



INAOE

Aplicaciones fotónicas de celdas híbridas a base de silicio amorfo

por

Ángel Fuentes García

Tesis sometida como requisito parcial
para obtener el grado de

**DOCTOR EN CIENCIAS
EN LA
ESPECIALIDAD DE
ÓPTICA**

en el

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

Febrero 2017
Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

**Dr. Julio Cesar Ramírez
San Juan**

Investigador Titular del INAOE
Dr. Rubén Ramos García
Investigador Titular del INAOE

©INAOE 2017

Derechos reservados

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



Contenido

Tabla de figuras.....	4
Introducción.....	6
Capítulo 1:	9
Física básica de cristales líquidos y Fuerza Dielectroforetica	9
1.1 Cristales Líquidos	9
1.2Cristales Líquidos Termotrópicos.....	11
1.2.1 Fase Nemática.....	11
1.2.2 Fase Esmética.....	12
1.2.3 Fase Colestérica	12
1.3 Parámetro de orden.....	12
1.4 Pre-Alineamiento de cristales líquidos	13
1.5 Birrefringencia óptica de los cristales líquidos	14
1.6 Fuerza de dielectroforesis.....	16
Capítulo 2	19
Generación de lentes GRIN en CL	19
2.1 Mecanismo térmico de manipulación de índices de refracción en cristales líquidos ..	19
2.2 Experimento.....	27
2.2.1 Estructura del dispositivo.....	27
2.2.2 Arreglos experimentales	28
2.4 Resultados experimentales.....	31
Capítulo 3	33
Grabado de hologramas en dispositivos híbridos de CL	33
3.1 introducción	33
3.2 Propiedades ópticas no lineales de los CL	34
3.3 Estructura del dispositivo.....	35
3.4 Funcionamiento de la celda	35
3.5 Análogo eléctrico de la celda	36
3.6 Simulación del campo eléctrico evanescente dentro de la celda.....	38
3.7 Formación de rejillas de difracción	40
3.8 Eficiencia de difracción	42
3.9 Procedimiento de medición	42
3.10 Coeficiente de absorción del dispositivo	43
3.11 Eficiencia de difracción	44

Aplicaciones fotónicas de celdas híbridas a base de silicio amorfo	
3.11.1 Eficiencia de difracción vs Voltaje.....	44
3.11.2 Eficiencia de difracción vs frecuencia de modulación	44
3.11.3 Eficiencia de difracción vs periodo de la rejilla	45
Capítulo 4.....	47
Pinzas optoelectrónicas	47
4.1 Estructura de la pinza optoelectrónica	48
4.2 Funcionamiento de la pinza	49
4.3 Análogo eléctrico de la pinza	49
4.4 Simulación numérica de la fuerza dielectroforética	51
4.4.1 Geometría y propiedades de materiales	51
4.4.2 Física de la simulación y condiciones a la frontera	53
4.4.3 Post-procesamiento	53
4.5 Experimento.....	54
4.5.1 Sistema óptico.....	54
4.5.2 Solución de Microesferas y experimento	55
4.5.3 Resultados.....	57
Capítulo 5.....	59
Conclusiones y trabajo futuro.....	59
5.1 Conclusiones	59
5.2 Trabajo a futuro	60
Apéndice 1: Características de la cámara térmica FLIR E6	62
Bibliografía	63

Tabla de figuras

Figura 1. Ejemplo de cristales líquido plimericos.....	10
Figura 2. Al incrementar la temperatura de estos materiales se presentan las transiciones de fases. Cabe mencionar que entre la fase líquido-cristalina y la líquida se presentan diferentes mesofases.	11
Figura 3. Subclasificación de cristales líquidos termotrópicos.....	12
Figura 4. a) Geometría utilizada para describir el parámetro de orden, b) El parámetro de orden en función de la temperatura.	13
Figura 5. Alineamientos inducidos mediante el tratamiento de la superficie de la celda.....	14
Figura 6. La birrefringencia de los cristales líquidos termotrópicos se presenta antes de la temperatura crítica, una vez superada esta temperatura la birrefringencia desaparece.....	15
Figura 7. Movimiento de partículas según su factor de Clausius-Mossotti.....	18
Figura 8. Comportamiento térmico de los índices de refracción para un material 5CB.	23
Figura 9. Lente clásica (a) y lente Grin (b).	24
Figura 10. Distribución de temperatura medida sobre la celda de cristal líquido. Esta imagen se obtuvo a 34°C, justo antes de que se llegara a la temperatura de transición de fase (35°C).	26
Figura 11. Reconstrucción de la distribución de temperatura en el cristal líquido. Los números de la base de la gráfica representan píxeles.	26
Figura 12. Distribución espacial del índice de refracción extraordinario.	27
Figura 13. Distribución espacial del índice de refracción ordinario.....	27
Figura 14. Dispositivo termóptico para generar lentes de CL.....	28
Figura 15. Arreglo experimental para visualizar las lentes generadas por interacción térmica.....	28
Figura 16. A la izquierda se puede observar una lente positiva y a la derecha una lente negativa.	29
Figura 17. Interferómetro Mach-Zehnder para el análisis de la fase cuando se presenta una variación en la temperatura del dispositivo.....	29
Figura 18. Gráfica teórica de la fase en función de la temperatura.	30
Figura 19. Comparación de los resultados experimentales con los resultados teóricos.....	31
Figura 20. Estructura del dispositivo de cristal líquido.....	35
Figura 21. Celda de cristal líquido (a) y su circuito análogo (b).	37
Figura 22. Gráfica de impedancia vs frecuencia de modulación.	38
Figura 23. Distribución del campo eléctrico dentro del cristal líquido, en la parte bajo la celda se muestra la distribución espacial del campo óptico.....	39
Figura 24. Corte transversal de la distribución del campo eléctrico a lo largo de Z.	40
Figura 25. Formación de una rejilla de difracción debida a la incidencia de un patrón de interferencia en la celda de cristal líquido.	41
Figura 26. Gráfica de Eficiencia vs voltaje.	44
Figura 27. Gráfica de eficiencia de difracción vs frecuencia.....	45
Figura 28. Eficiencia de difracción vs periodo de la rejilla.	46
Figura 29. Diagrama esquemático de una pinza optoelectrónica.	49
Figura 30. Gráfica de impedancia vs frecuencia.	50

Figura 31. Geometría en 3D que representa a la pinza optoelectrónica, las unidades en esta figura son en metros.....	51
Figura 32. Distribución espacial de la conductividad del silicio amorfo producido por un patrón circular de iluminación.	52
Figura 33. Gradiente del campo eléctrico generado por una trampa óptica circular de 50 μm de diámetro y una Micropartícula de poliestireno con un diámetro de 45.47 μm	53
Figura 34. Sistema óptico para proyectar trampas sobre el dispositivo optoelectrónico.	55
Figura 35. Imagen de la trampa optica que se utiliza para la manipulación de las microparticulas.	56
Figura 36. Resultados experimentales y simulados de la máxima velocidad a la que la pinza optoelectrónica puede manipular a partículas de diferentes diámetros.....	58

Introducción

En la actualidad existen materiales que juegan un papel muy importante en la industria de la tecnología. Las propiedades físicas de dichos materiales han permitido el desarrollo de dispositivos sorprendentes, por ejemplo, los teléfonos inteligentes. Los materiales que más han permitido el desarrollo acelerado de la industria electrónica han sido los semiconductores; entre estos podemos encontrar al silicio (en sus diferentes formas), el germanio o el arseniuro de galio. En este trabajo se ha ocupado de manera extensa uno de los materiales arriba mencionados, el silicio, más concretamente el silicio amorfo hidrogenado (a-Si:H).

Los estudios de este material comenzaron a finales de los 60's, los primeros que lograron depositar a-Si:H fueron Chittick y sus colaboradores en el Reino Unido quienes lograron depositar el material mediante la técnica de descarga con plasma. El siguiente paso importante en el desarrollo del a-Si:H se dio en la década de los 70's y fue el de haberlo dopado con fosfano y diborano, esto permitió la generación de semiconductores del tipo n y p y la posterior aplicación de este material para la construcción de celdas solares. Más tarde el añadir nitruro al proceso de deposición permitió la generación de transistores de película delgada, en los 80's las primeras aplicaciones de estos dispositivos fue en monitores, sensores de imagen y los detectores de rayos x utilizados para imagenología medica [1].

En el desarrollo de pantallas el a-Si:H siempre ha estado acompañado del cristal líquido. Las primeras observaciones que se tienen de estos materiales fueron realizadas por el botánico austriaco Fiedrich Reintzer quien en 1888 se encontraba investigando efectos térmicos en derivados orgánicos del colesterol. Reintzer se percató que al calentar este sólido a 145°C se convertía en un líquido turbio y después de 179°C se convertía en un líquido transparente. En 1889 el cristalógrafo alemán Otto Lehmann descubrió que el líquido turbio poseía características ópticas y una estructura molecular similar a la de un cristal sólido y así recibió el nombre de CL. Entre los estudios de

Lehmann destacan el buscar sustancias con las mismas características que presentaban los derivados del colesterol, así como la interacción de estos compuestos con la luz polarizada, Los resultados experimentales fueron publicados en agosto de 1889 en Zeitschrift für Physikalische Chemie [2]. Más tarde Daniel Vorländer se dedicó a sintetizar casi todos los cristales líquidos conocidos desde inicios del siglo 20 hasta 1935. A pesar de estas investigaciones, los cristales líquidos quedaron como una curiosidad de la ciencia y no se les tomó importancia hasta que a finales de la década de los 60's volvieron a ser objeto de estudio y finalmente en 1973 se emplearon, en conjunto con a-Si:H, para la fabricación de pantallas en dispositivos electrónicos.

