensidad inicial.

### 2.3.3 Algoritmo secuencial continuo

Este algoritmo tiene el mismo funcionamiento que el algoritmo paso a paso, la única diferencia es que aquí el segmento modulado se queda con la fase óptima al final de todos los cambios de fase para dicho segmento. Este algoritmo fue el implementado en este trabajo de tesis y en este apartado nos enfocaremos sobre su funcionamiento a mejor detalle.

En la sección pasada hablamos que el SLM puede ser dividido en segmentos que agrupan varios pixeles. En este algoritmo primero se define el número de segmentos que se van a modular, para este caso la región central del modulador es de  $256 \times 256$  *pixeles*. Dependiendo del número de segmentos que utilicemos es la forma que vamos a subdividir esta zona central como se muestra en la tabla siguiente.

Segmentos	Sub-matriz de segmentos	Pixeles por segmento
4	2 x 2	128 x 128 Pixeles
16	4 x 4	64 x 64 Pixeles
64	8 x 8	32 x 32 Pixeles
256	16 x 16	16 x 16 Pixeles
1024	32 x 32	8 x 8 Pixeles
4096	64 x 64	4 x 4 Pixeles
16384	128 x 128	2 x 2 Pixeles
Matriz original	256 x 256	1 x 1 Pixeles

Table 2.1: Subdivisión del SLM para distintos casos de segmentos

Una vez escogido el número de segmentos a modular el algoritmo secuencial consiste en controlar los bloques uno a uno de manera consecutiva. Al inicio todos los segmentos tienen el mismo valor de fase con un valor de 0. Cuando empieza la optimización del algoritmo se escoge el primer bloque o segmento del modulador y se modifica el valor de fase como se muestra en la figura 2.9.

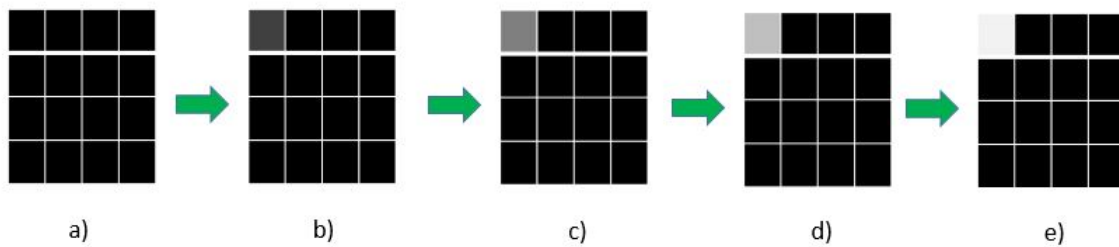


Figure 2.9: Cambio de nivel de gris del primer píxel del modulador. a) Nivel de Gris = 0. b) Nivel de Gris = 50 c) Nivel de Gris = 125 d) Nivel de Gris = 175. e) Nivel de Gris = 225

Para cada cambio de fase se toma una foto con ayuda del detector y se guarda el nivel de

gris en la región de interés. Una vez realizados los  $m$  cambios de fases para un solo segmento, se comparan todos los niveles de gris y se escoge el  $m - \text{esimo}$  valor que proporcione el nivel de gris más alto en dicha región de interés. El valor de fase correspondiente a este máximo valor de gris se pone en dicho segmento y se procede entonces al segmento adyacente para empezar nuevamente la optimización (Figura 2.10). Así sucesivamente hasta completar todos los segmentos para obtener una distribución de fase óptima, figura 2.12, y es entonces cuando tendremos nuestro frente de onda óptimo.

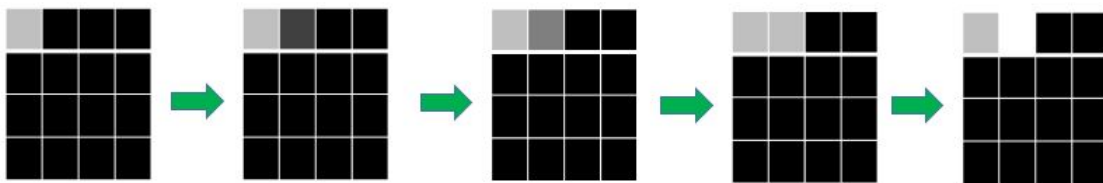


Figure 2.10: Cambio de nivel de gris del segundo pixel del modulador. a) Nivel de Gris = 0. b) Nivel de Gris = 50 c) Nivel de Gris = 125 d) Nivel de Gris = 175. e) Nivel de Gris = 225

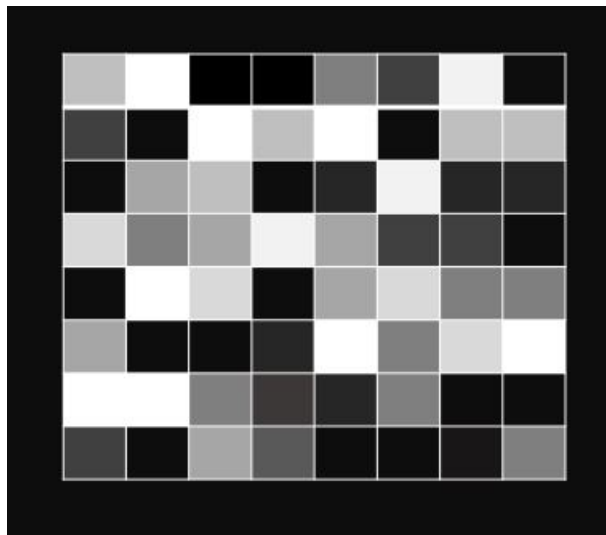


Figure 2.11: Ejemplo de fase óptima desplegada en el modulador para 64 segmentos.

En este trabajo de tesis  $m = 10$  que se traduce a 11 cambios de fases, tomando valores de 0 a 250 en pasos de 25, estos valores son valores digitales de 8 - bits que el modulador recibe y



los traduce a un cambio de fase equivalente de 0 a  $2\pi$ , el funcionamiento del modulador SLM se verá en el siguiente capítulo. Finalmente para recapitular enseguida se mostrará el diagrama de flujo del algoritmo secuencial continuo.

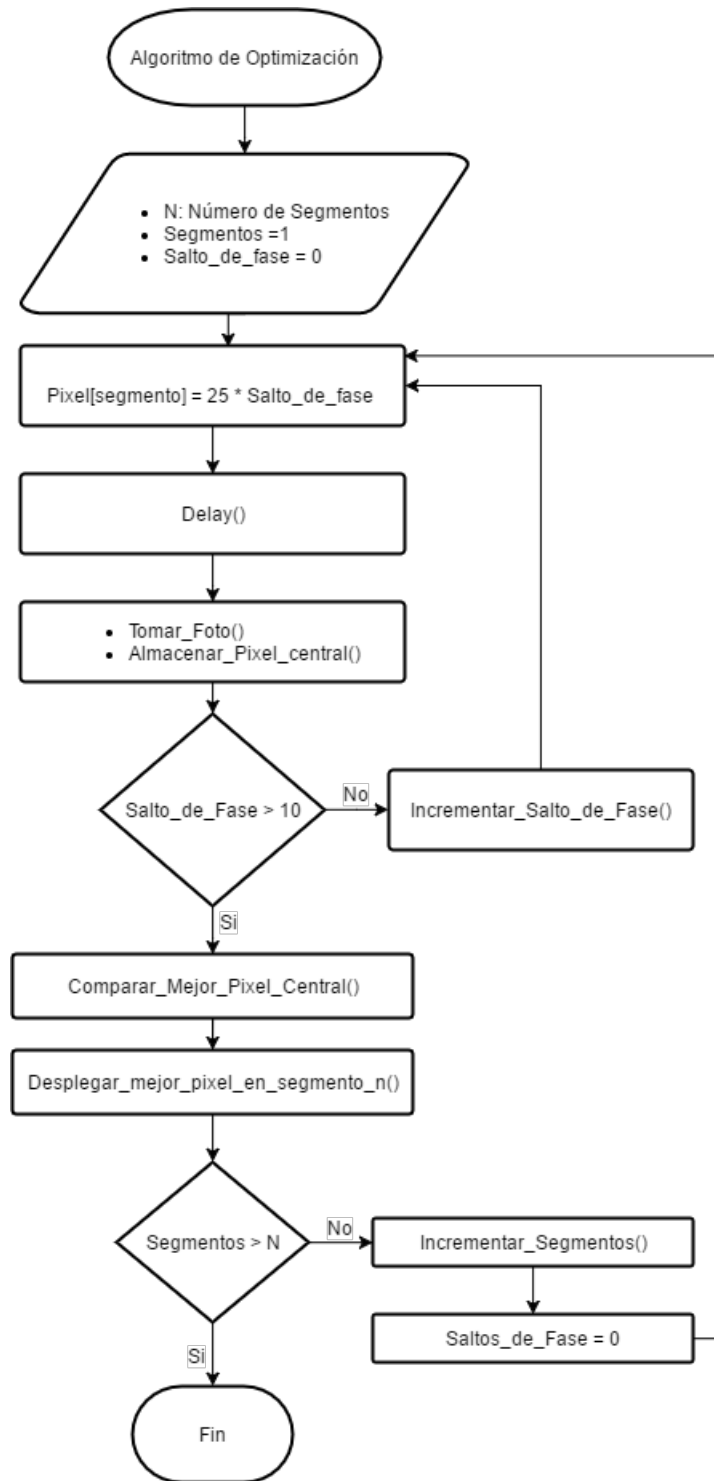


Figure 2.12: Diagrama de flujo de los procesos del algoritmo secuencial continuo.

### 2.3.4 Campo Optimizado

La cantidad de control que tenemos sobre la propagación de luz en medios esparcidores es cuantificada por el factor de mejora  $\eta$ , el cual se define de la siguiente manera

$$\eta = \frac{\langle I_{max} \rangle}{\langle I_0 \rangle} \quad (2.32)$$

donde  $\langle I_{max} \rangle$  es la intensidad promedio después de la optimización y  $\langle I_0 \rangle$  es la intensidad promedio inicial registrada antes de realizar la optimización. Idealmente el factor de mejora es proporcional al número de segmentos utilizados, lo que significa que mientras más segmentos contribuyan en la construcción del frente de onda incidente, mayor será la concentración de luz en la formación de la mancha brillante de la región de interés.

En este apartado desarrollamos el formalismo que viene de la sintetización del campo incidente para el enfocamiento a través de medios esparcidores. Analizamos el rendimiento del algoritmo con modelos analíticos, para este caso describimos el esparcimiento de la muestra con la matriz de transmisión  $t_{mn}$ . Esta matriz acopla los campos incidentes del haz de luz  $E_{in} = (E_1, E_1, \dots, E_N)$  y la luz transmitida a través del medio.

$$\begin{aligned} E_m &= \sum_{n=1}^N t_{mn} E_n \\ &= \sum_{n=1}^N t_{mn} A_n e^{i\phi_n} \end{aligned} \quad (2.33)$$

donde  $\phi_n$  es la fase del  $n$  - *esimo* segmento del modulador de fase. Asumiendo que el modulador es iluminado homogéneamente, todos los elementos del campo entrante llevan la misma intensidad, escribimos la amplitud del campo  $A_n = 1/\sqrt{N}$  para normalizar la intensidad del haz de luz de entrada. Cada uno de los elementos del campo  $E_1, E_2, \dots$  corresponden a un solo canal de esparcimiento de la luz transmitida, en nuestro caso estamos interesados en enfocar

la luz en un solo punto, así que, solamente necesitamos considerar un solo canal de transmisión,  $E_m$ . La intensidad del canal  $m$  viene dada por la siguiente expresión.

$$|E_m|^2 = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=1}^N t_{mn} e^{i\phi_n} \right|^2 \quad (2.34)$$

La intensidad inicial promedio dependerá de la fase de cada uno de los segmentos de fase del modulador espacial de luz representados por  $\phi_n = 0$ , al inicio todos los segmentos se encuentran con un valor de fase a cero, y por lo tanto la intensidad inicial está dada por:

$$I_0 = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=1}^N t_{mn} \right|^2 \quad (2.35)$$

Para el caso de la optimización tendremos que la intensidad  $|E_m|^2$  tendrá su valor máximo cuando la fase de cada segmento del modulador compense los desfases introducidos por la muestra, es decir,  $\phi_n = -\arg(t_{mn})$ . Entonces la intensidad máxima queda de la siguiente forma.

$$I_{max} = \frac{1}{N} \left( \sum_{n=1}^N |t_{mn}| \right)^2 \quad (2.36)$$

Realizando el algebra necesaria

$$I_{max} = \frac{1}{N} \left( \sum_{n=1}^N |t_{mn}| \right)^2 \quad (2.37)$$

$$I_{max} = \frac{1}{N} \left( \sum_{n=1}^N |t_{mn}| \right) \left( \sum_{k=1}^N |t_{mk}| \right) \quad (2.38)$$

$$I_{max} = \frac{1}{N} \left( \sum_{n=1}^N |t_{mn}| \right) \left( \sum_{k=n}^N |t_{mk}| + \sum_{k \neq n}^N |t_{mk}| \right) \quad (2.39)$$

$$I_{max} = \frac{1}{N} \left( \sum_{n=1}^N \sum_{k=n}^N |t_{mn}| |t_{mk}| + \sum_{n=1}^N \sum_{k \neq n}^N |t_{mn}| |t_{mk}| \right) \quad (2.40)$$

La intensidad máxima que se puede conseguir depende del número de segmentos que se estén utilizando para describir el frente de onda incidente. Para un medio desordenado los elementos  $t_{mn}$  son estadísticamente independientes y obedecen una distribución circular gaussiana [47–49], por lo que la intensidad promedio después de la optimización será

$$\langle I_{max} \rangle = \langle I_0 \rangle \left[ (N - 1) \frac{\pi}{4} + 1 \right] \quad (2.41)$$

Finalmente el factor de mejora vendrá dado por:

$$\eta = \frac{\langle I_{max} \rangle}{\langle I_0 \rangle} = (N - 1) \frac{\pi}{4} + 1 \quad (2.42)$$

Este factor de mejora nos indica que mientras más segmentos utilicemos en la modulación esto implica que la modulación será más fina y obtendremos mejores valores de intensidad en la región de interés. El análisis de modulación con distintos número de segmentos se verá en la sección de resultados.

# Capítulo 3

## Equipo Experimental

En este capítulo se describe el arreglo experimental para la implementación del algoritmo de enfocamiento de luz, se explica cada componente tanto óptico como electrónico y el trabajo que realiza dicho componente. En términos muy generales, el arreglo experimental básico para lograr el enfocamiento de luz a través de un medio esparcidor consta de lo siguiente:

- Una fuente de luz coherente, láser verde( $532nm$ ) para nuestro caso.
- Un modulador de fase.
- El medio esparcidor.
- Detector.
- Finalmente un sistema de control, que en este caso es el FPGA.

El diagrama general del sistema se muestra en la figura 3.1. El modulador de fase cambia la fase del frente de onda que incide y la refleja hacia la muestra. El detector recibe la luz esparcida por este medio y le manda la información al sistema de control. El sistema de control ejecuta el algoritmo adecuado y le da retroalimentación al modulador de fase, para así poder brindar el frente de onda óptimo y lograr enfocar el haz en este medio esparcidor.

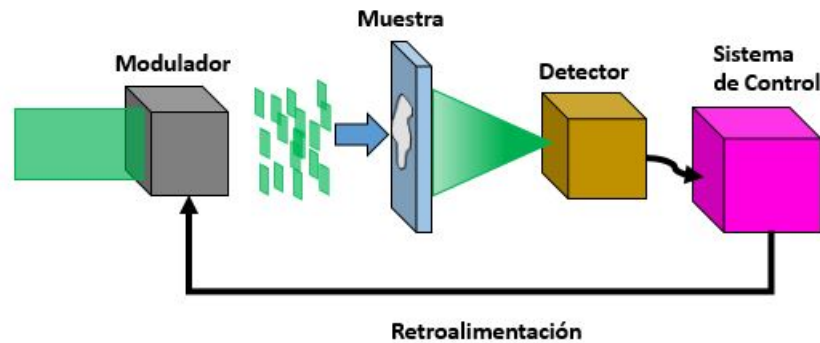


Figure 3.1: Diagrama de bloques del experimento. El modulador genera un frente de onda segmentado. Este frente de onda llega a la muestra, la cual la esparce. El detector define el área de trabajo para la optimización y da retro alimentación al control y por último el sistema de control analiza la señal y reprograma el modulador de fase.