La importancia tecnológica de los cristales líquidos radica principalmente en su capacidad de modificar las propiedades de la luz que se propaga a través de ellos. Las pantallas de cristal líquido (LCDs) al igual que los moduladores espaciales de luz permiten la manipulación de la intensidad de la luz que incide en ellos, empero existen moduladores que modifican la fase de la luz que índice en ellos. Aparte de estas estas aplicaciones ópticas mencionadas arriba existe otras como lentes, polarizadores y persianas. Otras aplicaciones que no son ópticas de los cristales líquidos se encuentran en la creación de materiales súper resistentes como el Kevlar, la fabricación de medidores de temperatura y presión.

El objetivo de este trabajo será la fabricación, caracterización y optimización de dispositivos termópticos y optoelectrónicos basados en a-Si:H. El primer dispositivo se utilizara para la generación de lentes de gradiente de CL mediante una interacción térmica con a-Si:H. El segundo dispositivo uno que permite el estudio de fenómenos ópticos no lineales mediante el grabado de hologramas. Finalmente, el tercer dispositivo conocido como pinzas optoelectrónicas se utilizará para estudiar el efecto que te tiene el tamaño de los objetos en esta técnica de micromanipulación.

En el primer capítulo se tratara la física detrás de los cristales líquidos, empezando por los tipos de cristales líquidos que existen, como se presenta

la fase cristalina en éstos y cuales son dichas faces; también se abordará el tema de parámetro de orden y la preparación de celdas que permitan el estudio óptico de estos increíbles materiales.

En el capítulo dos se estudiarán propiedades térmicas de los índices de refracción del cristal líquido, así como el método de construcción de un dispositivo termóptico capaz de generar lentes de índice de gradiente y, también, los métodos experimentales para el estudio de la fase del campo óptico que recorre estas lentes de gradiente.

El tercer capítulo será dedicado al estudio de la fuerza de dielectroforesis que es el motor primordial de los siguientes dos dispositivos a base de silicio amorfo.

En el cuarto capítulo se hablará del dispositivo que es capaz de grabar un holograma mediante la interacción de luz, silicio amorfo y CL. Dicho dispositivo se describirá a través de un circuito eléctrico con la finalidad de encontrar en que rangos trabaja de manera óptima y por último se realizará una simulación de elemento finito donde se pueda visualizar el campo eléctrico evanescente dentro de dicha celda que dará origen a la reorientación del cristal líquido y a su vez a efectos ópticos no lineales.

En el capítulo cinco estudiaremos el último dispositivo basado en silicio, este dispositivo se conoce como pinzas optoelectrónicas y con ellas buscamos caracterizar la forma en la que manipula objetos esféricos de diferentes tamaños, para este fin se documentarán simulaciones de elemento finito y experimentos. En el último capítulo se expondrán las conclusiones y el trabajo a futuro.

Capítulo 1:

Física básica de cristales líquidos y Fuerza Dielectroforetica

1.1 Cristales líquidos

Los cristales líquidos (CL) son materiales que presentan una fase intermedia entre un sólido cristalino y un líquido, en su interior las moléculas presentan una orientación preferencial (comportamiento presente en los cristales) pero carecen de orden en su posición (comportamiento presente en los líquidos). Una característica sobresaliente de las moléculas de cristal líquido es que presentan forma de varilla o forma de disco. Estos materiales se clasifican de acuerdo a los parámetros físicos que determinan su fase líquida-cristalina y de acuerdo a esta clasificación existen tres tipos de cristales líquidos: los liotrópicos, los poliméricos y los termotrópicos [3].

Para el caso los cristales líquidos liotrópicos la fase cristalina se induce agregando la cantidad adecuada de un material en un solvente. La manera típica de obtener este tipo de material es agregar moléculas anfifílicas en agua, estas moléculas poseen una parte hidrofílica o sea que es soluble en agua y otra hidrofóbica o sea que rechaza el agua. Ejemplos de este tipo de cristales líquidos son el jabón disuelto en agua y los fosfolípidos.

Por su parte, los cristales líquidos poliméricos combinan las propiedades de los polímeros con las del cristal líquido. Para que los polímeros comunes puedan dar características de cristales líquidos, a las cadenas de estos se deben agregar elementos (mesogenos) que tengan forma de cilindros o discos. La forma en la que se construyen la colocación de estos mesogenos juega un papel importante para determinar el tipo de cristal líquido polimérico que se forma, por ejemplo, las cadenas principales de cristales líquidos (MC-

PLC) se forman cuando los mesogenos son parte de cadena principal del polímero; por otro lado, las cadenas laterales de cristales líquidos (SC-PLC) son formados cuando los mesogenos son unidos como cadenas lateras a los polímeros mediante una unión flexible llamada espaciador (¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.) [4]. Estos híbridos son candidatos potenciales para aparatos eléctricos y para materiales ultra resistentes [3].

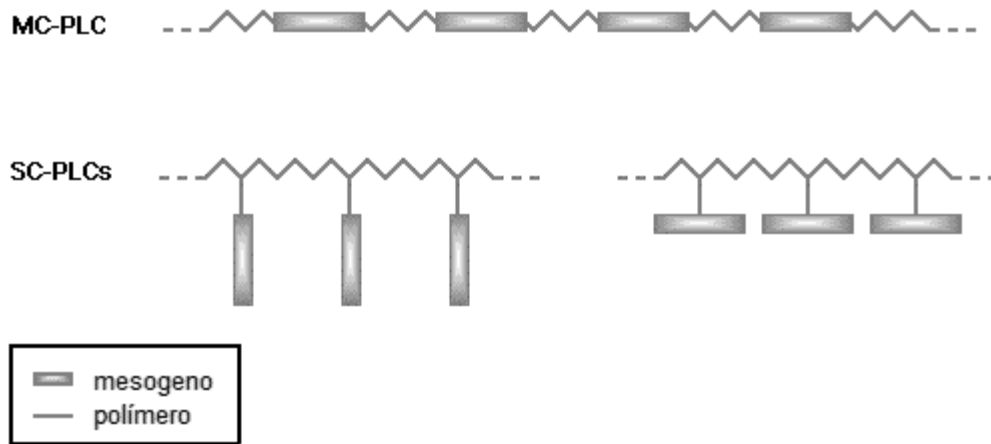


Figura 1. Ejemplo de cristales líquido plimericos.

Finalmente los cristales líquidos termotrópicos son los más estudiados y usados y son también los que en este trabajo estaremos ocupando, es por esta razón que ocuparemos un espacio más amplio para hablar de ellos.

1.2 Cristales líquidos termotrópicos

Estos materiales presentan la fase cristalina cuando se cambia la temperatura, es decir, esta fase existe en un cierto rango de temperaturas. Conforme la temperatura aumenta, estos materiales pasan de sólido cristalino a cristal líquido, después, a líquido isotrópico (Figura 2) y finalmente a la fase de vapor. En algunos casos la fase cristalina solo se presenta en el proceso de enfriamiento desde la fase isotrópica y a este tipo transición de fase se le conoce como monotrópica. Como el nombre de estos cristales líquidos lo indica, todos sus parámetros físicos (índice de refracción, constante dieléctrica, constante elástica, viscosidad) dependen de la temperatura [3].

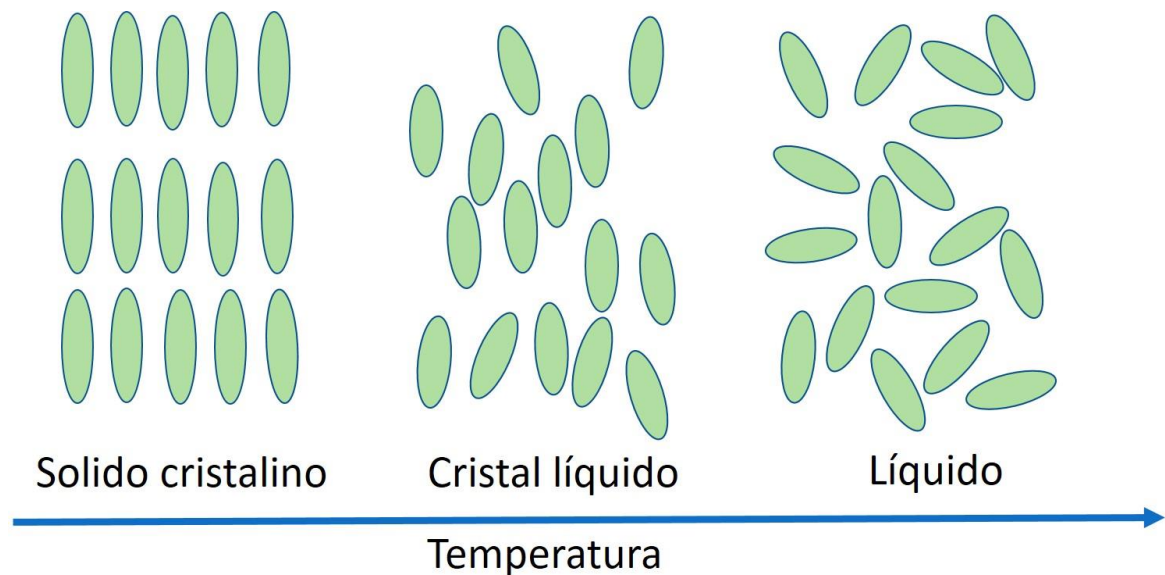


Figura 2. Al incrementar la temperatura de estos materiales se presentan las transiciones de fases. Cabe mencionar que entre la fase líquido-cristalina y la líquida se presentan diferentes mesofases.

En los materiales termotrópicos existe tres fases: la nemática, la esméctica y la colestérica. Esta subclasificación se basa en el grado de orientación que presentan las moléculas y en promedio dicha orientación es representada por el vector director \hat{n} .

1.2.1 Fase nemática

En la fase nemática las moléculas del cristal líquido presentan un alineamiento preferencial pero no tienen un orden en su posición. El

alineamiento de estas moléculas es caracterizado, en promedio, por el vector director (Figura 3a).

1.2.2 Fase esmética

En este caso las moléculas mantienen orden de orientación pero también mantienen un orden de posición, ya que, las moléculas tienden a alinearse por sí mismas en diferentes planos. Actualmente existen al menos nueve fases esméticas (A, B, C,..., I), estas fases han sido nombradas no por las propiedades moleculares que presentan, si no, por el orden cronológico de su descubrimiento (Figura 3b).

1.2.3 Fase colestérica

Esta fase es termodinámicamente equivalente a la nemática con la diferencia que las moléculas se agrupan en capas y el vector director presenta una orientación diferente entre capa y capa (Figura 3c).

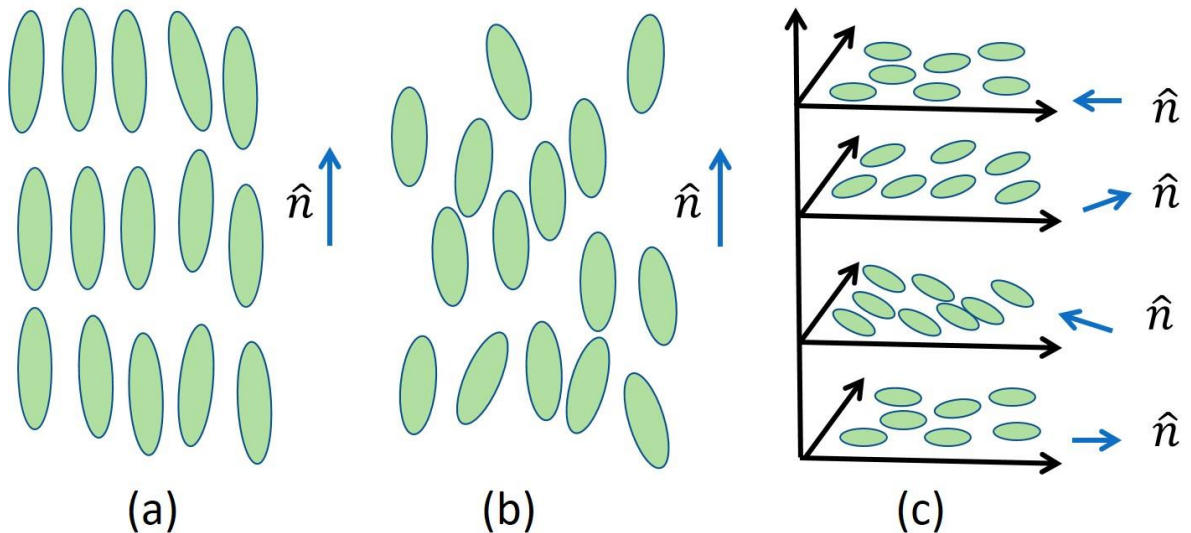


Figura 3. Subclasificación de cristales líquidos termotrópicos.

1.3 Parámetro de orden

Para conocer si un material se encuentra en un estado o en una determinada fase cristalina es necesario introducir una variable cuantitativa que nos hable del grado de orden que las moléculas del cristal líquido presentan. A esta cantidad se le conoce como parámetro de orden y está definida como [3]:

$$S = \langle P_2(\cos(\theta)) \rangle = \frac{1}{2} \langle 3\cos^2(\theta) - 1 \rangle \quad (1.1)$$

donde P_2 es el segundo polinomio de Legendre y θ es el ángulo que forma la molécula de cristal líquido con el vector director \hat{n} (Figura 4a). Para una orientación perfecta de las moléculas el parámetro de orden toma un valor de uno (sólido cristalino) y en la ausencia de orientación el parámetro de orden toma un valor de cero (líquido). El parámetro de orden del cristal líquido decrece cuando la temperatura aumenta (Figura 4b), los valores típicos del parámetro de orden van de 0.3 a 0.9 [5].

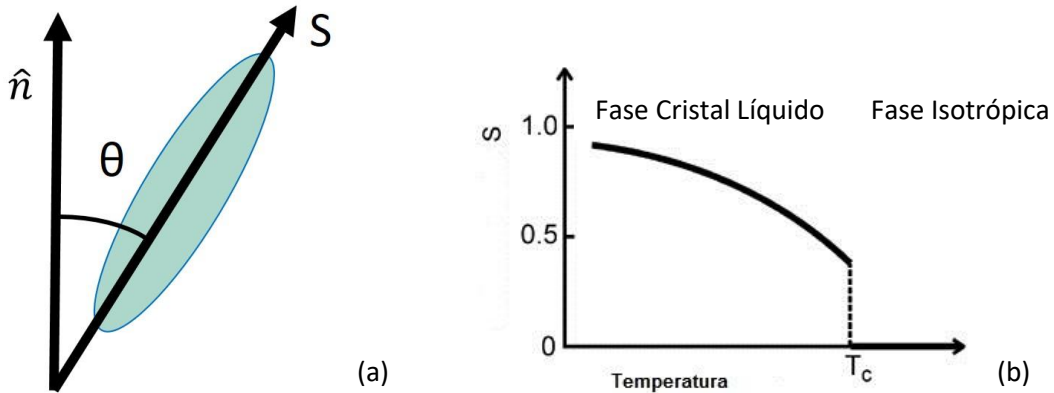


Figura 4. a) Geometría utilizada para describir el parámetro de orden, b) El parámetro de orden en función de la temperatura.

1.4 Pre-Alineamiento de cristales líquidos

Para la experimentación con cristales líquidos se deben construir celdas que contengan a estos. En dichas celdas se pueden inducir diferentes tipos de alineamientos, ya sea mediante tratamientos mecánicos o químicos de la superficie de la celda.

Si al sustrato de la celda se cubre con una película delgada de surfactante, las moléculas del cristal líquido se alinean de manera ortogonal a ésta, éste tipo de alineamiento se conoce como homeotrópico (

Figura 5a). Otra manera de inducir un alineamiento en las moléculas de cristal líquido es depositar sobre la superficie de la celda una capa de polímero (alcohol polivinílico) y con una fibra “suave” frotarla en una sola dirección para

así dejar surcos en los cuales se deposita el cristal líquido para que el vector director quede paralelo a la superficie (

Figura 5b), a éste tipo de alineamiento se le conoce como planar. Para este experimento el dispositivo que se construyó presenta una alineación planar pero es preciso detallar más su construcción. También existen otros tipos de alineamientos inducidos, por ejemplo, mediante capas fotosensibles y por moléculas colorantes.