### 3.1 Modulador Espacial de Luz(SLM)

En este trabajo se utiliza un modulador espacial de luz de la compañía "Hamamatsu", modelo X10468-04, el cual hace uso de la tecnología de cristales líquidos LCOS(Liquid Crystal on Silicon). La tecnología LCOS utiliza una estructura en forma de sandwich como se ve en la figura 3.2. La última capa es una capa de sustrato de silicio, sobre esta se inserta un circuito matricial de tecnología CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor), cuya función es servir como electrodos reflejantes y aplicar un voltaje de control sobre las moléculas de CL en cada pixel. En el otro extremo de la estructura se encuentra otra capa de electrodos semi transparentes, hechos de ITO) que permitan el paso de la luz incidente. Entre los electrodos se encuentran las moléculas de CL de tipo nemático, el espesor de la película de cristal líquido es uniforme gracias a el uso de espaciadores (placas de vidrios). Las moléculas de CL se alinean en paralelo con ayuda de la tecnología de control de alineación proporcionada en los sustratos de silicio y vidrio, así las moléculas no sufren de torción entre ambos sustratos.

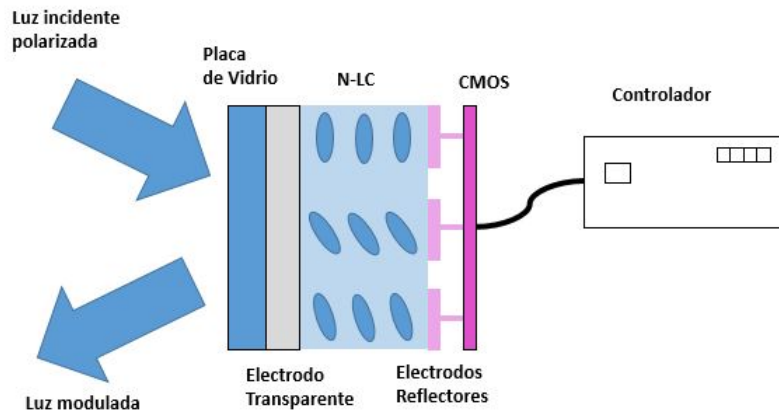


Figure 3.2: Diagrama de Bloques del modulador de fase LCOS X10468-04.

Cada pixel se controla de manera electrónica aplicando un cierto voltaje de control al pixel deseado. La diferencia de potencial entre los electrodos del pixel genera un campo eléctrico a través de la capa de CL. El grado de rotación depende de la magnitud del campo eléctrico generado en el material.

El modulador LCOS-SLM X10468 utiliza una interfaz DVI (Digital Visual Interface) que se comunica con una computadora, o en nuestro caso con el FPGA, la pantalla LCOS trabaja como un monitor extendido que despliega funciones de fase (hologramas, rendijas e imágenes de fase). El controlador del LCOS-SLM recibe la fase en imágenes de 8-bits, donde cada pixel toma valores en escala de gris de 0 a 255, el controlador mapea estos valores de escala de gris en valores de fase de 0 a  $2\pi$ .

Las características más importantes del LCOS-SLM:

- Resolución SVGA(792 x 600 pixeles).
- Tamaño del Pixel de  $20 \mu m$ .
- Frecuencia de DVI 60 Hz.



- Manejo de datos de 8 bits.
- Factor de llenado 98%.
- Longitud de onda de operación  $460nm < \lambda < 560nm$ .

### Tiempo de respuesta del Modulador

El modulador LCOS recibe el archivo de fase desde la computadora mediante el protocolo DVI a una frecuencia de 60Hz. Este archivo es almacenado en una memoria al ser recibido, el controlador del modulador lee el archivo de la memoria a un frecuencia de  $480 Hz$  y lo envía inmediatamente a un convertidor Digital-Analógico para producir las señales analógicas necesarias para introducir el nivel de fase a los cristales líquidos. Para conservar dicha rotación el controlador manda pulsos de voltaje a las celdas a una frecuencia de  $240Hz$  tal como se ve en el diagrama del controlador.

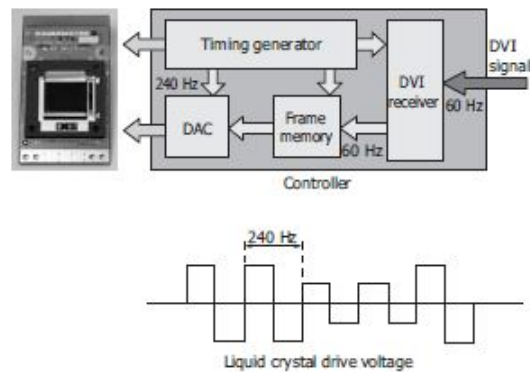


Figure 3.3: Diagrama de bloques del controlador LCOS X10468-04.

Para ver el comportamiento de las moléculas de cristal líquido ante cambios rápidos de fase se realizará la siguiente prueba. Se ilumina el modulador de fase con una onda plana, este modulador reflejará la onda ya modulada hacia nuestro plano de observación donde tenemos un fotodetector que nos mostrará la oscilación de la señal en el osciloscopio en tiempo real.

El programa central, genera 2 hologramas que manda al modulador de fase a una cierta frecuencia de cambio. Estos hologramas son una rejilla ronchi de 133 franjas verticales y una fase constante de valor 0 de escala de gris, de tal modo que cuando en el modulador se tenga la rejilla ronchi desplegada podremos observar los órdenes de difracción, y así el fotodiodo se coloque de tal forma que pueda captar el primer orden, y mientras que en el modulador se despliegue el holograma de fase constante, el fotodiodo no será capaz de detectar señal alguna. En el osciloscopio se podrá observar la señal del fotodiodo, que constará de una serie de pulsos que representan luz o no luz y dan información sobre el tiempo de respuesta de subida y bajada de las moléculas de cristal líquido ante cambios abruptos de fase. El sistema empieza intercambiando los hologramas a una frecuencia de 1  $Hz$  y se va incrementando hasta llegar a una frecuencia de 60  $Hz$ .

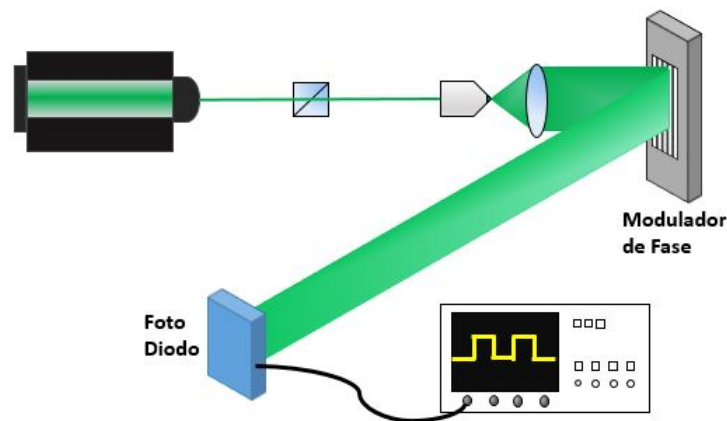


Figure 3.4: Esquema del arreglo experimental para la caracterización del tiempo de respuesta de las moléculas de Cristal Líquido.

## 3.2 Detectores

En cualquier sistema experimental se requiere de un dispositivo que sea capaz de medir la señal física de interés y convertirla en una señal eléctrica para posteriormente hacer manipulación o procesamiento sobre ella. Estos dispositivos se les denominan sensores, para nuestro caso se

trabaja con luz por lo que se requiere de detectores ópticos.

El funcionamiento de un sensor es convertir nuestra señal física a medir en una señal eléctrica. Debemos mencionar que hay varios pasos intermedios para realizar esto. En primer lugar es la detección donde nuestros pulsos ópticos son convertidos en señales eléctricas. Dado que el ruido siempre está presente en toda medición, la siguiente operación del detector es filtrar esta señal para separar la señal armónica, o de interés, respecto del ruido. Y por último se tiene un bloque de "decisión", es el encargado cuantificar nuestra señal [52].

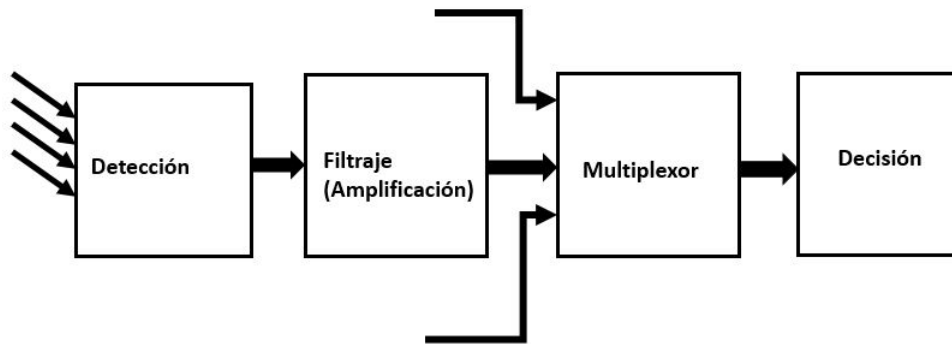


Figure 3.5: Diagrama del funcionamiento de un detector.

En el diagrama anterior existe un bloque de conmutación, esto sucede cuando tenemos varios sistemas de detección que desembocan al mismo bloque de decisión. El conmutador escoge una por una de las entradas para que el bloque de decisión entregue una señal de salida para dicha entrada. Estos casos ocurren cuando tenemos arreglos de fotodiodos o para una CCD, dispositivos de carga acoplada [?].

En este trabajo se utilizaron dos tipos de sensores, primeramente un fotodiodo que es un dispositivo semiconductor cuyo funcionamiento se basa en el efecto fotoeléctrico para convertir la intensidad de luz incidente en el semiconductor en voltaje. Este dispositivo nos entrega una señal analógica como salida que es equivalente a la intensidad de luz que capta en el momento.

El otro sensor utilizado para este trabajo, fue una cámara CCD que consiste en una matriz de fotodiodos y su función es la de acumular una carga eléctrica en cada una de las celdas de esta matriz. Estas celdas son los llamados píxeles. La carga eléctrica almacenada en cada píxel, dependerá en todo momento de la cantidad de luz que incida sobre el mismo. Cuanta más luz incida sobre el píxel, mayor será la carga que este adquiera. Ambos sensores trabajan en el rango visible de la luz.

En el caso del CCD, éste convierte las cargas de las celdas de la matriz en voltajes y entrega una señal analógica en la salida, que será posteriormente digitalizada por la cámara. En los sensores CCD, se hace una lectura de cada uno de los valores correspondientes a cada una de las celdas. Entonces, es esta información la que un convertidor analógico-digital traduce en forma de datos. En este caso, la estructura interna del sensor es muy simple, pero tenemos como inconveniente la necesidad de un chip adicional que se encargue del tratamiento de la información proporcionada por el sensor, lo que se traduce en un gasto mayor y equipos más grandes.

Los sensores utilizado fueron una cámara CCD, modelo Thorlab DCU224C monocromática, 8 bits de nivel de gris. La CCD tiene una resolución de 1280 x 1024 píxeles y cada píxel mide  $4.65\mu m$  de lado. La cámara se coloca atrás de la muestra y captura la distribución de speckle que sale justo después de esta, se encarga de dar retroalimentación al sistema de cómo se va comportando la propagación controlada de la luz. Mientras que el fotodiodo las especificaciones son las siguientes:

- Modelo: ET-2030.
- Diámetro de área activa  $400\ \mu m$ .
- Tiempo de subida y Tiempo de bajada  $< 300\ ps$ .
- Ancho de banda  $> 1.2\ GHz$ .

### 3.3 Raspberry

La Raspberry PI, como se muestra en la figura 3.6, es una computadora miniatura basada en arquitectura ARM (Advanced RISC Machine), la cual trabaja en base al sistema operativo Linux. Esto proporciona sin fin de aplicaciones embebidas, pues combina el poder de sistemas digitales como los microcontroladores, y la sencillez de programación bajo un sistema operativo para cualquier tipo de usuario. Es capaz de soportar distintos tipos de periféricos, como Ethernet, USB y HDMI, entre otros para la comunicación ya sea con otra computadora, u otros dispositivos electrónicos.

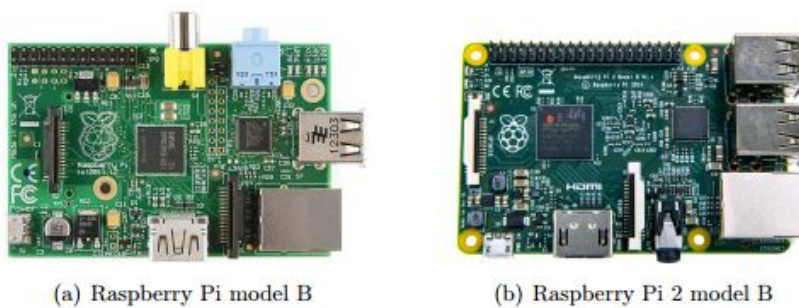


Figure 3.6: Raspberry Pi's generación 1 y generación 2.

Desde su aparición en el mercado la Raspberry ha estado en constante desarrollo. La primera generación de Raspberry consistió de cuatro modelos como se muestra en la figura 3.7. El primer modelo en el mercado fue el A seguido por el modelo B, y posteriormente el modelo A+ y B+ respectivamente. Estos últimos dos fueron simplemente versiones mejoradas de los primeros dos, mejor eficiencia del CPU, menor consumo de potencia, y mayor puertos USB. La segunda generación consiste de un solo modelo llamado Raspberry Pi model B+ cuyas especificaciones se basan del modelo B+ de la primera generación solo con un procesador más veloz que cuenta con 4 núcleos y mayor memoria. [57].

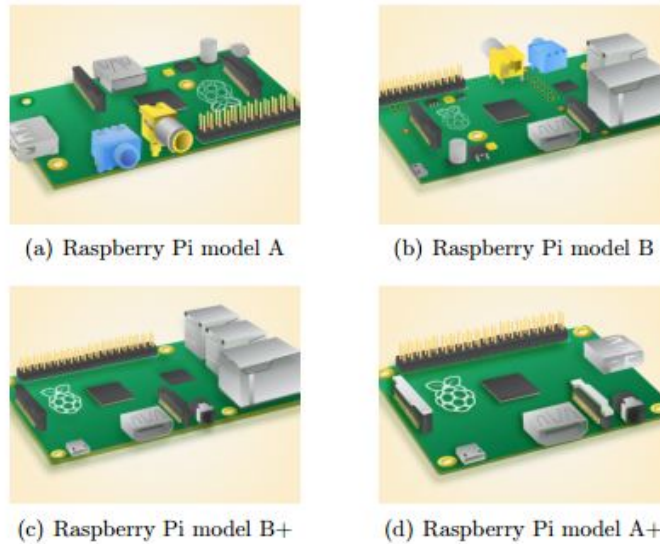


Figure 3.7: Raspberry Pi's modelos.

Una de las características más importantes de la Raspberry Pi son sus puertos de propósito general (GPIO). Son puertos genéricos configurables ya sea con un '1' o '0' lógico para que trabajen ya sea como puerto de entrada o de salida. Comúnmente, un valor lógico en un pin es un voltaje alto o bajo, donde voltaje alto es usualmente el voltaje de alimentación y un voltaje bajo es  $0v$  o tierra. Para prevenir un daño al circuito digital debido a un voltaje introducido en los pines, este voltaje debe estar en un rango aceptable dependiendo de las especificaciones de cada chip. Un voltaje muy por encima del voltaje de alimentación o menor que los  $0v$  está prohibido, ya que puede resultar en daños severos al sistema.