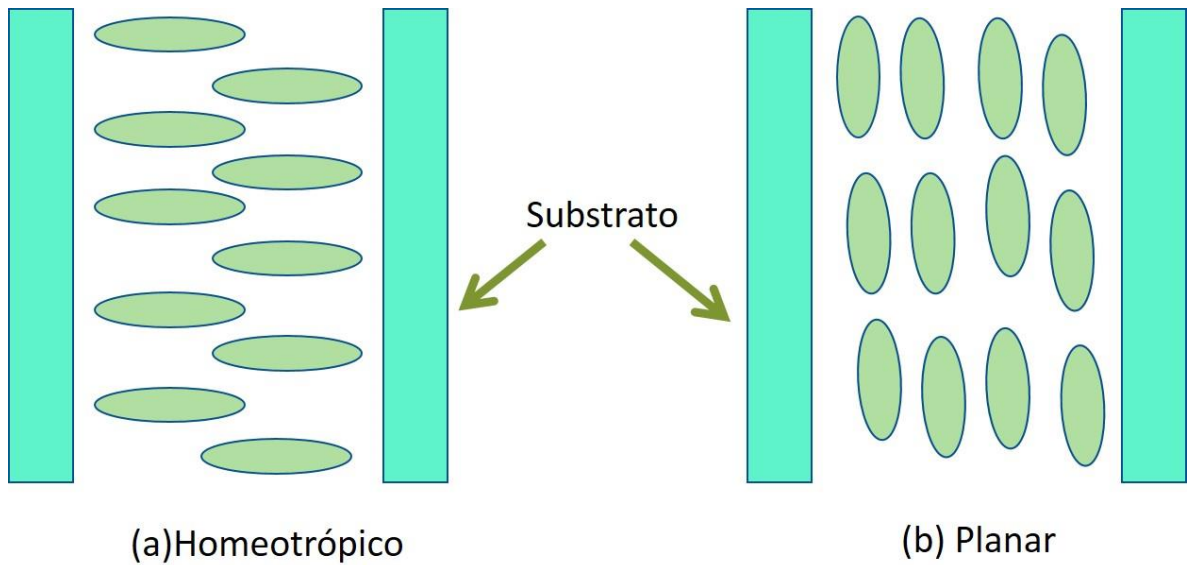


Figura 5. Alineamientos inducidos mediante el tratamiento de la superficie de la celda.

1.5 Birrefringencia óptica de los cristales líquidos

Las moléculas de los cristales líquidos tienen forma de “barra”, esto quiere decir que poseen simetría uniaxial con respecto al vector director, lo cual conlleva a que posean anisotropía en sus propiedades físicas, entre ellas la constante dieléctrica y en consecuencia el índice de refracción.

Cuando una onda de luz monocromática polarizada linealmente a 45° , respecto al vector director, se propaga por una celda LC alineada homogéneamente, los rayos de luz ordinario y extraordinario emergentes de la celda habrán experimentado una diferencia de fase debido a las diferentes velocidades dentro del cristal líquido. Dichas diferencias de velocidades se

deben a que ambos rayos de luz experimentan diferentes índices de refracción, el índice que experimenta el rayo ordinario se denomina índice de refracción ordinario (n_o) y el que experimenta el extraordinario se conoce como índice de refracción extraordinario (n_e). En la siguiente figura podremos observar cómo se comportan dichos índices de refracción en función de la temperatura, antes de la temperatura crítica existen los dos índices en el material (a esto se le conoce como birrefringencia), una vez alcanzada la temperatura crítica el material se vuelve isotrópico y presenta un solo índice de refracción.

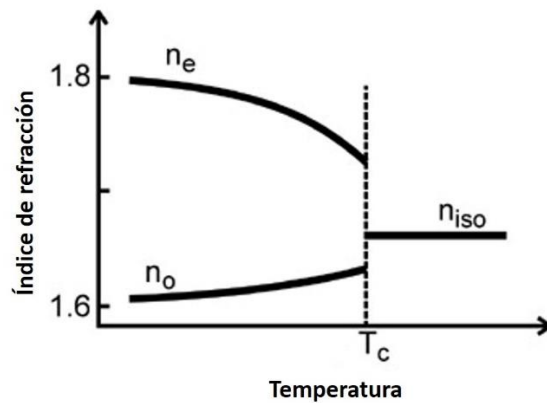


Figura 6. La birrefringencia de los cristales líquidos termotrópicos se presenta antes de la temperatura crítica, una vez superada esta temperatura la birrefringencia desaparece.

Cuando un haz incide sobre las moléculas de cristal líquido con un ángulo de incidencia θ , respecto al vector director, el índice de refracción efectivo que la luz experimenta se puede obtener por medio de la siguiente ecuación [6]:

$$\frac{1}{n_{eff}^2} = \frac{\cos^2\theta}{n_e^2} + \frac{\sen^2\theta}{n_o^2} \quad (1.2)$$

Hay que hacer énfasis en que los cambios de índice de refracción cerca de la temperatura de transición de fase son muy grandes por lo cual podemos esperar fenómenos ópticos muy significativos en esa región.

1.6 Fuerza de dielectroforesis

En los capítulos 3 y 4 se describirá el funcionamiento de otros dos dispositivos a base de silicio los cuales hacen uso de la fuerza de dielectroforesis para poder lograr sus fines. En el primer dispositivo esta fuerza será la responsable de reorientar moléculas de CL y permitir de esa manera la grabación de hologramas. En el segundo dispositivo dicha fuerza será utilizada para la manipulación de microesferas de poliestireno. A continuación daremos una explicación analítica de cómo se origina la fuerza dielectroforética.

La fuerza que experimenta una partícula que se encuentra en un campo eléctrico está dada por [7]:

$$F_{elect} = q\mathbf{E} + (\mathbf{p} \cdot \nabla)\mathbf{E} + \frac{1}{6}\nabla(\mathbf{Q} \cdot \nabla\mathbf{E}) + \dots \quad (1.3)$$

donde el primer término es la fuerza de Coulomb que sufre una partícula cargada con el campo eléctrico \mathbf{E} . Los términos subsecuentes son la fuerza debido a contribuciones dipolares, \mathbf{p} , cuadrupolares, \mathbf{Q} ; las contribuciones dipolares pueden explicar la fuerza dielectroforética.

El momento dipolar de una partícula esférica en un campo no uniforme, se calcula multiplicando la polarización inducida, \mathbf{P} , por unidad de volumen de la partícula

$$\mathbf{p} = \frac{4}{3}\pi r_p^3 \mathbf{P} \quad (1.4)$$

donde la polarización se relaciona con el campo eléctrico mediante la expresión $\mathbf{P} = [3\epsilon_m(\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)\mathbf{E}]/(\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*)$. Aquí, ϵ_m es la permitividad del medio, y $\epsilon_{m,p}^*$ son las constantes dieléctricas complejas del medio y de la partícula, respectivamente, dadas como $\epsilon_{m,p}^* = \epsilon_{m,p} - i\sigma_{m,p}/\omega$, donde $\sigma_{m,p}$ es la conductividad y ω es la frecuencia angular del campo eléctrico.

Substituyendo P en la ecuación n obtenemos:

$$\mathbf{p} = 4\pi r_p^3 \epsilon_m K(\omega)\mathbf{E} \quad (1.5)$$

Por otro lado la dielectroforesis se refiere al movimiento de una partícula inducido por la interacción entre un campo eléctrico no uniforme y el dipolo

eléctrico inducido en la partícula. Sustituyendo la ecuación anterior en la expresión para la fuerza eléctrica obtenemos la magnitud de esta fuerza que se puede expresar como [7]:

$$\langle F_{dep}(t) \rangle = 2\pi r^3 \text{Re}[K^*(\omega)] \nabla E_{rms}^2 \quad (1.6)$$

$$K^*(\omega) = \frac{\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*}{\varepsilon_p^* - 2\varepsilon_m^*}, \quad \varepsilon_p^* = \varepsilon_p - i \frac{\sigma_p}{\omega}, \quad \varepsilon_m^* = \varepsilon_m - i \frac{\sigma_m}{\omega} \quad (1.7)$$

donde $\langle F_{dep}(t) \rangle$ representa un promedio temporal de la función $F_{dep}(t)$, E_{rms} es el valor cuadrático medio del campo eléctrico aplicado sobre la partícula, a es el radio de la partícula, ε_p y ε_m son las permitividades del medio y la partícula, respectivamente, σ_m y σ_p son las conductividades del medio y la partícula, respectivamente, ω es la frecuencia angular del campo aplicado y $K^*(\omega)$ es el conocido factor de Clausius-Mossotti; este factor representa la respuesta en frecuencia de la partícula a un campo externo, es la firma dieléctrica de ésta la cual caracteriza su tamaño, composición y estructura [8].

La parte real de $K^*(\omega)$, $\text{Re}[K^*(\omega)]$, está acotada entre los valores 1 y -1/2, dependiendo de la polarizabilidad del medio y la partícula a una frecuencia dada. Si $\text{Re}[K^*(\omega)] > 0$, el dipolo inducido es colineal al campo eléctrico, de esta manera la partícula se moverá a la región donde el campo eléctrico es mayor, a este fenómeno se le conoce como dielectroforesis positiva. Por otro lado si $\text{Re}[K^*(\omega)] < 0$, el dipolo inducido será antiparalelo al campo eléctrico y la partícula se moverá a la región donde el campo eléctrico es menor, a este fenómeno se le conoce como dielectroforesis negativa.

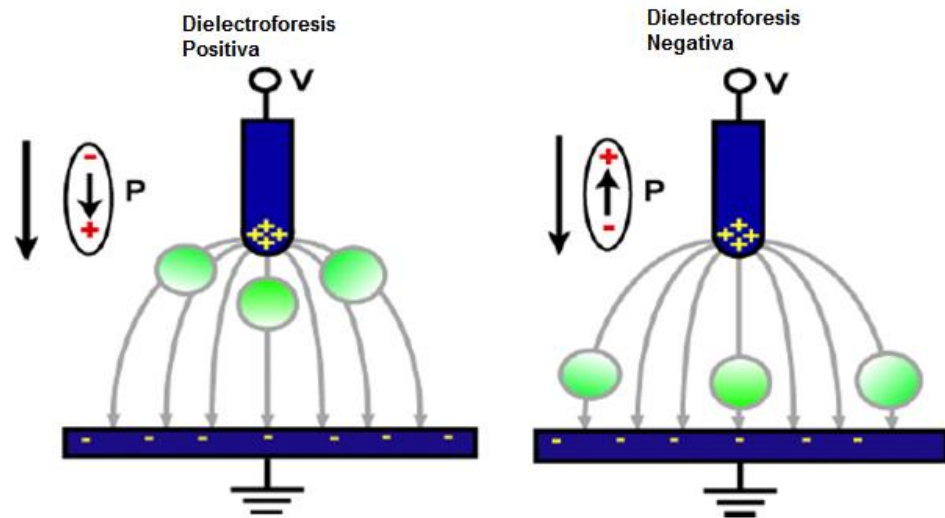


Figura 7. Movimiento de partículas según su factor de Clausius-Mossotti.

Capítulo 2

Generación de lentes GRIN en CL

2.1 Mecanismo térmico de manipulación de índices de refracción en cristales líquidos

Si bien los cristales líquidos están caracterizados por ser fácilmente manipulados por campos eléctricos o magnéticos externos, es de nuestro particular interés conocer como las perturbaciones térmicas generan reorientación molecular, en otras palabras, como manipular térmicamente los índices de refracción ordinario y extraordinario presentes en el cristal líquido.

Como vimos anteriormente la orientación molecular del cristal líquido esta modela a través del parámetro de orden; según los cálculos realizados por Haller [9] el parámetro de orden se puede expresar en función de la temperatura como:

$$S = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (2.1)$$

donde T es la temperatura, T_c es la temperatura de transición entre las fases líquido cristalina y la isotrópica, β es una constante que depende del cristal líquido con el que se esté trabajando.

Ahora se necesita encontrar una expresión que permita conocer la dependencia que los índices de refracción tienen con el parámetro de orden. Para este fin Vuks [10] propone un resultado empírico de donde partir, este análisis busca relacionar la polarizabilidad de las moléculas con los índices de refracción ordinario y extraordinario:

$$\frac{n_{e,o}^2 - 1}{\langle n^2 \rangle + 2} = \frac{4\pi}{3} N \alpha_{e,o} \quad (2.2)$$

donde n_e y n_o son los índices de refracción extraordinario y ordinario, respectivamente, N es el número de moléculas por unidad de volumen, α_e y α_o son las polarizabilidades moleculares y $\langle n^2 \rangle$ está definido como:

$$\langle n^2 \rangle = \frac{n_e^2 + 2n_o^2}{3} \quad (2.3)$$

Substituyendo (2.3) en (2.4) y resolviendo para los dos índices de refracción obtenemos:

$$n_e = \left(1 - \frac{4\pi N \alpha_e}{1 - \frac{4}{3} \pi N \langle \alpha \rangle} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

$$n_o = \left(1 - \frac{4\pi N \alpha_o}{1 - \frac{4}{3} \pi N \langle \alpha \rangle} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

donde $\langle \alpha \rangle$ es la polarizabilidad de las moléculas del cristal líquido y se define como:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\alpha_e + 2\alpha_o}{3} \quad (2.6)$$

Cuando $N\langle\alpha\rangle$ son “pequeños” las ecuaciones de los índices (2.4) y (2.5) se pueden aproximar tomando los primeros tres términos de su expansión series de potencia, así los índices quedan expresados como:

$$n_e = \frac{3\sqrt{2}}{4} + \frac{\sqrt{2}\pi N\langle\alpha\rangle}{1 - \frac{4}{3}\pi N\langle\alpha\rangle} + \frac{\frac{2\sqrt{2}}{3}\pi NS(\gamma_e - \gamma_o)}{1 - \frac{4}{3}\pi N\langle\alpha\rangle} \quad (2.7)$$

$$n_o = \frac{3\sqrt{2}}{4} + \frac{\sqrt{2}\pi N\langle\alpha\rangle}{1 - \frac{4}{3}\pi N\langle\alpha\rangle} + \frac{\frac{\sqrt{2}}{3}\pi NS(\gamma_e - \gamma_o)}{1 - \frac{4}{3}\pi N\langle\alpha\rangle} \quad (2.8)$$

Si se calcula la birrefringencia del material ($\Delta n = n_e - n_o$) con las expresiones anteriores, entonces:

$$\Delta n \approx \frac{\sqrt{2}\pi N\langle\alpha\rangle}{1 - \frac{4}{3}\pi N\langle\alpha\rangle} \quad (2.9)$$

Sustituyendo las ecuaciones (2.7) y (2.8) en la expresión de $\langle n \rangle = \frac{n_e + 2n_o}{3}$ se obtiene:

$$\langle n \rangle = \frac{3\sqrt{2}}{4} + \frac{\sqrt{2}\pi N\langle\alpha\rangle}{1 - \frac{4}{3}\pi N\langle\alpha\rangle} \quad (2.10)$$

Substituyendo de nuevo las ecuaciones (2.9) y (2.10) en las ecuaciones (2.7) y (2.8) podemos, finalmente, obtener las siguientes expresiones para los índices de refracción del cristal líquido:

$$n_e = \langle n \rangle + \frac{2}{3}\Delta n \quad (2.11)$$

$$n_o = \langle n \rangle + \frac{1}{3} \Delta n \quad (2.12)$$

Por otro lado, se ha comprobado de manera empírica que el promedio del índice de refracción, $\langle n \rangle$, disminuye linealmente con el aumento de la temperatura de acuerdo a la siguiente expresión:

$$\langle n(T) \rangle = A - BT \quad (2.13)$$

donde las constantes A y B son características de cada cristal líquido. Así mismo, la birrefringencia de estos materiales se puede expresar en función del parámetro de orden como:

$$\Delta n(T) = \Delta n_o (1 - T/T_c)^\beta \quad (2.14)$$

donde Δn_o es la birrefringencia del material cuando es un sólido cristalino.

Si se substituyen las ecuaciones (2.13) y (2.14) en las ecuaciones (2.11) y (2.12), se obtienen las siguientes aproximaciones [11]:

$$n_e(T) \approx A - BT + \frac{2\Delta n_o}{3} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (2.15)$$

$$n_o(T) \approx A - BT - \frac{\Delta n_o}{3} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (2.16)$$

En la siguiente figura podemos observar las gráficas de las ecuaciones (2.15) y (2.16) para un cristal líquido 5CB:

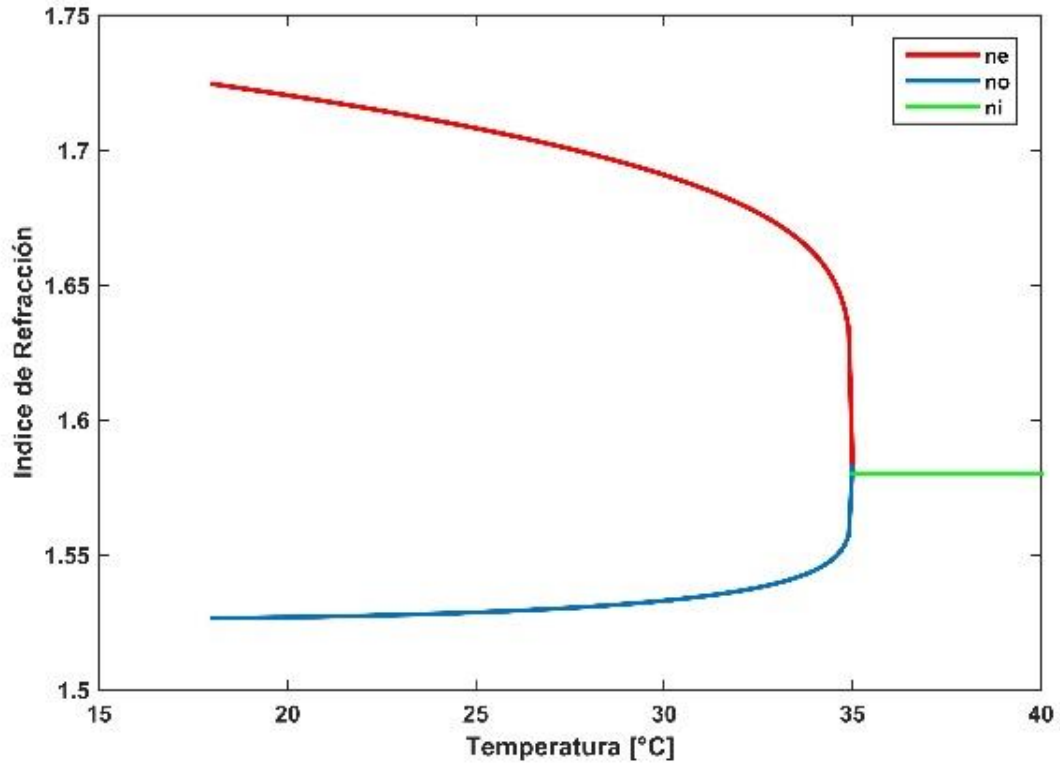


Figura 8. Comportamiento térmico de los índices de refracción para un material 5CB.