En la figura 3.9 se muestra el diagrama de los pines de propósito general, algunos de estos GPIOs comparten funciones con los módulos de comunicación digital que ya tiene integrado la Raspberry Pi, como Universal Asynchronous Receiver Transmitter(UART), Serial Peripheral Interface(SPI), Inter-Integrated Circuit(I2C), por otra parte, también hay pines de tierra y voltajes de  $5v$  y  $3.3v$ . En la tabla siguiente se muestra un resumen de las características más importantes de todas las generaciones de estas plataformas de desarrollo.

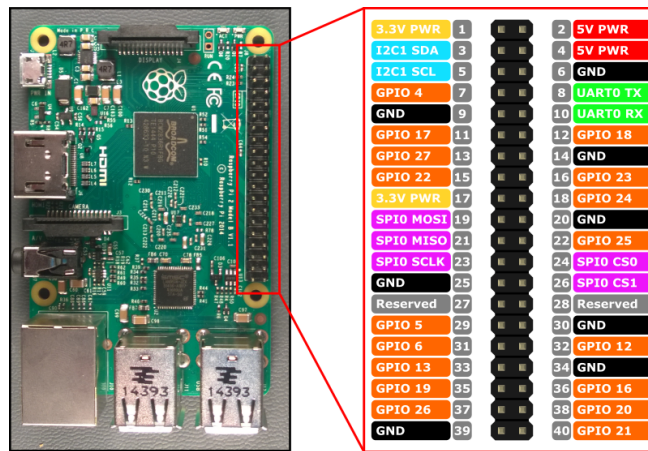


Figure 3.8: Raspberry Pi puertos de proposito general(GPIO).

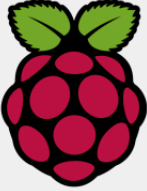
	Raspberry Pi 3 Model B	Raspberry Pi Zero	Raspberry Pi 2 Model B	Raspberry Pi Model B+
				
Introduction Date	2/29/2016	11/25/2015	2/2/2015	7/14/2014
SoC	BCM2837	BCM2835	BCM2836	BCM2835
CPU	Quad Cortex A53 @ 1.2GHz	ARM11 @ 1GHz	Quad Cortex A7 @ 900MHz	ARM11 @ 700MHz
Instruction set	ARMv8-A	ARMv6	ARMv7-A	ARMv6
GPU	400MHz VideoCore IV	250MHz VideoCore IV	250MHz VideoCore IV	250MHz VideoCore IV
RAM	1GB SDRAM	512 MB SDRAM	1GB SDRAM	512MB SDRAM
Storage	micro-SD	micro-SD	micro-SD	micro-SD
Ethernet	10/100	none	10/100	10/100
Wireless	802.11n / Bluetooth 4.0	none	none	none
Video Output	HDMI / Composite	HDMI / Composite	HDMI / Composite	HDMI / Composite
Audio Output	HDMI / Headphone	HDMI	HDMI / Headphone	HDMI / Headphone
GPIO	40	40	40	40
Price	\$35	\$5	\$35	\$35

Figure 3.9: Características más importantes de todos los modelos de la Raspberry Pi.

### 3.3.1 Función de la Raspberry

Es la encargada de controlar la cámara CCD, y su única tarea es inicializar la cámara y tomar la foto de la distribución de intensidad después de la muestra para enviarla al FPGA mediante el protocolo de comunación de SPI.

El control de la cámara es mediante su propio kit de desarrollo de Software (SDK) del fabricante, y usando el lenguaje de programación Python podemos acceder a sus funciones básicas como el modo de captura de un solo frame, también es posible cambiar la resolución de la cámara para obtener mayor velocidad de captura tal como se verá en la sección de resultados.

### 3.4 FPGA

Field Programmable gate arrays (FPGAs), en español arreglos de compuertas programables, es un dispositivo de silicio, cuya arquitectura ofrece un arreglo matricial de bloques de lógica programable, puertos configurables de entrada/salida, e interconexiones programables [20].

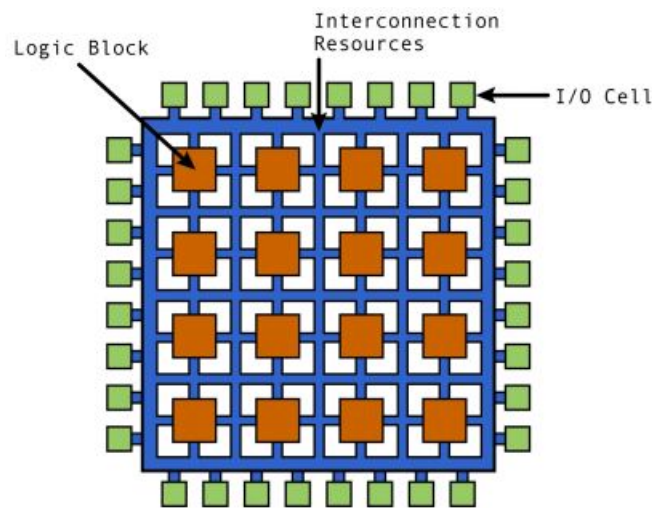


Figure 3.10: Arquitectura Genérica de un FPGA [20].



Cada uno de estos bloques de lógica programable contiene la lógica y almacenamiento necesarios para el FPGA, y pueden ser programados individualmente para que realicen alguna función en particular. Estos bloques, por lo general, están compuestos por una memoria RAM (Memoria de acceso aleatorio) para crear funciones lógicas arbitrarias, también conocidas como tablas de búsqueda (LUT, Look Up Tables), un registro (flip flop) tipo D para el almacenamiento del dato de la LUT y un Multiplexor de 2-entradas 1-salida, como se aprecia en la figura 3.11.

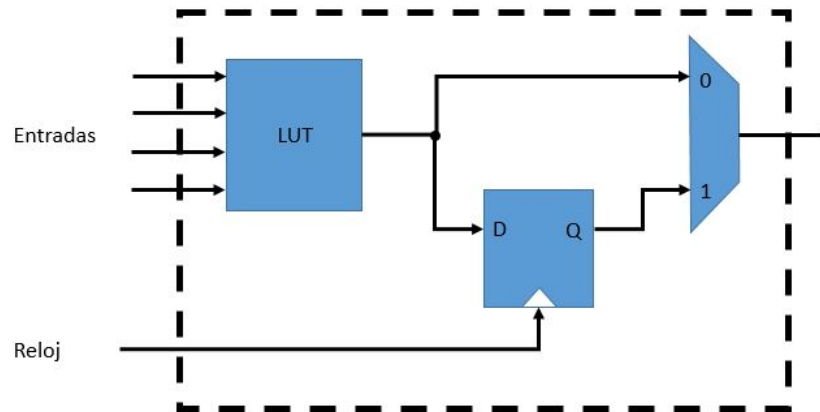


Figure 3.11: Bloque Lógico Programable.

### 3.4.1 Tablas de Búsqueda-Look-up Tables (LUTs)

Las Tablas de Búsqueda son el corazón computacional de los FPGAs, están conformadas por una memoria de  $N - bits$ , la cual implementa una tabla de verdad de  $2^N \times 1$  ( $N$  es el número de entradas). Las tablas de verdad corresponden a una ecuación booleana, las cuales son capaces de representar cualquier cálculo computacional, figura 3.12 [21, 22].

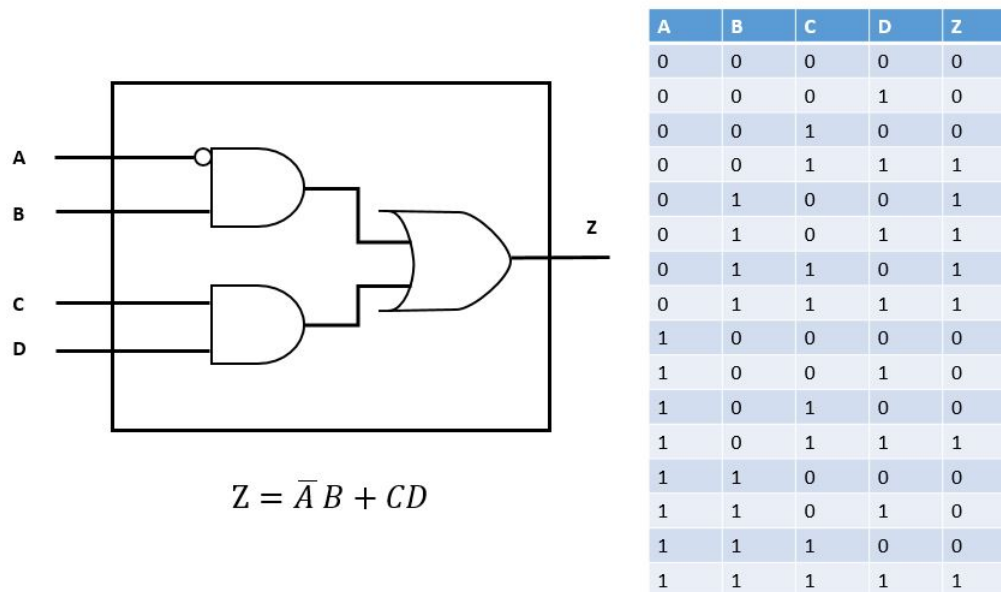


Figure 3.12: Implementación de una función combinacional en una LUT. Circuito combinacional con su tabla de verdad y la ecuación booleana que describe el funcionamiento de la LUT.

No importa que tan complicada sea la lógica a implementar en las LUTs, una de las ventajas que estas tienen es que el retardo a través de ellas es constante. Esto es muy útil cuando se trabaja con sistemas que requieren alta velocidad.

### 3.4.2 Principales Características de un FPGA

A continuación se mostrará una lista de las principales características que hacen los FPGAs tan atractivos para la realización de sistemas de digitales, o sistemas de control en tiempo real.

- Poseen un gran número de puerto de E/S.
- Buffers de E/S programables: control de sesgo, control de corriente, configuración del estándar de E/S , pull-up y pull-down configurables.

- Bloques de memoria, ya sea de doble puerto o puerto simple de lectura y escritura, de hasta 18 Mb configurables como RAM , ROM.
- Gran cantidad de Registros.
- Tablas de búsqueda(look-up Tables).
- Controladores de reloj tipo Phase Lock Loop(PLLs) de hasta 550Mhz.
- Interface DDR/DDR2 SDRAM.
- Interfaz con estándares de E/S tipo diferencial tales como LVDS, SSTL diferencial, etc.

### 3.4.3 Funcionamiento del FPGA

EL FPGA es el sistema de control de la Fig.3.1, realiza todo el algoritmo para el enfocamiento de la luz, las tareas que realiza son las siguientes:

- Pedir un nuevo archivo a la Raspberry.
- Recibir el archivo mediante el protocolo de comunicación SPI.
- Procesar el pixel de interés.
- Finalmente preparar el hardware de video para desplegar la fase en el modulador.

El FPGA manda una señal de control a la Raspberry cuando necesita otro archivo de fase, este archivo es almacenado en un buffer, como se muestra en la figura 3.14, después toma el pixel de interés y lo guarda en una memoria de  $11 \times 8$ , que contendrá los pixeles centrales para los 11 cambios de fase de un solo segmento del modulador.

Una vez hecho los once cambios de fase para un solo segmento. Se toman todos los pixeles centrales en un ciclo de reloj y se mandan al bloque comparador. Este bloque comparador es puramente circuito combinatorial, por lo que nos entrega la respuesta inmediatamente de cual

fue el mejor caso para todos los cambios de fase.

Con el mejor caso de pixel central se escoge dicho valor de gris y se prepara el hardware de video para desplegar dicha fase en el modulador. Finalmente se repite el mismo procedimiento hasta que hayamos completado todos los segmentos, tal como se muestra en el siguiente diagrama de estados.

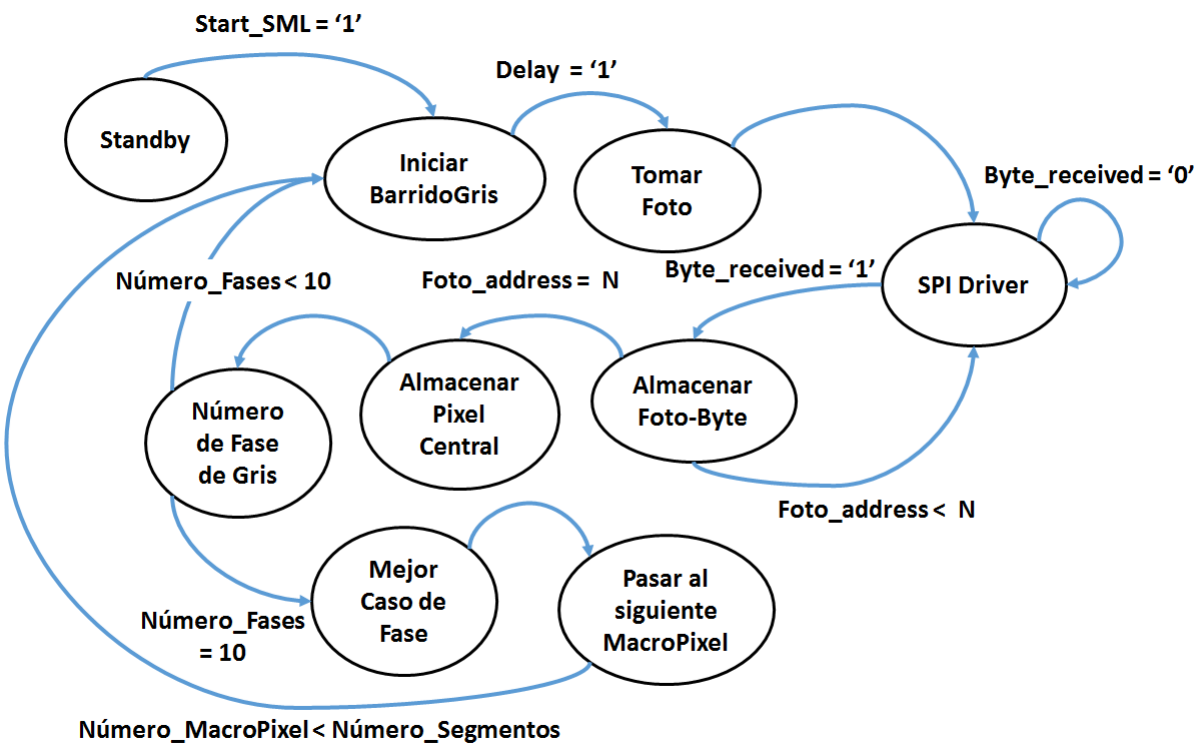


Figure 3.13: Diagrama de estados que muestran la secuencia del algoritmo ejecutado en el FPGA.

En la figura anterior mostramos el diagrama de estados del algoritmo. A continuación se despliega los bloques de hardware más importantes que conforman el sistema digital para cumplir con toda esta tarea ya descrita fig.3.14.

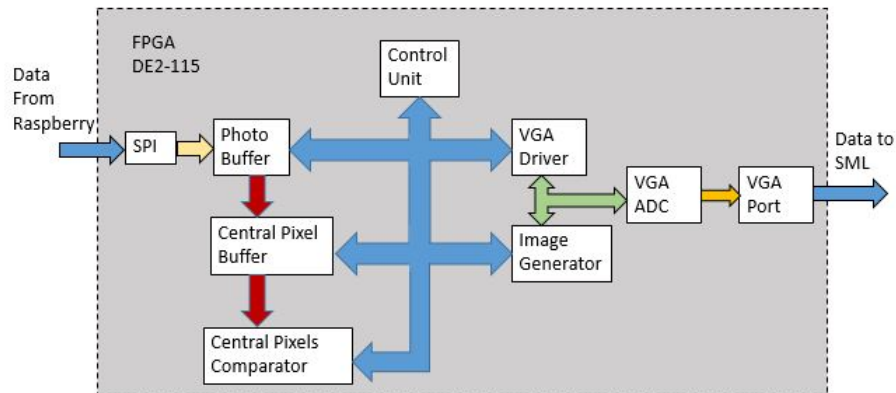


Figure 3.14: Diagrama de Bloques General del sistema implementado en el FPGA.

### 3.4.4 Protocolo SPI

Serial Peripheral Interface(SPI), es un estándar de comunicaciones electrónicas, utilizado principalmente para la transferencia de datos entre circuitos integrados. Es una comunicación de tipo serial, es decir, los datos viajan en el mismo bus de datos en sincronía con una línea de reloj lo que minimiza el tamaño del chip como costos. El hardware de este protocolo consiste de las siguientes líneas (Fig.3.15).

- SCLK(clock) Es el pulso de sincronización. Con estos pulsos se lee o envía datos.
- MOSI (Master Output Slave Input) Salidas de datos del Mastro y entradas de datos al Esclavo.
- MISO (Master Input Slave Output) Salida de datos del Esclavo y entrada de datos al Maestro.
- SS Selecciona un Esclavo.



Figure 3.15: Diagrama a bloques de la comunicación SPI para una configuración Maestro-Eslavo.

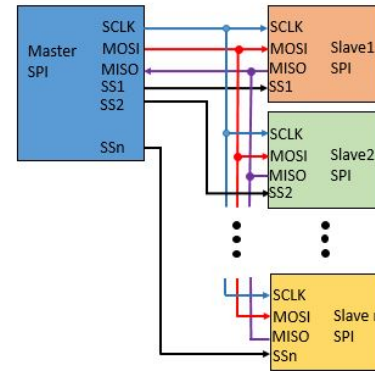


Figure 3.16: Diagrama a bloques de la comunicación SPI para una configuración Maestro y N esclavos .

De la figura 3.15 observamos que para varios esclavos se requiere una línea de control adicional para el SS. El funcionamiento de este protocolo es simple, cuando no hay comunicación de datos las cuatro señales se encuentran en '1' lógico. El SS al estar en '1' lógico hace que el esclavo se desconecte del Bus de SPI. El momento en el que el Maestro quiera enviar información hacia algún esclavo, el primer paso es bajar la señal SS correspondiente a dicho esclavo a '0' lógico, esto hace que el esclavo se active inmediatamente, y es entonces que el Maestro manda los datos por la línea MOSI mientras que manda la señal de reloj por la línea SCLK, el reloj es la señal que le indica al receptor cuando hay que leer el dato de entrada(Fig.3.18).

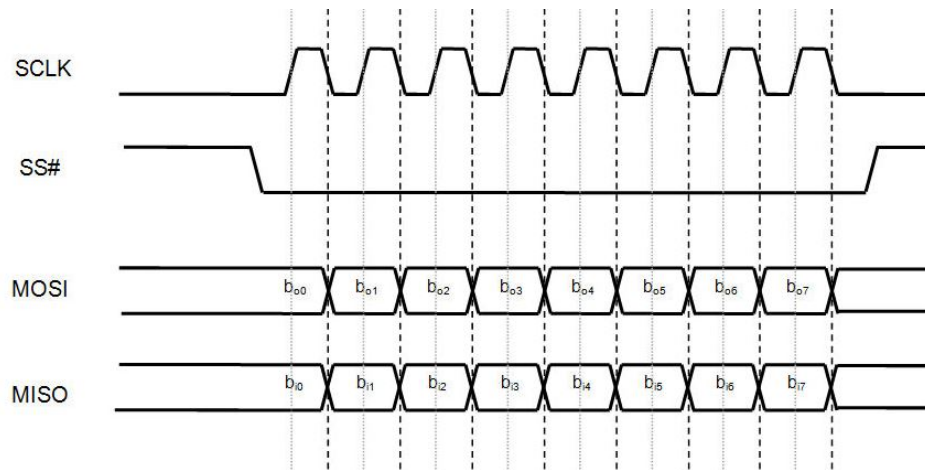


Figure 3.17: Protocolo de comunicación de SPI.

No es el único protocolo de comunicación que existe entre circuitos integrados, también se encuentran el I2C, CAN, UART, etc. La ventaja de SPI es que es de fácil implementación, como también por las altas velocidades que se pueden llegar obtener, 16 MHz para nuestro caso [53].

### 3.5 Ensamble de todos los componentes

En las secciones pasadas se vieron las componentes que conforman este trabajo, en este apartado juntaremos todos estos componentes para darle forma al sistema completo visto en la figura 3.1. A continuación se describen todos los elementos básicos del arreglo experimental.

Una fuente de luz coherente verde de  $532nm$  se propaga hasta un cubo divisor, el cual nos entregará estado de polarización necesario (polarización horizontal) para que el modulador de fase funciones correctamente; inmediatamente tenemos una etapa de filtraje espacial, con ayuda de un objetivo de microscopio se expande el haz y se filtra con un pinhole ( $15cm$  de diámetro), el haz filtrado se expande y colima con ayuda de una lente de  $15cm$  de distancia focal. Con esto aseguramos un tamaño del haz uniforme con una distribución de intensidad gaussiana que ilumina la región central del modulador espacial de luz, el modulador refleja el haz con la fase

modificada y se propaga hasta llegar a un sistema telescópico. El sistema de telescopio consta de dos lentes positivas, de distancia focal 20 y 10cm respectivamente, el objetivo del telescopio es reducir el tamaño del haz y así entrar a un conjunto de objetivos de 60x y 20x; entre estos objetivo se encuentra la muestra esparcidora, la cual es una cinta mágica tipo Scotch 3M de grosor aproximado de  $0.1 \mu m$ . La imagen después de la muestra es recuperada por el segundo objetivo y la manda hacia la CCD. El sistema de control FPGA-Raspberry controla la CCD como el modulador de fase para la realización del enfocamiento.

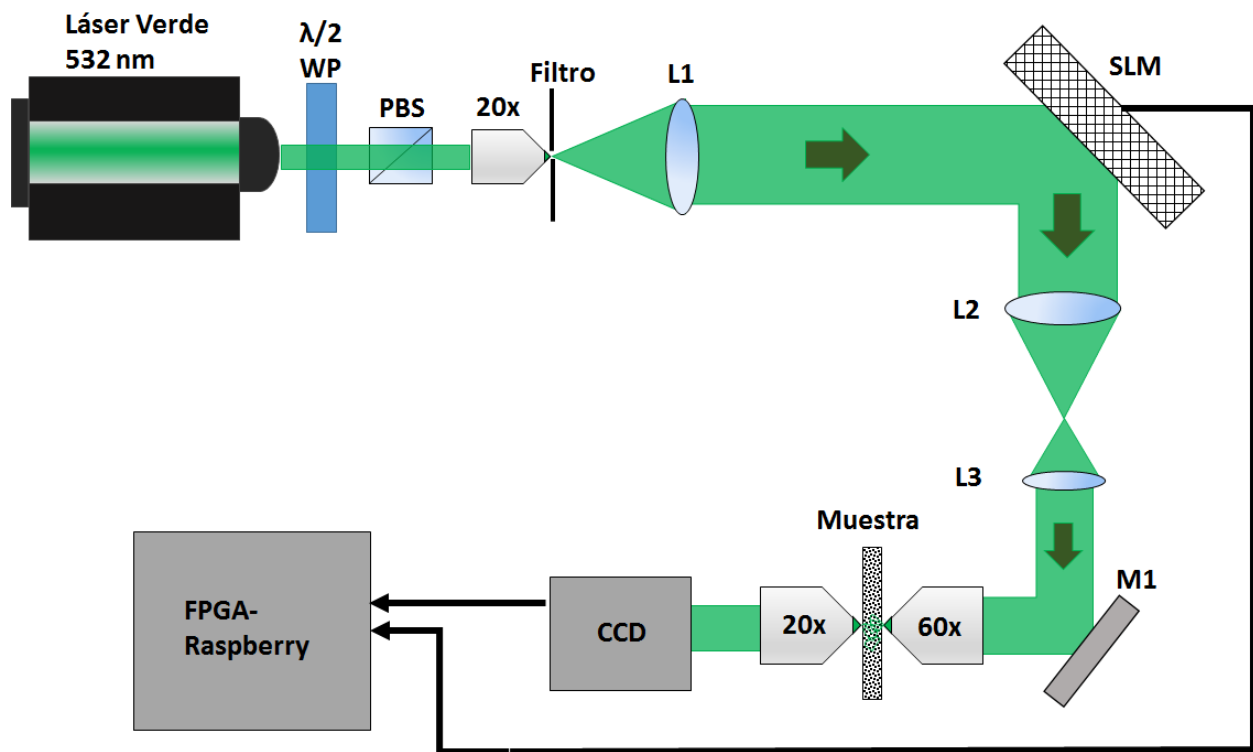


Figure 3.18: Diagrama del arreglo experimental para enfocar a través de una muestra esparcidora.



# Capítulo 4

## Resultados

En el capítulo anterior se mencionó las características del modulador LCOS. Aquí mostraremos los resultados de las pruebas hechas para conseguir la respuesta en tiempo de las moléculas bajo la influencia de un campo eléctrico externo que está cambiando continuamente. La sincronización en tiempo de los componentes de detección, procesado y modulación es vital para lograr rapidez como también conseguir el enfocamiento en la región de interés.

En el caso que la sincronización de alguno de los componentes logrará fallar durante la ejecución del programa el resultado sería que no enfocaríamos ni lo más mínimo posible. En capítulos anteriores se habló sobre la importancia del SLM, pues es el encargado de sintetizar nuestro frente de onda para el medio esparcidor, por lo que se dedicó una parte del trabajo en ver el comportamiento del modulador a cambios de fases rápidos. La caracterización del SLM es necesaria para asegurar que las imágenes de fase se logren desplegar en tiempos adecuados y podamos conseguir lecturas acertadas de lo que realmente se está obteniendo.

## 4.1 Tiempo de respuesta del SLM.

La caracterización del modulador espacial de luz respecto al tiempo se llevó a cabo con el método descrito en el capítulo anterior. A continuación mostraremos los resultados obtenidos para esta prueba.

Conseguimos un tren de pulsos, donde cada pulso equivale al cambio de holograma, donde 0V significa el holograma de fase constante con valor cero en escala de gris, mientras que el pulso es la rejilla ronchi, y es cuando el foto diodo capta el primer orden de difracción que este holograma genera.

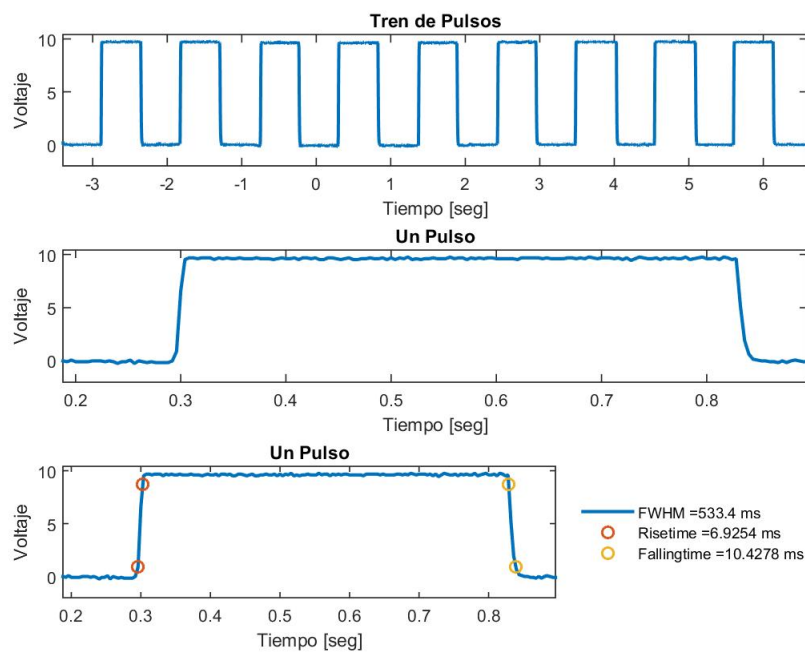


Figure 4.1: Detección del primer orden de difracción para un cambio de holograma de 1 Hz.

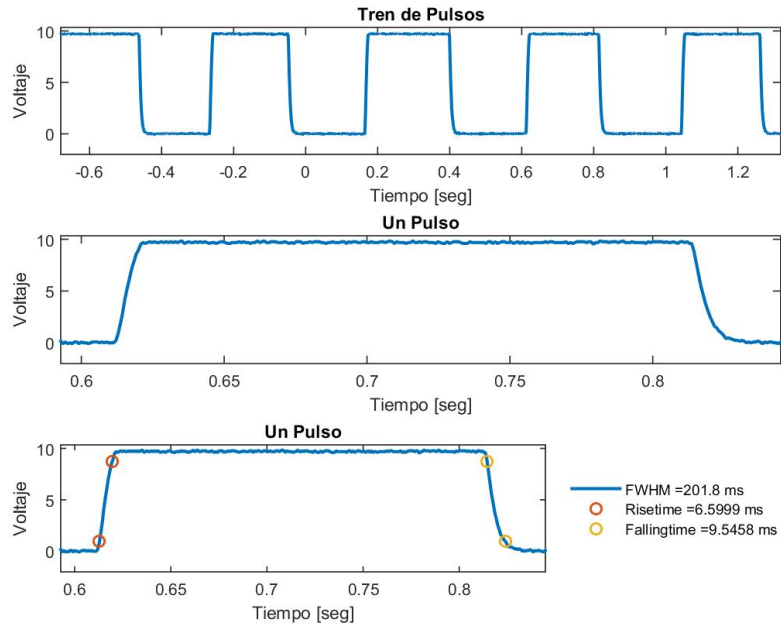


Figure 4.2: Detección del primer orden de difracción para un cambio de holograma de 2.5 Hz.

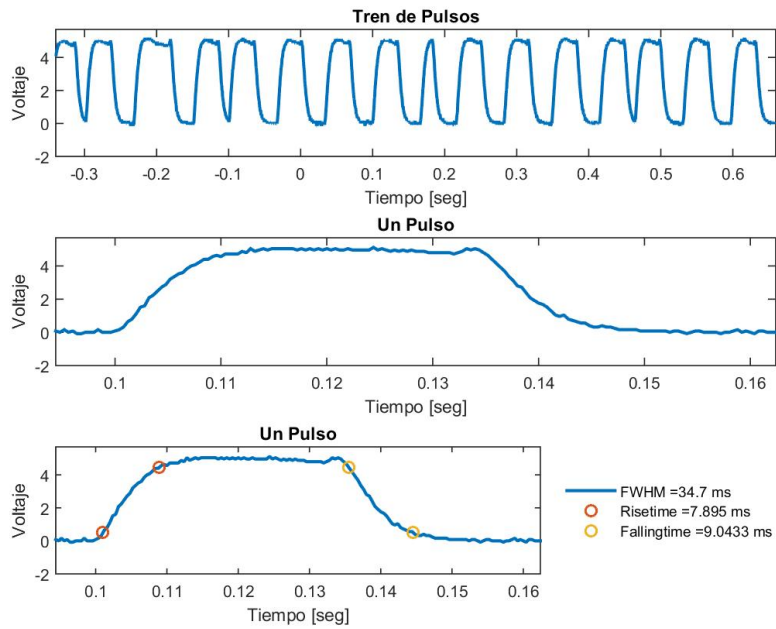


Figure 4.3: Detección del primer orden de difracción para un cambio de holograma de 25 Hz.