Estas graficas se han obtenido sustituyendo los valores de la siguiente tabla [11]:

λ [nm]	A	B[K ⁻¹]	β
633	1.7601	5.75×10^{-4}	.1855

Tabla 1.

Hasta este momento hemos podido constatar que es posible manipular los índices de refracción del cristal líquido a través del cambio en el parámetro de orden producido por la temperatura.

Desde este punto es preciso explicar la meta de este trabajo que es la generación de lentes en cristal líquido, para este fin es necesario explicar que es una lente. Una lente es un dispositivo óptico que sirve para desviar los “rayos de luz”. Esto se puede lograr de dos maneras:

La manera clásica es asignarle a un material, con índice de refracción homogéneo, un radio de curvatura para poder desviar la luz [12] (figura 9a). La otra forma consiste en tener un bloque de material cuyo índice de refracción presente una variación (figura 9b), a estos materiales se conoce como medios con gradiente de índices (GRIN, acrónimo en inglés). Estas dos formas de manipular la luz parecieran diferentes pero en esencia ambas son una modificación al camino óptico por el cual se propaga la luz.

De los materiales GRIN existen dos tipos, los lineales y los cilíndricos radiales. Los primeros son materiales cuyo índice de refracción cambia gradualmente a lo largo del eje óptico y los segundos son aquellos que varían el índice desde el centro, donde es máximo, hasta las orillas [13].

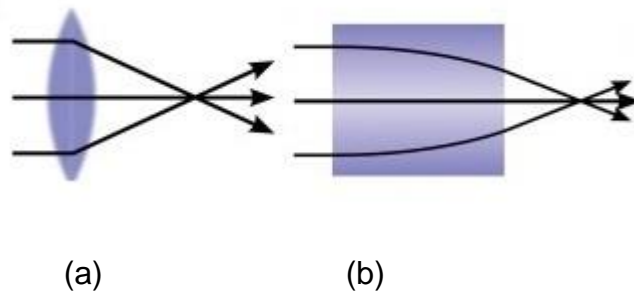


Figura 9. Lente clásica (a) y lente Grin (b).

Es de nuestro interés generar una lente de tipo Grin del tipo cilíndrico radial dentro del dispositivo de cristal líquido, para lograr esto primero hemos hecho un análisis numérico de cómo se comportarían los índices de refracción del 5CB bajo un estímulo térmico de tipo gaussiano, es decir en vez de utilizar una temperatura constante T en las ecuaciones (2.15) y (2.16) ocuparemos una distribución espacial de temperatura cuya forma es gaussiana, de esta manera las ecuaciones (2.15) y (2.16) serán:

$$n_e(T) \approx A - BT + \frac{2\Delta n_0}{3} \left(1 - \frac{T_G}{T_c}\right)^\beta \quad (2.17)$$

$$n_o(T) \approx A - BT - \frac{\Delta n_0}{3} \left(1 - \frac{T_G}{T_c}\right)^\beta$$

(2.18)

con

$$T_G = T_o + \Delta T \exp\left(\frac{-(R - x_c)^2}{2w^2}\right)$$

(2.19)

Las constantes usadas en la expresión gaussiana fueron obtenidas mediante un ajuste numérico realizado con el programa OriginePro 9, los datos experimentales ocupados en dicho ajuste fueron obtenidos de una fotografía térmica (figura 9) tomado con una cámara FLIR E6 (ver características en el apéndice 1) a cual se le hizo un corte transversal para obtener el perfil de temperatura sobre la celda de cristal líquido, dichas constantes se aparecen en la siguiente lista [11]:

T_0 [K]	ΔT [K]	x_c [pixeles]	w [pixeles]
303.48	4.19	61	28

Tabla 2. En la tabla x_c es un offset debido a la referencia de pixeles en la computadora w es la cintura de la mancha térmica.

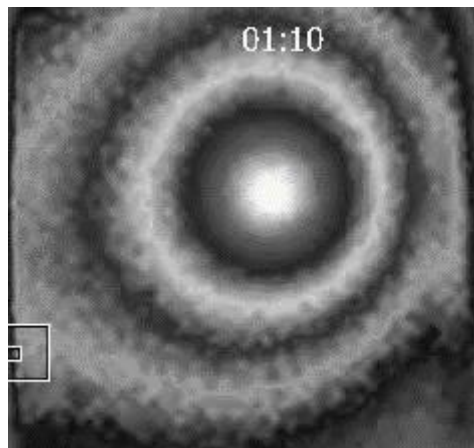


Figura 10. Distribución de temperatura medida sobre la celda de cristal líquido. Esta imagen se obtuvo a 34°C, justo antes de que se llegara a la temperatura de transición de fase (35°C).

Con el ajuste podemos reconstruir una superficie de como varia espacialmente la temperatura dentro del cristal líquido:

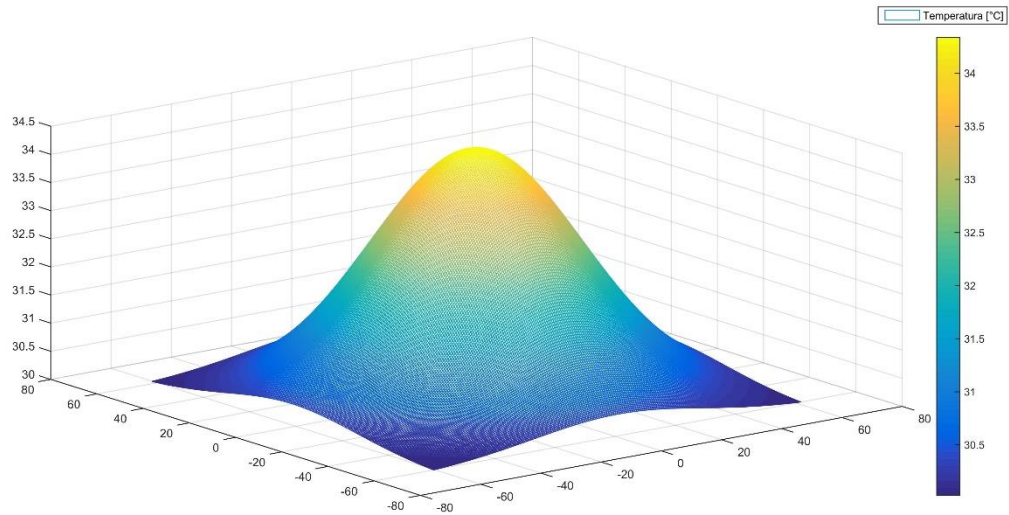


Figura 11. Reconstrucción de la distribución de temperatura en el cristal líquido. Los números de la base de la gráfica representan pixeles.

Si se grafica las ecuaciones (19) y (20) se obtienen las siguientes distribuciones de índices de refracción para el 5CB debidos a la distribución de gaussiana temperatura:

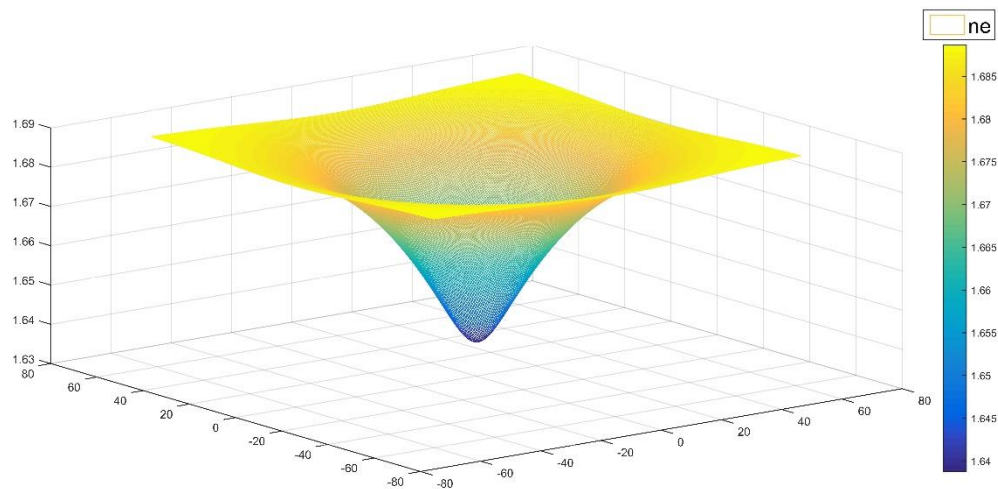


Figura 12. Distribución espacial del índice de refracción extraordinario.