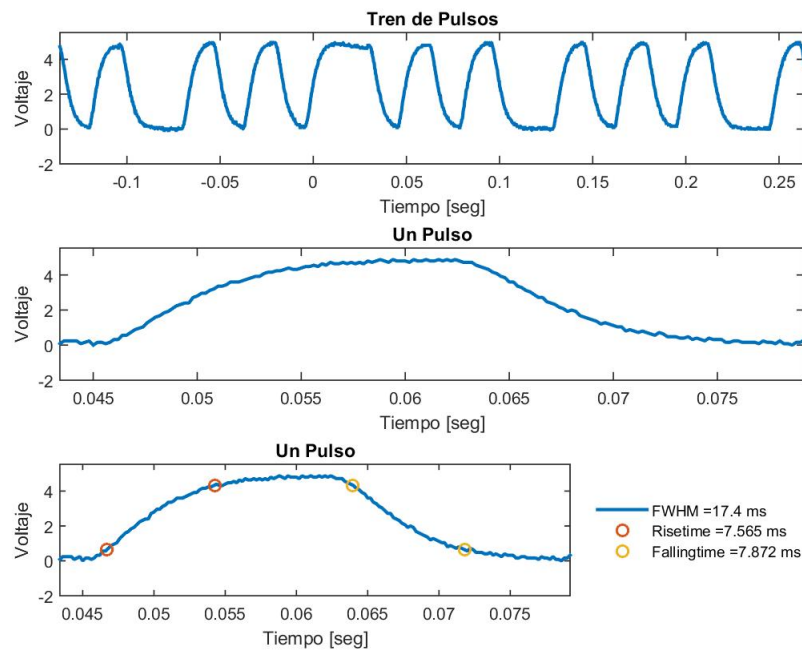


Figure 4.4: Detección del primer orden de difracción para un cambio de holograma de 60 Hz.

A medida que la frecuencia de despliegue de hologramas va incrementando, se logra observar que las moléculas no responden de la misma manera para todos los casos. Las moléculas tienen un tiempo característico de respuesta ante estos cambios de fase, y cabe destacar que los pulsos van perdiendo su formar cuadrada mientras aumenta la frecuencia, esto implica que se deba agregar un cierto tiempo de espera hasta que la molécula se estabilice para que podamos tener una lectura adecuada en nuestro algoritmo de conrol de propagación.

El rango de operación adecuado al cual uno puede estar mandando imágenes al modulador es de aproximadamente 30  $Hz$ , más allá de esta frecuencia la respuesta de las moléculas se topa como se aprecia en la figura4.4, donde se manda la fase constante y la rejilla ronchi a una frecuencia de 60  $Hz$  pero estas no responden más allá de los 30  $Hz$ . Esta es la razón de que el tren de pulsos no se vea tan periódico en los casos donde la frecuencia excede esta frecuencia límite.

## 4.2 Implementación del Algoritmo Secuencial

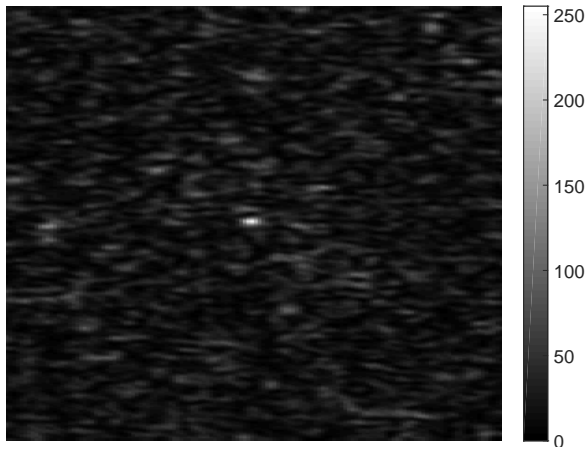
En esta sección se muestran las pruebas realizadas para la ejecución del algoritmo secuencial, para cada una de estas pruebas se optimizó la intensidad para distintas regiones de interés. Las pruebas que se realizaron fueron las siguientes:

- Enfocar 1 pixel en una región de interés en el área central de la CCD.
- Comparar el enfocamiento para 16, 64, 256 y 1024 segmentos, bajo las mismas condiciones.
- Enfocar en la región de interés 1 pixel fuera del área central de la CCD.
- Remodulación.

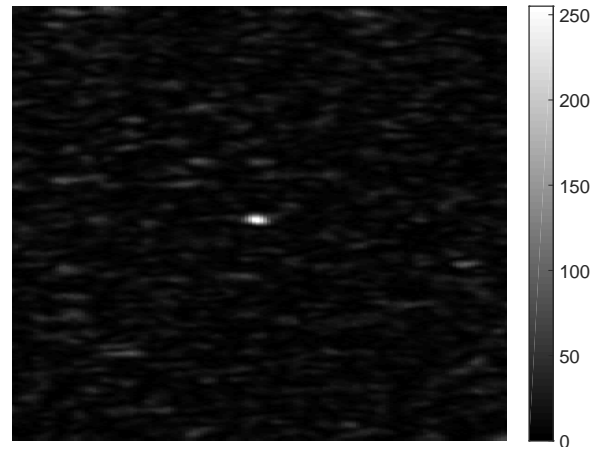
### 4.2.1 Enfocamiento área Central de CCD para un 1 pixel

Para esta prueba trabajamos con la máxima resolución de la cámara  $1280 \times 1024$  lo que nos da una "Frame Rate" de 10 *frames/seg*. El sistema de control solo escoge una región de interés de toda el área de la CCD de  $400 \times 400$  pixeles y dentro de esta región selecciona el punto central para realizar la optimización de intensidad sobre dicho pixel. Se realizó la ejecución del programa para 64, 256 y 1024 segmentos.

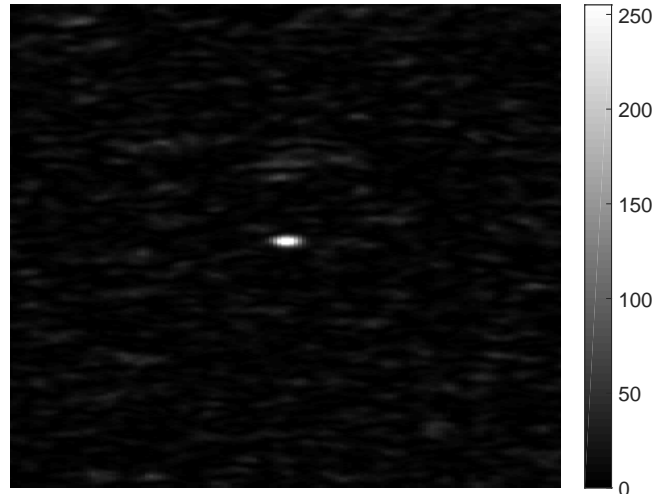
En la figura 4.5 se muestran las fotos finales después de la optimización para cada una de las pruebas con diferente número de segmentos. Se logra apreciar una mancha blanca sobresaliente en el centro de la imagen respecto al fondo que la rodea.



(a) Foto final después de la modulación con 64 segmentos.



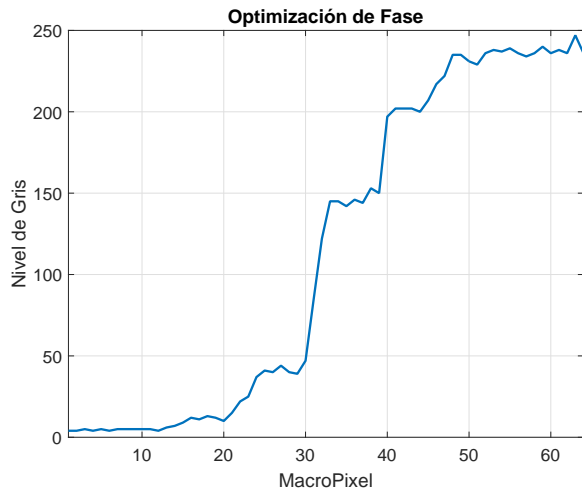
(b) Foto final después de la modulación con 256 segmentos.



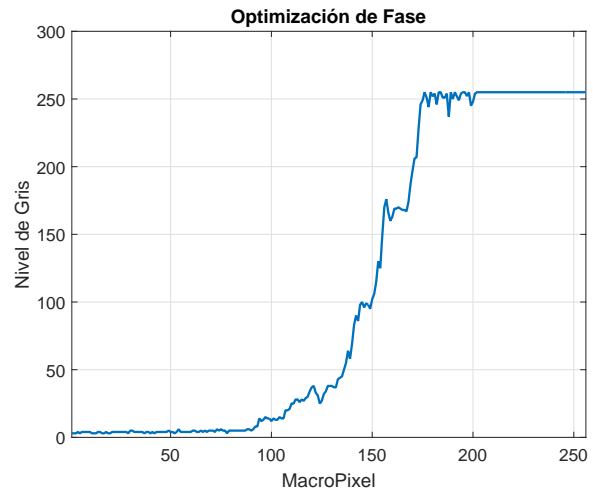
(c) Foto final después de la modulación con 1024 segmentos.

Figure 4.5: Mejores casos de modulación para distintos segmentos 64, 256, y 1024.

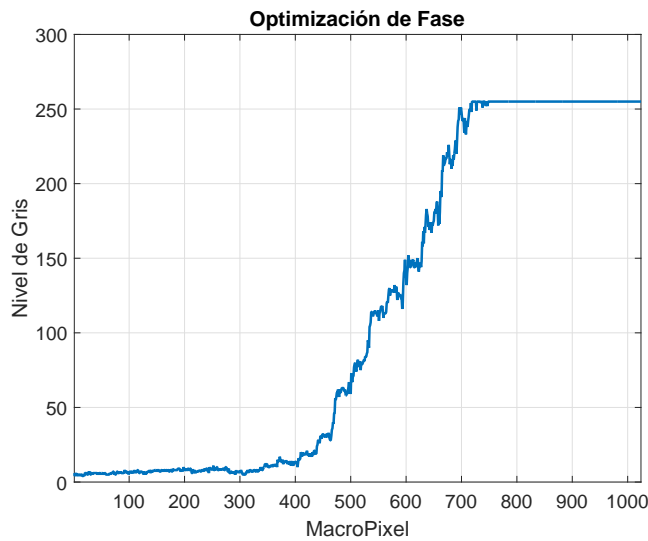
Las curvas de optimización , muestran cómo va aumentando la intensidad en escala de gris del pixel de interés con respecto a cada segmento que se va modulando. Estas curvas de optimización muestran realidad el factor de mejora  $\eta$  que se estudió en la sección de campo optimizado. Para los tres casos se observa el mismo comportamiento de la curva.



(a) Optimización para 64 segmentos.

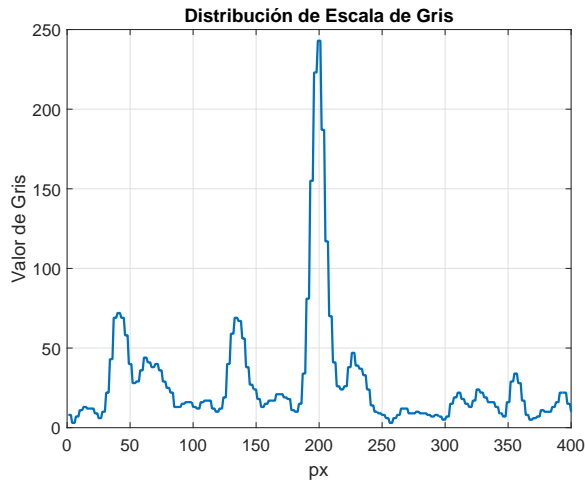


(b) Optimización para 256 segmentos.

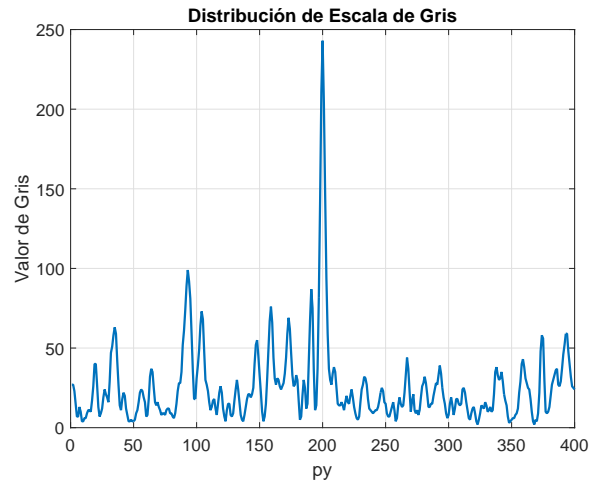


(c) Optimización para 1024 segmentos.

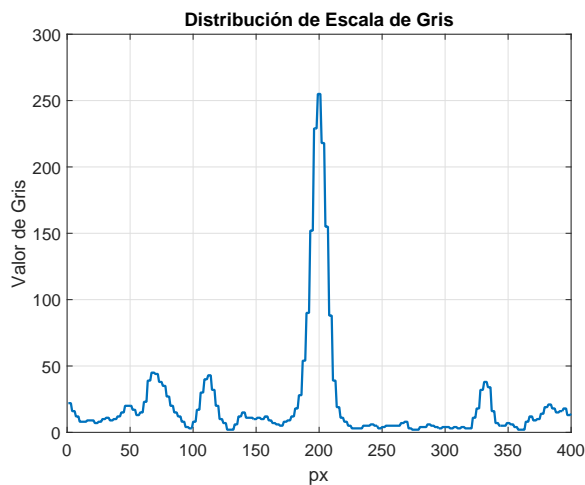
Figure 4.6: Gráfica de nivel de gris en el pixel optimizado en función del segmento modulado para cada prueba respectivamente.



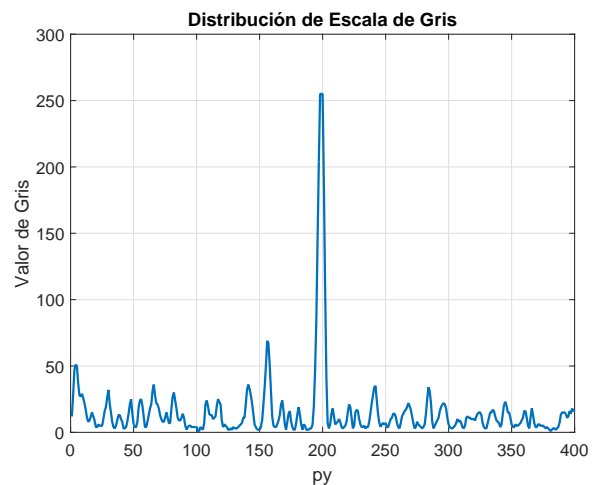
(a) Distribución de escala de gris a lo largo del eje x para 64 segmentos.



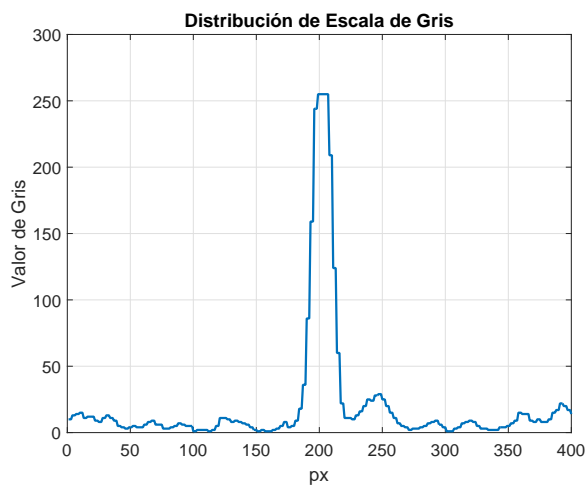
(b) Distribución de escala de gris a lo largo del eje y para 64 segmentos.



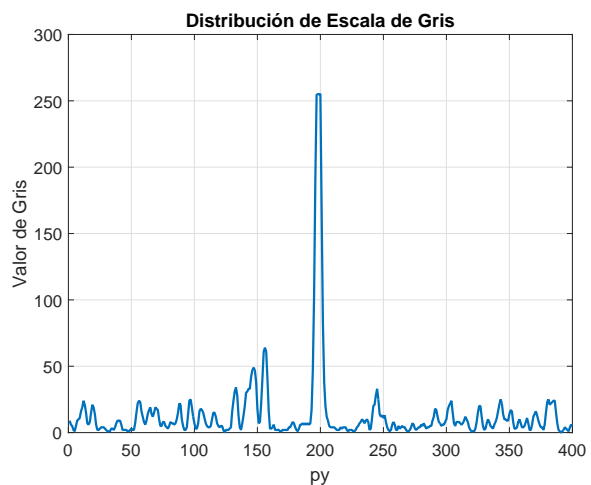
(c) Distribución de escala de gris a lo largo del eje x para 256 segmentos.



(d) Distribución de escala de gris a lo largo del eje y para 256 segmentos.



(e) Distribución de escala de gris a lo largo del eje x para 1024 segmentos.



(f) Distribución de escala de gris a lo largo del eje y para 1024 segmentos.

Figure 4.7: Gráfica de de la distribución de gris después de la modulación respecto al eje x,y



La figura 4.5 muestra de una manera visual la distribución final de intensidades para cada caso, a simple vista se observa que logramos el enfocamiento de una manera satisfactoria. En las imágenes anteriores Fig. 4.7 nos centramos en la mancha brillante y de ahí tomamos el eje  $x$  y el eje  $y$ , para así mostrar la distribución de intensidad de una manera más cuantitativa para cada una de las pruebas.

Analizando las gráficas anteriores, se observa que mientras menor sea el número de segmentos a modular tenemos mayor ruido de fondo, es decir, el speckle es mayor. Para esta prueba se mostraron los mejores resultados para cada caso, con el fin de verificar que con estos tres casos se logra hacer el enfocamiento de una manera satisfactoria en la región de interés. Otro punto importante es que para cada distribución de escala de gris se ha calculado el ancho del pulso a la mitad de amplitud (FWHM) y la razón señal a ruido (SNR) que se muestran en la siguiente tabla.

Segmentos	FWHM <sub>x</sub>	SNR <sub>x</sub>	FWHM <sub>y</sub>	SNR <sub>y</sub>
64	12.3 Pixeles	11.87	4.76 Pixeles	10.86
256	14.78 Pixeles	21.44	5.95 Pixeles	21.17
1024	15.24 Pixeles	29.4853	6 Pixeles	25.98

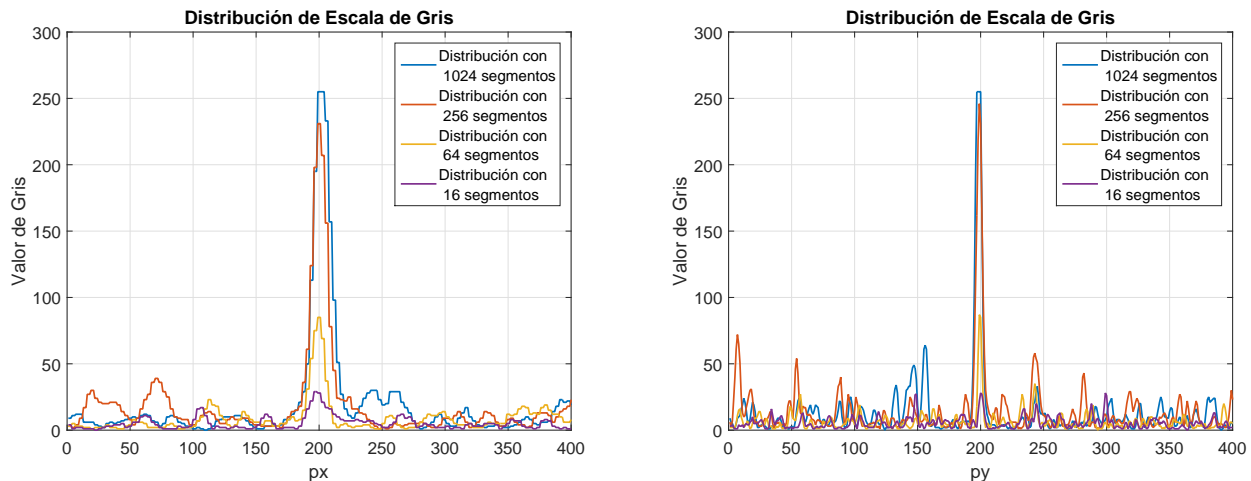
Table 4.1: Resultados de ancho de pulso y SNR para los mejores casos de 64, 256 y 1024 segmentos, en ambas direcciones  $x$  y  $y$ .

Al optimizar el nivel de fase en un segmento con un área mayor que un segmento con área menor, los cambios de fase son de forma escalonada en saltos grandes, mientras que si tenemos mayor número de segmento, que se traduce a menor área por cada uno, el cambio de fase sigue teniendo la forma escalonada pero ahora los saltos no son tan abruptos, como se muestra en la figura 4.6 . Cabe restaltar que el enfocamiento se logra desde antes que se terminen todos los segmentos, por ejemplo, en el caso de 64 segmentos logramos la saturación del pixel deseado a partir del segmento número 50, para el caso de 256 se logra la saturación en el segmento

número 175 y para el último caso de 1024 se obtiene la saturación en el segmento número 750.

### 4.2.2 Enfocamiento área Central de CCD para un 1 pixel con distintos segmentos bajo las mismas condiciones

En la sección pasada se mostraron los mejores casos para las pruebas de 64, 256 y 1024 segmentos. El objetivo fue demostrar que hasta con segmentos de área grande, como es el caso de 64 segmentos, podemos formar el punto central y hasta logramos saturar el valor de escala de gris. No siempre es así, en esta sección mostraremos la prueba de enfocamiento en el punto central bajo las mismas condiciones para 16, 62, 256 y 1024 segmentos.



(a) Distribución de escala de gris a lo largo del eje  $x$  para todos los casos.

(b) Distribución de escala de gris a lo largo del eje  $y$  para todos los casos.

Figure 4.8: Gráfica de de la distribución de gris después de la modulación bajo las mismas condiciones para todos los casos.

De la figura anterior podemos observar que mientras menor segmentos tengamos, el algoritmo le cuesta más trabajo lograr formar el punto central y para el caso de 16 segmentos se aprecia que prácticamente no es notorio el "enfocamiento", mientras que para 256 segmentos alcanzamos a obtener un nivel alto de tono de gris. Para cada caso se ha calculado el SNR de la distribución de escala de gris como el ancho de pulso como se aprecia en la tabla siguiente.

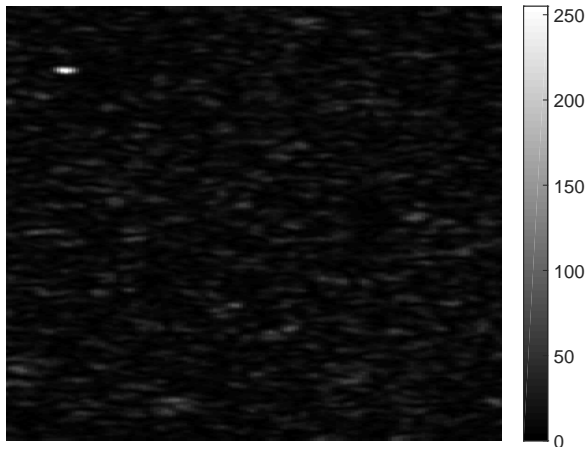
Segmentos	FWHM <sub>x</sub>	SNR <sub>x</sub>	FWHM <sub>y</sub>	SNR <sub>y</sub>
16	20.50 Pixeles	6.82	2.77 Pixeles	5.53
64	12.24 Pixeles	12.4	3.52 Pixeles	15.07
256	12.69 Pixeles	18.42	5.38 Pixeles	20.21
1024	15.20 Pixeles	22.71	6 Pixeles	25.73

Table 4.2: Resultados de ancho de pulso y SNR para distintos casos de modulación bajo las mismas condiciones, en ambas direcciones  $x$  y  $y$ .

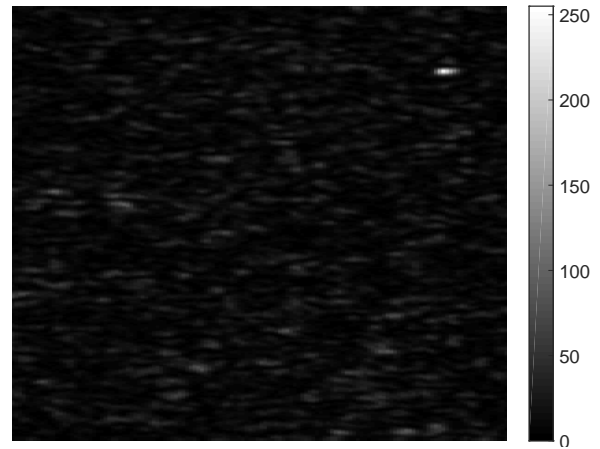
En los casos de 256 y 1024 segmentos tenemos un valor de gris bastante alto, 246 y 255 respectivamente, lo que llama la atención es la razón señal a ruido para ambos casos, podemos ver que mientras más fina sea la modulación, es decir el tamaño de segmento sea menor, el ruido de fondo de la zona de interés será cada vez menor, por otro lado es el tiempo de ejecución pues a pesar que tengamos resultados similares, el tiempo difiere en gran medida como se mostrará en el apartado de tiempo de ejecución.

### 4.2.3 Enfocamiento de pixel fuera de la región central

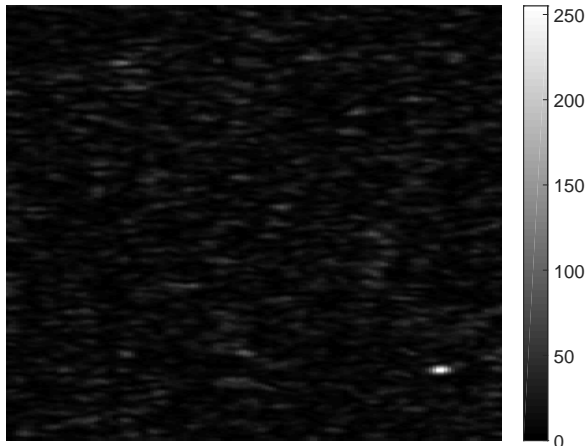
Las pruebas anteriores logramos formar una mancha brillante en la región central de interés, para esta prueba moveremos el pixel de la región central hacia las cuatros esquinas del área de interés. El tamaño de la región de interés es de  $400 \times 400$  pixeles los puntos a formar se ubicaran en las siguientes coordesnadas (50,50) para la esquina superior izquierda, (50,350) para la esquina superior derecha, (350,350) esquina inferior derecha, y finalmente (350,50) esquina inferior izquierda. Los segmentos utilizados para la modulación de fase fueron 256 segmentos, como se ha visto en las pruebas anteriores ofrece resultados casi tan buenos como 1024.



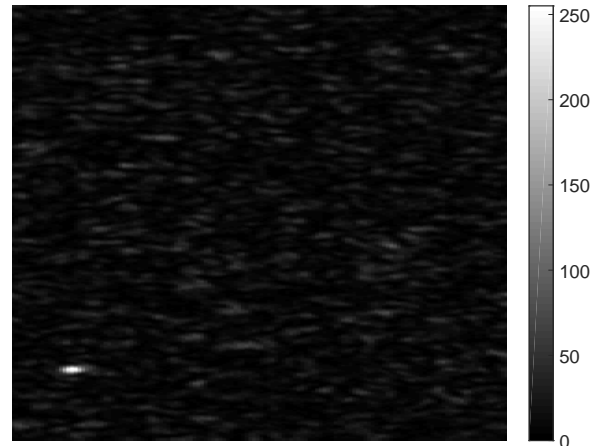
(a) Foto final después de modulación para pixel en la esquina superior izquierda.



(b) Foto final después de modulación para pixel en la esquina superior derecha.



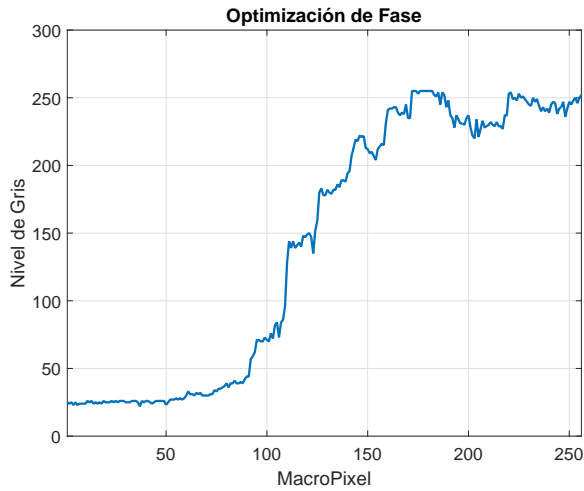
(c) Foto final después de modulación para pixel en la esquina inferior derecha.



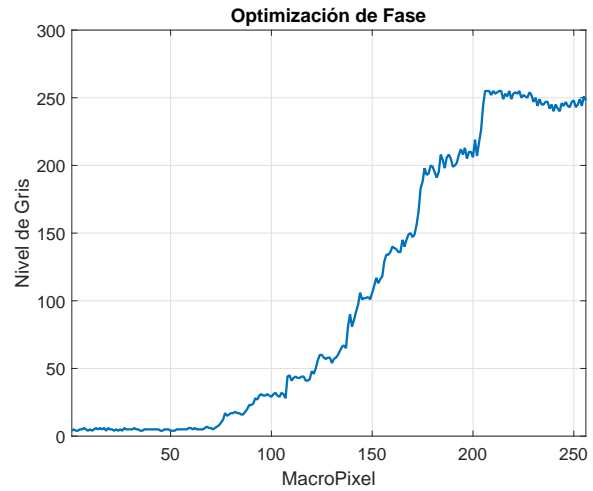
(d) Foto final después de modulación para pixel en la esquina inferior izquierda.

Figure 4.9: Optimización de 256 segmentos para 1 pixel fuera de la región central.

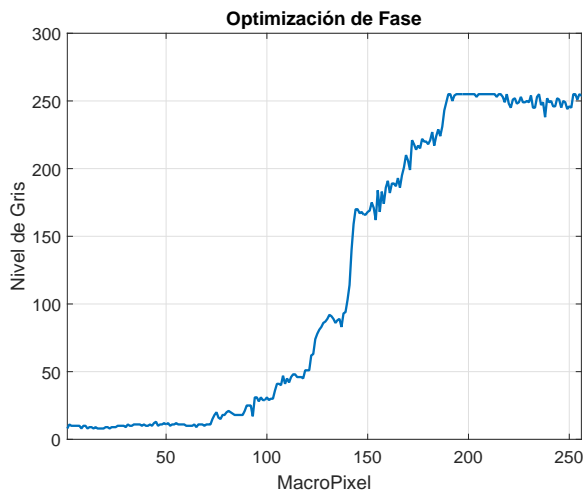
En la figura 4.9 se muestran todos los casos de mover el pixel hacia las cuatro esquinas de nuestra región de interés, cabe destacar que para todos estos casos se alcanza a notar una mancha brillante sobresaliente respecto al fondo. En la siguiente figura se muestran las gráficas de optimización para los casos de cada esquina.



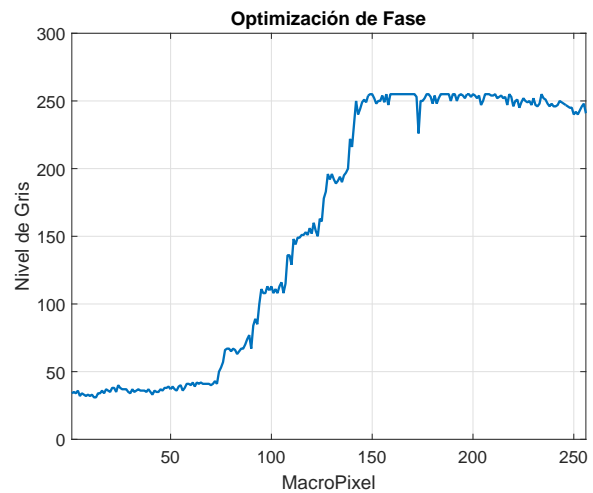
(a) Optimización para pixel en la esquina superior izquierda.



(b) Optimización para pixel en la esquina superior derecha.