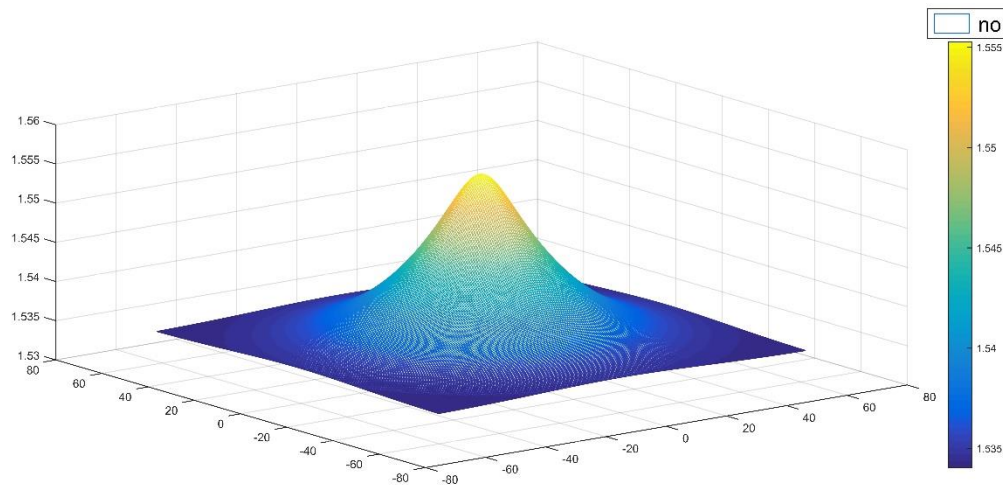


Figura 13. Distribución espacial del índice de refracción ordinario.

Hay que me mencionar que las unidades espaciales que se usan en estas graficas son pixeles, esto se debe a que se desconoce la magnificación del sistema óptico de la cámara térmica y entonces no es posible inferir una medida confiable a través del tamaño del pixel en el sensor CCD. Con estas distribuciones espaciales de índice de refracción podemos modificar el camino óptico que recorre la luz y obtener una lente convergente, con el índice ordinario, y una divergente, con el índice extraordinario. En este caso, la lente convergente sería una lente cuya potencia se incrementaría con la temperatura hasta pasar la temperatura de transición de fase.

2.2 Experimento

Con el objetivo de validar experimentalmente los resultados numéricos arriba expuestos, en primer lugar, se construyó una celda de con múltiples capas en donde se deposita el cristal líquido.

2.2.1 Estructura del dispositivo

Este dispositivo es una estructura en forma de “sándwich” que consiste de dos superficies: la primera es un vidrio conductor transparente hecho de ITO (siglas en inglés para óxido de estaño fuertemente dopado de indio) y otra superficie, también de ITO, donde se colocan una capa de a-Si:H de $1\mu\text{m}$ que

funciona como material fototérmico, una cámara donde se deposita el cristal líquido de $30\mu\text{m}$ (figura 14).

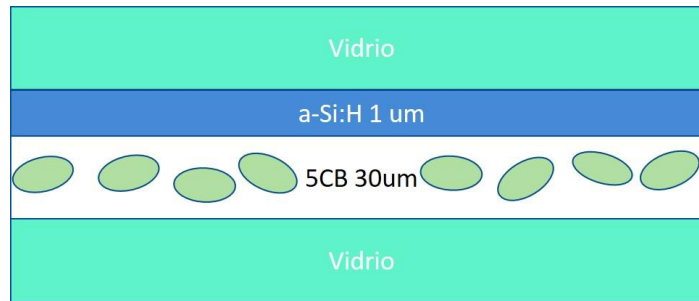


Figura 14. Dispositivo termóptico para generar lentes de CL.

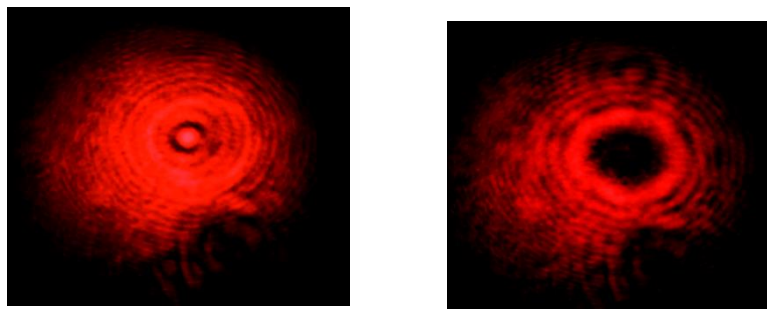
2.2.2 Arreglos experimentales

Para poder visualizar dichos fenómenos procedimos a armar el siguiente arreglo experimental:



Figura 15. Arreglo experimental para visualizar las lentes generadas por interacción térmica.

El arreglo consiste de un láser de Helio-Neón el cual esta linealmente polarizado, el láser se coloca de tal manera que el estado de polarización de la luz emergente sea paralelo a la alineación planar de las moléculas, es decir coincide con el vector director, que se encuentran en el dispositivo. Después, la luz se colima y se hace pasar por un retardador $\lambda/2$, este retardador



sintonizará el estado de polarización (se sintonizan dos estados de polarización, uno paralelo al vector director y otro perpendicular al vector director) de la luz que índice en el dispositivo y a su vez servirá para seleccionar entre la lente positiva y la lente negativa, posterior al dispositivo se coloca una lente para poder apreciar los fenómenos de manera clara. Por otro lado un láser cuya longitud de onda es de 1064 nm se hace incidir sobre el dispositivo, esto genera la distribución de la figura 10 y se activa la generación de las lentes.

Figura 16. A la izquierda se puede observar una lente positiva y a la derecha una lente negativa.

En la figura 17 se puede observar el arreglo experimental, el cual es un interferómetro Mach-Zehnder que permitirá analizar el cambio de fase cuando el dispositivo cambia de temperatura. En la siguiente figura se puede observar dicho arreglo experimental.

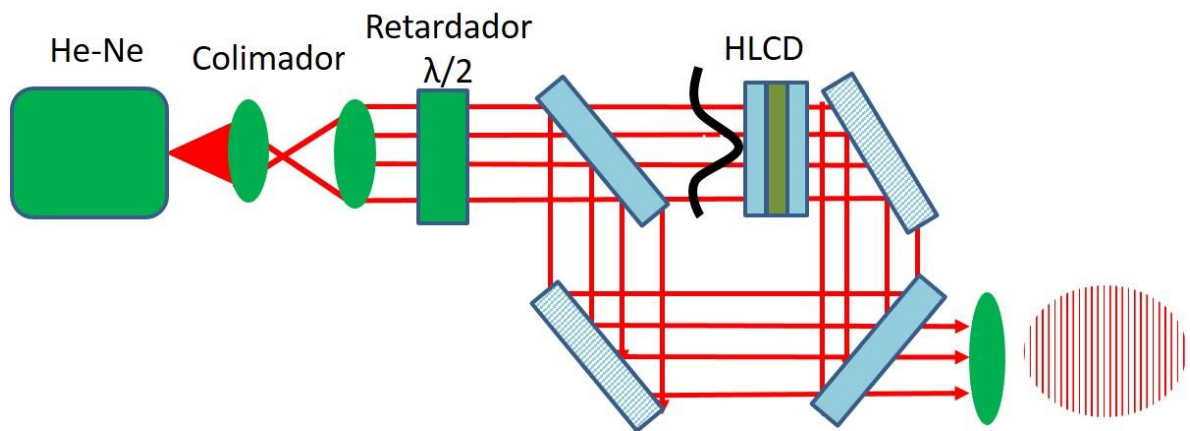


Figura 17. Interferómetro Mach-Zehnder para el análisis de la fase cuando se presenta una variación en la temperatura del dispositivo.

Es de nuestro interés analizar los cambios de fase producidos por los cambios de temperatura ya que esta es una forma de poder percibir los efectos de las lentes que se generan en el dispositivo a diferentes temperaturas. Desde el punto de vista teórico una lente positiva, al ser puesta en uno de los brazos del interferómetro, hará que las franjas de un interferograma de

referencia se desplacen hacia la derecha y de manera similar una lente negativa desplazara las franjas hacia la izquierda. Dichos desplazamientos se deben a los incrementos y decrementos en el camino óptico que recorre la luz en el brazo del interferómetro en el que se ha puesto el dispositivo. Más específicamente la modificación del camino óptico en el dispositivo ocurre mediante la manipulación térmica de los índices de refracción del CL.

Si se toma como referencia una temperatura de 18°C la fase de la luz que atraviesa el dispositivo se ve modificada, al aumentar la temperatura, como se muestra en la siguiente figura.