(c) Optimización para pixel en la esquina inferior derecha.

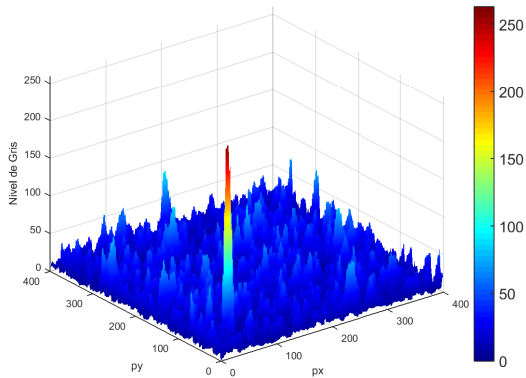


(d) Optimización para pixel en la esquina inferior izquierda.

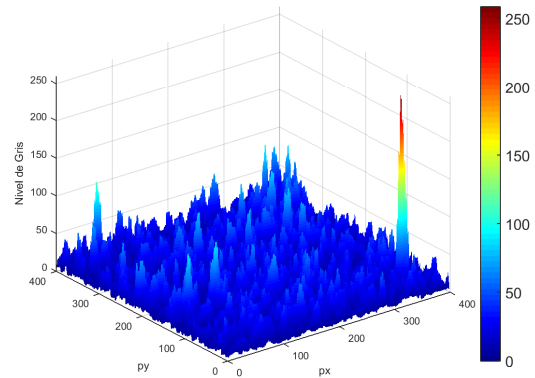
Figure 4.10: Gráficas de optimización con 256 segmentos de modulación para 1 pixel fuera de la región central.

Las curvas de optimización no tienen un gran cambio significativo en comparación a las curvas registradas para el caso de enfocamiento en la región central, excepto que podemos apreciar que al algoritmo le cuesta más segmentos al momento de saturar el pixel para algunas esquinas que para otras. Existen corrimientos en el valor inicial de las curvas de optimización,

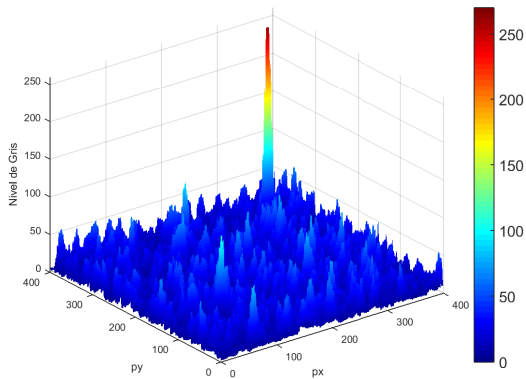
esto es debido al momento de seleccionar el pixel de interés inicialmente existía una mancha en esa región a optimizar y sobre ella empieza la optimización.



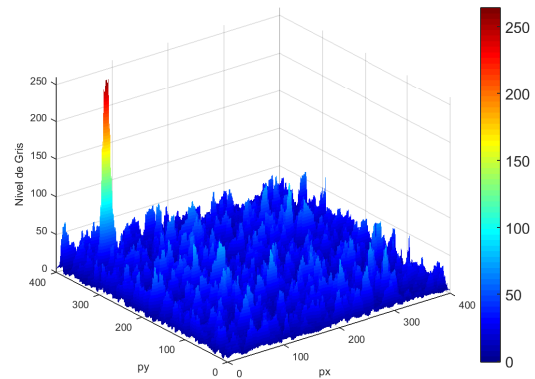
(a) Plano de distribución de intensidad para 1 pixel en la esquina superior izquierda.



(b) Plano de distribución de intensidad para 1 pixel en la esquina superior derecha.



(c) Plano de distribución de intensidad para 1 pixel en la esquina inferior derecha.



(d) Plano de distribución de intensidad para 1 pixel en la esquina inferior izquierda.

Figure 4.11: Gráficas de la distribución de intensidad sobre el plano x-y con 256 segmentos de modulación para 1 pixel fuera de la región central.

En las gráficas anteriores se muestran la distribución de intensidad, la única diferencia aquí es que ahora es sobre todo el plano para verificar que efectivamente se haya formado el pixel en nuestras coordenadas de interés. En estas gráficas se aprecia un pico que sobresale del fondo , y además se encuentra ubicado en las respectivas coordenadas que se habían mencionado.

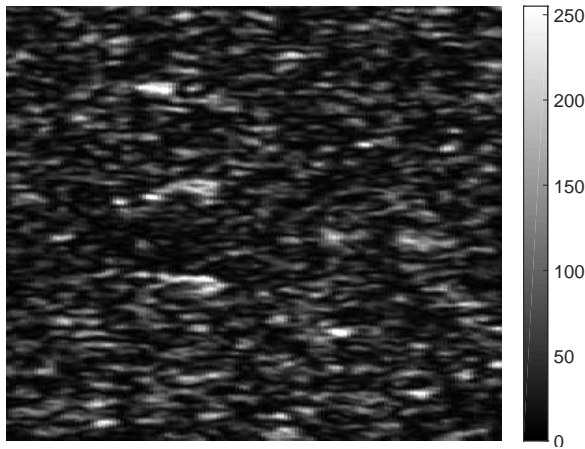
Para cada caso se calculó su razón señal a ruido como el ancho del pulso para cada eje respectivamente, como se ha venido trabajando hasta el momento. En la tabla siguiente se muestran dichos datos.

Esquina	FWHM <sub>x</sub>	SNR <sub>x</sub>	FWHM <sub>y</sub>	SNR <sub>y</sub>
Superior Izquierda	9.73 Pixeles	14.37	4.04 Pixeles	19
Superior Derecha	12.25 Pixeles	13.34	3.80 Pixeles	15.52
Inferior Izquierda	15.14 Pixeles	9.39	4.67 Pixeles	17.60
Inferior Derecha	12.11 Pixeles	11.49	4.54 Pixeles	18.27

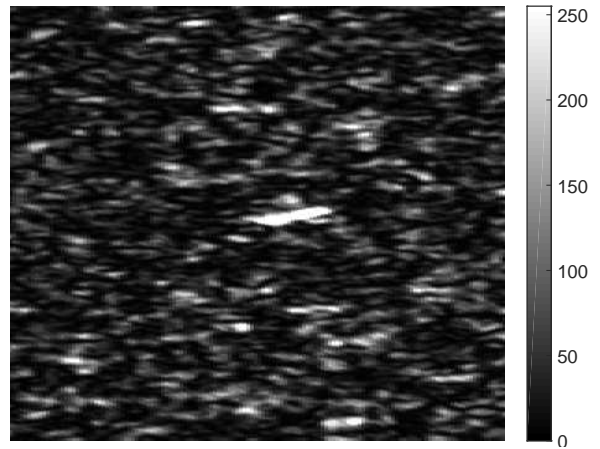
Table 4.3: Resultados de ancho de pulso y SNR en ambas direcciones  $x$  y  $y$ , para el caso de enfocamiento fuera de la región central.

#### 4.2.4 Optimización de intensidad para un conjunto de pixeles agrupados

Esta prueba consiste en agrupar un número de pixeles para formar una línea en el patrón de speckle resultante después de la optimización, para esta prueba se utilizaron 1024 segmentos, debido a que requerimos una modulación más fina, como también requerimos de una mayor intensidad de entrada.

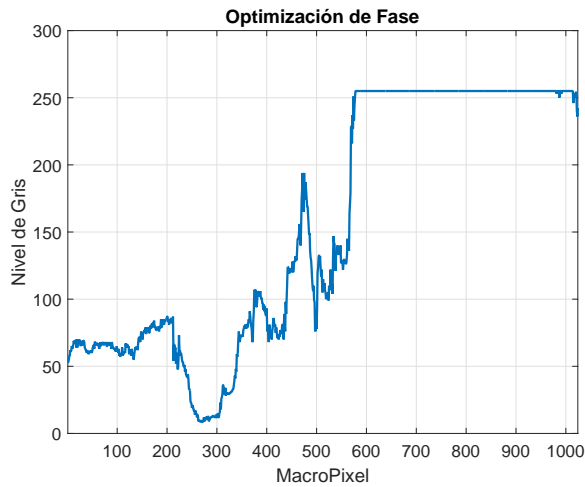


(a) Foto inicial del patrón de speckle de la región de interés.

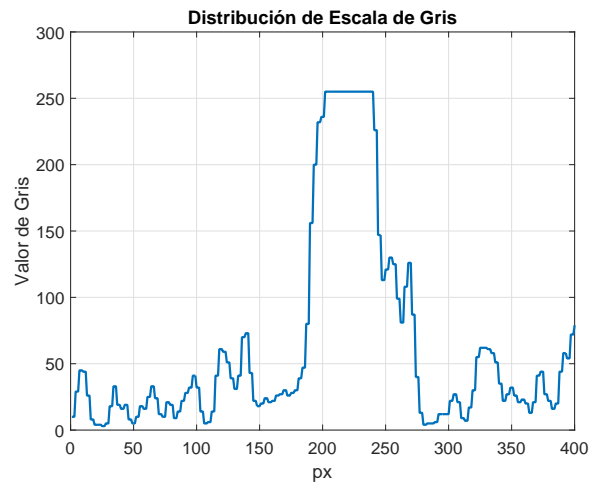


(b) Foto final del patrón de speckle de la región de interés.

Figure 4.12: Fotos del patrón de speckle para antes de modulación y después de la modulación con 1024 segmentos.



(a) Optimización para una agrupación de píxeles.



(b) Distribución de escala de gris en el eje  $x$ .

Figure 4.13: Gráfica de la optimización para la formación de la línea y la distribución de intensidad a lo largo del eje  $x$ .

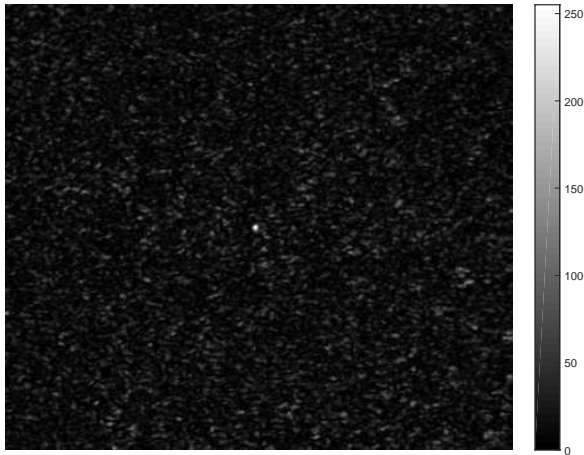


En esta prueba también se calculó la distribución de escala de gris para el *eje x* como para el *eje y* y el SNR y FWHM respectivamente. Para el caso de la distribución en *y* no es muy apreciable debido al ruido de fondo que aún se logra observar en la foto después de la modulación.

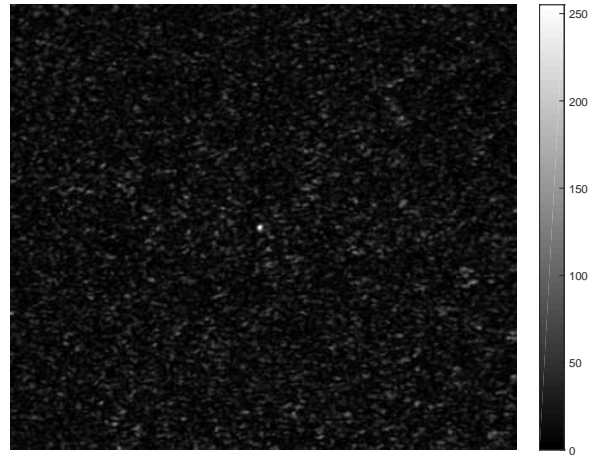
Para este caso se consiguieron los siguientes valores de  $SNR_x = 7.53$  con un largo de línea respecto *x* de  $FWHM_x = 56.88$  *Pixeles*, mientras que la distribución de intensidades a lo largo del eje *y* tenemos que  $SNR_y = 5.53$  y el ancho de la línea  $FWHM_y = 4.78$  *Pixeles*. Un punto importante en esta prueba es que al algoritmo le cuesta más trabajo tratar de enfocar regiones grandes hasta llegar a un punto extremal que no logre optimizar absolutamente nada.

#### 4.2.5 Remodulación

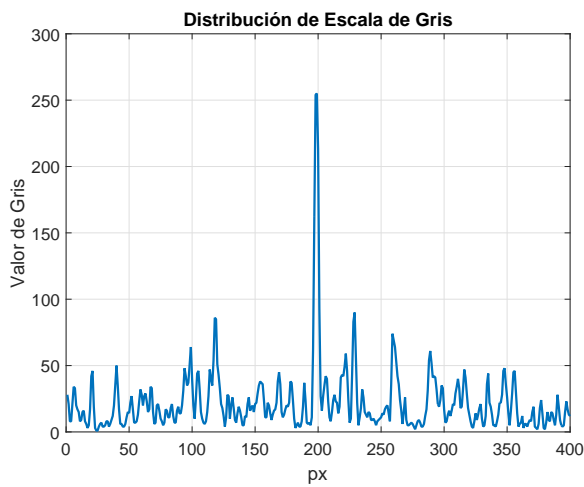
La última prueba realizada en este trabajo de tesis fue la remodulación de la fase, esto consistió en realizar la modulación para lograr el enfocamiento del pixel central, y así conseguir la fase óptima para el modulador. Se mandó una imagen de fase constante con un valor de escala de gris de 0 al modulador para regresar el speckle inicial e inmediatamente después se le volvió a mandar la fase óptima que ya se había encontrado al modulador sin realizar la ejecución del algoritmo nuevamente.



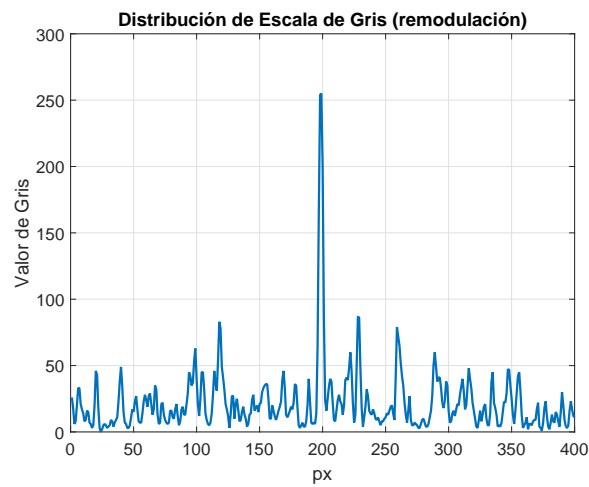
(a) Foto final de enfocamiento después de la optimización con 256 segmentos.



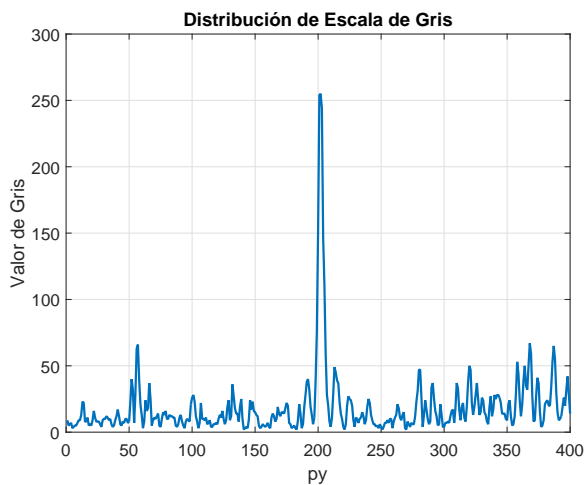
(b) Foto final de enfocamiento después de volver a desplegar la fase optimizada.



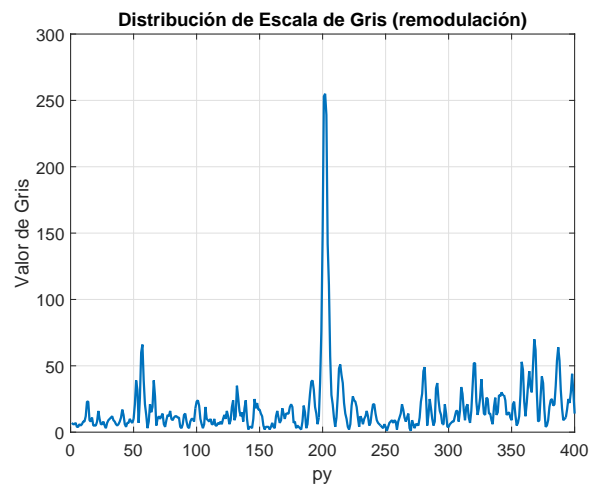
(c) Distribución de escala de gris a lo largo del eje  $x$ , primera optimización.



(d) Distribución de escala de gris a lo largo del eje  $x$ , remodulación.



(e) Distribución de escala de gris a lo largo del eje  $y$ , primera optimización.



(f) Distribución de escala de gris a lo largo del eje  $y$ , remodulación.

Figure 4.14: Comparación para el caso de la primera modulación y remodulación.

Vemos que volviendo a mostrar la fase óptima se logra formar el enfocamiento, siempre y cuando no se haya movido la muestra o el láser, a simple vista no se percibe ningun cambio alguno entre ambos casos. Para cada caso se calculó su FWHM y su SNR que se muestran a continuación.

Caso	FWHM <sub>x</sub>	SNR <sub>x</sub>	FWHM <sub>y</sub>	SNR <sub>y</sub>
Primera Modulación	3.95 Pixeles	13.02	4.49 Pixeles	16.12
Remodulación	3.93 Pixeles	13.17	4.35 Pixeles	16.24

Table 4.4: Resultados de ancho de pulso y SNR para ambas direcciones  $x$  y  $y$  para el caso de primera modulación y remodulación.

Efectivamente solo son cambios muy leves los que se alcanzan a notar, esto nos demuestra lo poderosa que es está técnica, mientras estemos en las mismas condiciones podemos hacer uso de la misma fase optimizada para formar el enfoque las veces que sean necesarias.

### 4.3 Tiempos de ejecución

Un factor importante en estas pruebas es el tiempo de ejecución del algoritmo para cada uno de los casos. En este apartado reportamos los tiempos para las pruebas realizadas, calculamos los tiempos para la máxima resolución de la cámara de  $1280 \times 1024$  pixeles que equivale a una frecuencia de  $10frames/seg.$ , cambiando esta resolución a  $400 \times 400$  que nos permite un aumento en la frecuencia de  $18frames/seg.$ , y finalmente a  $200 \times 200$  que alcanzamos la frecuencia de  $25frames/seg.$

Segmentos	Tiempo 1280x1024	Tiempo 400x400	Tiempo 200x200
64	2 min	1 min 22 seg.	1 min
256	9 min	5 min 30 seg.	4 min
1024	37 min	23 min	18 min

Table 4.5: Tiempos de ejecución para distintas resoluciones de la CCD y distintos segmentos de modulación

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo de tesis se ha logrado la implementación del algoritmo secuencial en Hardware y se ha verificado su funcionalidad mediante las pruebas realizadas anteriormente para el control de propagación a través de un medio esparcidor estático usando una fuente de luz coherente. Se estudiaron los conceptos relacionados con el esparcimiento de luz en medios desordenados, la lógica del funcionamiento del algoritmo y los elementos que componen al arreglo experimental para la ejecución del programa. La implementación del algoritmo en hardware brinda eficiencia y rapidez en el procesamiento de datos y ejecución.

Las curvas de optimización para las distintas pruebas se observó que no hay un gran cambio en particular, para todos los casos se apreció que los primeros  $N$  segmentos modulados no contribuyen prácticamente en nada al aumento de intensidad durante la ejecución, el momento en el que llegamos a la zona central del modulador se observó que hay un crecimiento considerable de intensidad, y por último los segmentos finales fuera de la zona central del modulador tampoco contribuyen en gran medida. Esto da pauta para trabajos a futuro para empezar a modular en la zona central y de ahí hacia afuera de esta zona, en forma espiral hasta abarcar toda la zona de modulación.

De acuerdo a los perfiles de intensidad obtenidos en este trabajo para un solo pixel, se lograba formar una mancha brillante que abarcaba varios pixeles en ambas direcciones, esto es debido que al momento de optimizar un granito de la distribución de speckle abarcaba varios pixeles de la CDD y como el algoritmo solo preguntaba por un pixel de interés su vecindad también aumentaba si el pixel de interés aumentaba. El caso interesante aquí es que siempre tomaba una dirección de ensanchamiento preferencial (eje  $x$ ) como se muestran en la sección de resultados para todas las pruebas realizadas.

Los tiempos de ejecución son relativamente altos, debido a que mientras más fina sea la modulación del sistema, mayor tiempo de ejecución le tomará al sistema. Por otro lado, las limitaciones que nos enfrentamos en el arreglo experimental, por ejemplo, el framerate de la cámara donde la máxima velocidad que logramos conseguir fue una frecuencia de  $25 \text{ frames/seg.}$ , y el modulador espacial de luz que no son tan rápidos como se esperaba. Uno de los experimentos que se realizó fue utilizando un fotodiodo, con el cual se logró un tiempo de ejecución de  $8 \text{ seg.}$  para una optimización con 64 segments. Sin embargo, el problema con el fotodiodo fue que a pesar que posee un tiempo de respuesta extremadamente rápido, tiene un área de trabajo también muy grande que nos impidió lograr el enfocamiento deseado. Para conseguir mayor velocidad se podría remplazar el modulador a base de cristales líquidos por un dispositivo de microespejos digitales (DMD), los cuales logran trabajar en el rango de  $10 \text{ KHz}$  [58], a comparación de los  $30 \text{ Hz}$  que logramos conseguir del Hamamatsu LCOS. Otro cambio importante que se puede realizar para conseguir mayor velocidad es reemplazar nuestra CCD por otra que nos entregue mayor frecuencia de captura de fotos.

# Bibliography

- [1] MICHAEL WIESCHER *Atmosphere and Climate* Department of Physics, University of Notre Dame
- [2] IRINA N. SOKOLIK *Absorption by atmospheric gases in the IR, visible and UV spectral regions*. School of Earth and Atmospheric Sciences, Georgia Institute of Technology
- [3] DAVID W. HAHN “*Light Scattering Theory*” Department of Mechanical and Aerospace Engineering. University of Florida. July 20019
- [4] P. ŠMID, P. HORVÁTH, AND M. HRABOVSKÝ *Speckle correlation method used to measure object’s in-plane velocity*. Appl. Opt. 46(18), 3709–3715 (2007).
- [5] H. J. RABAL AND R. A. BRAGA, ED. *Dynamic Laser Speckle and Applications*. CRC Press, Boca Raton, FL (2008).
- [6] K. R. FORRESTER; J. TULIP; C. LEONARD; C. STEWART, AND R. C. BRAY. *A laser speckle imaging technique for measuring tissue perfusion*. *IEEE Transactions on biomedical engineering*. Vol. 51. No.11. (2004).
- [7] M. TAKEDA AND H. YAMAMOTO. *Fourier-transform speckle profilometry: three-dimensional shape measurements of diffuse objects with large height steps and/or spatially isolated surfaces*. Appl. Opt. 33(34), 7829–7837 (1994).

- [8] HYEONSEUNG YU, JONGCHAN PARK, KYOREH LEE, JONGHEE YOON, KYUNGDUK KIM, SHINWHA LEE, YONGKEUN PARK *Recent advances in wavefront shaping techniques for biomedical applications*. arXiv preprint arXiv:1502.05475.
- [9] M. FINK. *Time reversed acoustics*. Phys. Today 50, 34 (1997). — p.13.
- [10] M. FINK, D. CASSEREAU, A. DERODE, C. PRADA, P. ROUX, M. TANTER, J.-L. THOMAS, AND F. WU *Time reversed acoustics*. Rep. Prog. Phys. 63, 1933 (2000). — p.13.
- [11] M. FINK, C. PRADA, F. WU, AND D. CASSEREAU *Self focusing in inhomogeneous media with time reversal acoustic mirrors*. IEEE Ultrason. Symp. Proc. 2, (1989). — p.13.
- [12] C. DRAEGER AND M. FINK *One-channel time reversal of elastic waves in a chaotic 2d-silicon cavity*. Phys. Rev. Lett. 79, 407 (1997). — p.13.
- [13] G. LEROSEY, J. DE ROSNY, A. TOURIN, A. DERODE, G. MONTALDO, AND M. FINK *Time reversal of electromagnetic waves*. Phys. Rev. Lett. 92, 193904 (2004). — p.13.
- [14] S. H. SIMON, A. L. MOUSTAKAS, M. STOYTCHEV, AND H. SAFAR *Communication in a disordered world*. Phys. Today 54, 38 (2001). — p.13.
- [15] A. DERODE, A. TOURIN, J. DE ROSNY, M. TANTER, S. YON, AND M. FINK *Taking advantage of multiple scattering to communicate with time-reversal antennas*. Rev. Lett. 90, 014301 (2003). — p.13.
- [16] B. E. HENTY AND D. D. STANCIL *Multipath-enabled super-resolution for rf and microwave communication using phase-conjugate arrays*. Phys. Rev. Lett. 93, 243904 (2004). — p.13.
- [17] G. LEROSEY, J. DE ROSNY, A. TOURIN, AND M. FINK *Focusing beyond the diffraction limit with far-field time reversal*. Science 315, 1120 (2007). — p.13.



- [18] I. M. VELLEKOOP AND A. P. MOSK “*Focusing coherent light through opaque strongly scattering media*” *Opt.Lett.* 32(16), 2309-2311 (2007).
- [19] S. M. POPOFF, G. LEROSEY, M. FINK, A. C. BOCCARA, S. GIGAN “*Controlling light through optical disordered media: transmission matrix approach*”. *New J. Phys.* 13, 123021 (2011).
- [20] ZELDMAN,BOB., Marzo 21, 2006, United Business Media: Programmable Logic Design Linec.
- [21] JIMMY,XU, *A FPGA Hardware Solution for Accelerating Tomographic Reconstruction*. M.S. thesis,Dept. of Electrical Engineering.University of Washington, 2009.
- [22] SISTERNAS,CRISTIAN *FIELD PROGRAMMABLE GATE ARRAYS (FPGAS)* Cátedra: Sistemas Digitales II / Electrónica Digital II.
- [23] WEISSTEIN, ERIC W. “*Wave Equation–1-Dimensional.*” From MathWorld–A Wolfram Web Resource.
- [24] WEISSTEIN, ERIC W. “*Helmholtz Differential Equation.*” From MathWorld–A Wolfram Web Resource.
- [25] C. H. R. HUYGENS *Traité de la lumière* (van der Aa, Leiden, 1690)
- [26] J. F. DE BOER, M. C. W. VAN ROSSUM, M. P. VAN ALBADA, T. M. NIEUWENHUIZEN, AND A. LAGENDIJK *Probability distribution of multiple scattered light measured in total transmission*, *Phys. Rev. Lett.* 73, 2567 (1994). — p.21.
- [27] F. SCHEFFOLD AND G. MARET *Universal conductance fluctuations of light*,*Phys. Rev. Lett.* 81, 5800 (1998). — p.21.
- [28] M. P. VAN ALBADA AND A. LAGENDIJK *Observation of weak localization of light in a random medium*,*Phys. Rev. Lett.* 55, 2692 (1985). — p.21.

- [29] P.-E. WOLF AND G. MARET *Weak localization and coherent backscattering of photons in disordered media*, Phys. Rev. Lett. 55, 2696 (1985). — p.21.
- [30] I. FREUND, *Looking through walls and around corners*, Physica A: Statistical Mechanics and its Applications 168, 49 (1990). — p.21.
- [31] GREGORY F. LAWLER AND VLADA LIMIC., *issue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis*, thir edition, SPIE Press Bellingham, Washington USA.
- [32] VALERY TUCHIN., *Random Walk: A Modern Introduction*.
- [33] D. A. BOAS, J. P. CULVER, J. J. STOTT, AND A. K. DUNN., *Three-dimensional Monte Carlo code for photon migration through complex heterogeneous media including the adult human head*. Opt. Express 10(3), 159–170 (2002).
- [34] LIHONG V. WANG, HSIN WU. *Biomedical Optics Principles and Imaging*. Chapter 3., WILEY-INTERSCIENCE., A John Wiley and Sons, Inc., Publication (2007)
- [35] J. J. DUDERSTADT AND W. R. MARTIN, *Transport Theory.*, John Wiley and Sons, New York (1979).
- [36] P. N. REINERSMAN AND K. L. CARDER, *Hybrid numerical method for solution of the radiative transfer equation in one, two, or three dimensions.*, Appl. Opt. 43, 2734–2743 (2004)
- [37] S. R. ARRIDGE, M. SCHWEIGER, M. HIRAOKA, AND D. T. DELPY, *A finite element approach to modelling photon transport in tissue.*, Med. Phys. 20, 299–309 (1993).
- [38] V. A. MARKEL, *Modified spherical harmonics method for solving the radiative transport equation*, Wave Random Media 14, L13–L19 (2004).
- [39] H. S. CARSLAW AND J. C. JAEGER *Conduction of heat in solids*, 2 ed. (University Press, 1959).

- [40] S. CHANDRASEKHAR *Radiative transfer* Dover Publications, Inc., New York, 1960.
- [41] DENNIS G. ZILL *Differential Equations with Boundary-Value Problems, Seventh Edition* Brooks,cole. Cengage learning.
- [42] RUEL V. CHURCHILL *Complex Variables and Applications* 3rd-edition, McGraw-HILL.
- [43] JORGE RIPOLL LORENZO *PRINCIPLES OF DIFFUSE LIGHT PROPAGATION Light Propagation in Tissues with Applications in Biology and Medicine* World Scientific, 2012.
- [44] FABRIZIO MARTELLI *Light propagation through biological tissue and other diffusive media : theory, solutions, and software.* SPIE PResS Bellingham, Washington USA.
- [45] I.M. VELLEKOOP, A.P. MOSK *Phase control algorithms for focusing light through turbid media.* Institute for Nanotechnology, University of Twente.
- [46] I.M. VELLEKOOP *Controlling the propagation of light in disordered scattering media* Tesis Dr. Universiteit Twente, the Netherlands. 144 p.
- [47] J.W.GOODMAN *Statistical Optics* (Wiley, New York,2000).
- [48] D.E.GOLDBERG *Genetic algorithms in search, optimization and machine learning* (Addison-Wesley, Reading MA, 1989).
- [49] C.W.J. BEENAKKER *Random-matrix theory of quantum transport* Rev. Mod. Phys. 69,731(1997)
- [50] JACK, READY, *Fundamentals of Photonics.* Optical Detectors and Human Visions, SPIE., Module 1.6
- [51] LANGROCK,CARTESEN,HUM, DAVID *Optical Radiation detectors and Noise*
- [52] —textscBudde,W. PHYSICAL DETECTORS OF OPTICAL RAQDIATION.. Vol.4. Orlando. FL: Academic Press(1983). Cap.1.

- [53] GRUSIN, MIKE., sparkfun: *Serial Peripheral Interface(SPI)*.
- [54] POCHI YEH Y CLAIRE GU. *Optics of Liquid Crystal Displays*. John Wiley and Sons Inc., 1999.
- [55] SHIN-TSON, WU., *Exploratory Studies Laboratory* Malibu, California. Hughes Research Laboratories. Cap. 14.
- [56] CHAVEZ, R Y J. SANTIAGO, *Cristales Liquidos Termotropicos*. Revista de Quimica. Vol. XIII, N.2. Diciembre de 1999.
- [57] SIRIPHAT, POMYEN. *Signal Processing with Matlab on Raspberry Pi Platform*. M.S. thesis, Dept. of Electrical Engineering. University of Technology Tampere, 2015.
- [58] VAN KESSEL. *A MEMs-based projection display*. Proc. IEE, Vol. 86 pp.1687-1704 1998.