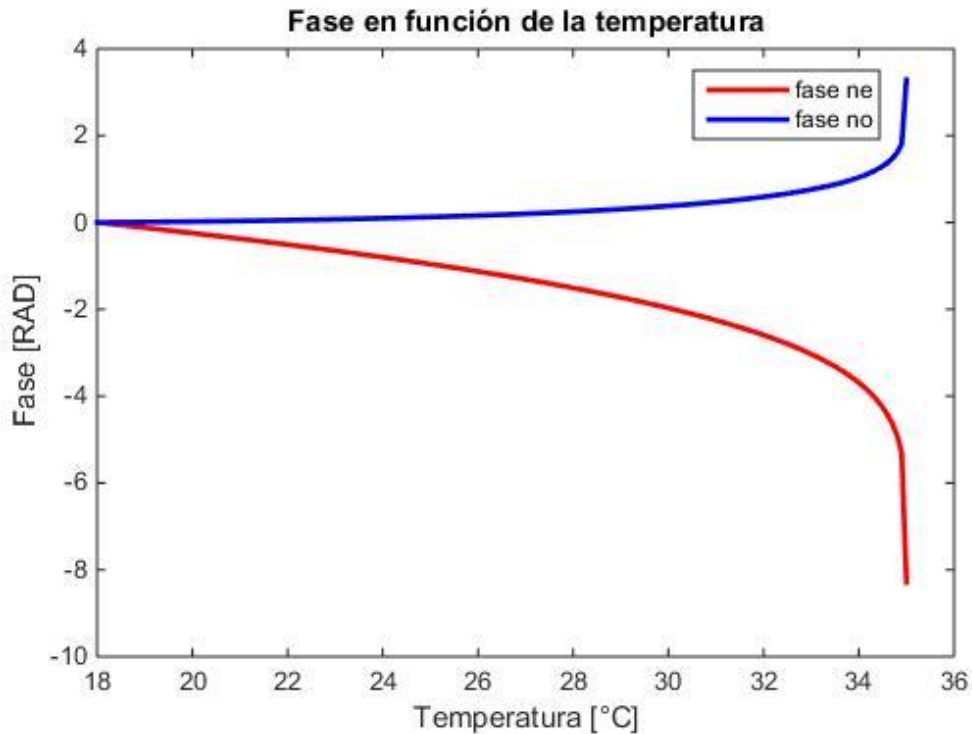


Figura 18. Grafica teorica de la fase en funcion de la temperatura.

La tarea del interferómetro será verificar experimentalmente estos cambios de fase. El experimento consiste en modificar controladamente la temperatura del dispositivo una vez que está colocado en el brazo del Mach-Zehnder.

En primer lugar se tomara una foto del interferograma a temperatura ambiente (18°C) para tomar dicha imagen como interferograma de referencia.

Después mediante el incremento en la potencia del láser se incrementara la temperatura del dispositivo en pasos de 1°C hasta llegar a los 30°C y en cada incremento se tomara una foto del interferograma. Este proceso se ejecuta para analizar los cambios de fase producidos por los cambios positivos y negativos de los índices de refracción del CL. Posteriormente se analizan las imágenes mediante un programa escrito en Matlab en el cual se comparan la foto de referencia con las fotos a diferentes temperaturas y se cuantifica el desplazamiento de las franjas de los interferogramas. Con este desplazamiento cuantificado se puede entonces estimar el cambio de fase que se produce debido al incremento de temperatura.

2.4 Resultados experimentales

En la siguiente figura se muestra los datos teóricos confrontados con los experimentales.

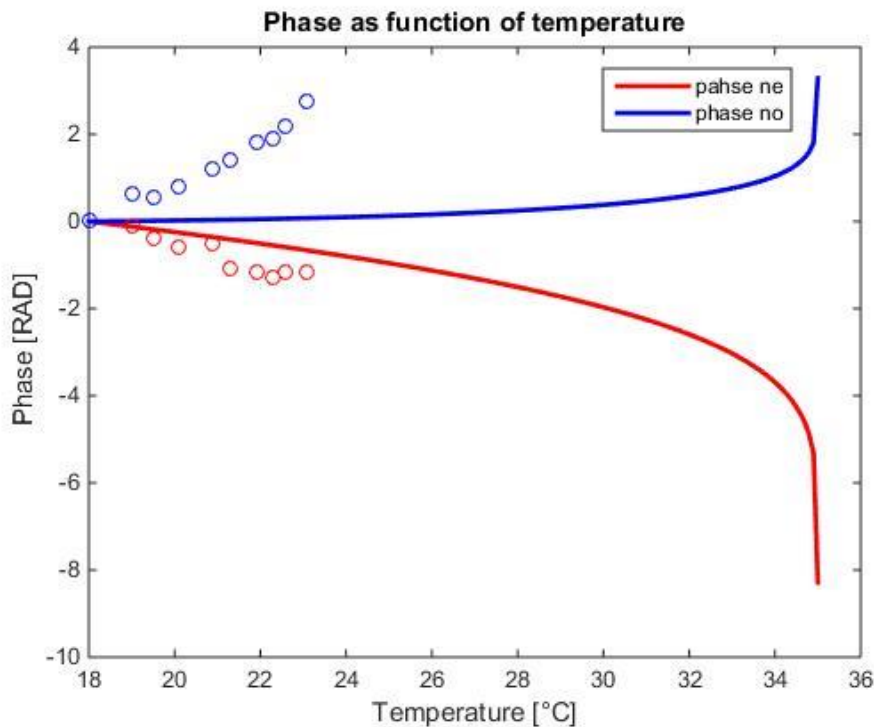


Figura 19. Comparacion de los resultados experimentales con los resultados teóricos.

En la figura 19 podemos observar que la fase obtenida experimentalmente para el índice de refracción extraordinario sigue la

tendencia de la fase teórica pero la fase para el índice ordinario se desvía considerablemente de lo establecido teóricamente. Los datos experimentales para el índice ordinario divergen rápidamente al aumentar la temperatura. Efectos similares a los aquí mostrados se han reportado usando la técnica conocida como Z-Scan [14] [15], dicha técnica permite verificar la magnitud y signo de la no-linealidad del índice de refracción de un material [16]. También, tenemos que remarcar la nobleza del CL ya que ninguno otro material puede presentar, con solo cambiar la polarización de la luz que incide en él, dos no linealidades del índice de refracción de signo contrario. Esto abre una ventana muy amplia de posibilidades para las aplicaciones de estos dispositivos.

Capítulo 3

Grabado de hologramas en dispositivos híbridos de CL

3.1 Introducción

El estudio de fenómenos ópticos no lineales en cristales líquidos ha venido evolucionando a través del tiempo. En primer lugar se estudiaron dichos efectos en cristal líquido puro, en este caso se obtenían estos efectos por medio de la interacción de un campo óptico muy intenso y las moléculas del cristal líquido, los experimentos que se realizaron sugirieron que la denominada “Giant Optical Nonlinearities” presentaba un índice refracción no lineal de entre 10^{-4} - 10^{-3} cm^2/W .

También, a manera de conseguir efectos no lineales más grandes, se empezaron a utilizar colorantes químicos (por ejemplo rojo de metilo) para asistir la reorientación molecular del cristal líquido, en este caso el campo óptico debía ser fuertemente enfocado para lograr dichos efectos, aquí se lograron observar índices de refracción no lineales mayores a 10^3 cm^2/W [17].

Dada la búsqueda de efectos ópticos no lineales en cristales líquidos, nos hemos dado a la tarea de construir una celda que combina cristal líquido (5CB), un material fotoconductor (α -Si:H) y un campo eléctrico AC externo para poder estudiar las no linealidades ópticas que éste producen a bajas potencias del campo óptico utilizado. Esta disposición de materiales ya se han utilizado en otros experimentos para hacer captura y manipulación masivo de partículas [18], por esta razón hemos propuesto este dispositivo optoelectrónico para poder reorientar las moléculas del cristal líquido mediante una modulación en el índice de refracción de éste. Más precisamente estudiaremos la eficiencia de difracción que este arreglo presenta para determinar la magnitud de la no linealidad óptica.

3.2 Propiedades ópticas no lineales de los CL

En materiales inorgánicos, la polarización no lineal debido al movimiento no armónico de los electrones del material da como resultado el efecto Kerr, esto es el índice de refracción del material depende linealmente de la intensidad. En cristales líquidos el cambio en el índice de refracción del material también depende linealmente de la intensidad pero su origen es la reorientación colectiva de las moléculas del cristal líquido, por tal motivo, éste efecto óptico es conocido como no linealidad “tipo Kerr reorientacional”, el cual se describe como:

$$\Delta n = n_2 I \quad (3.1)$$

donde I es la intensidad óptica y n_2 es el índice de refracción no lineal. Para el caso de una celda tipo homeotrópico y en la aproximación para ángulos de reorientación pequeña la expresión para el cambio del índice de refracción es [3]:

$$\Delta n = n_2 I \approx \frac{(\Delta \varepsilon)^2 \sin^2(2\beta) d^2}{24Kc} I \quad (3.2)$$

donde $\Delta \varepsilon$ es la anisotropía dieléctrica, β es el ángulo que forma el vector k del campo óptico incidente y el vector director, K es la constante elástica de deformación, d es el grosor de la celda y c es la velocidad de la luz. De ésta ecuación podemos observar que en muestras gruesas se podrían obtener cambios más evidentes en el índice de refracción, pero cabe mencionar que en celdas gruesas las moléculas son más sensibles a desorientaciones por efectos térmicos, por lo que esta ecuación solo es válida para celdas con grosor de $d \leq 50 \mu\text{m}$. Por otro lado también podemos ver que el cambio de índice de refracción se puede presentar en materiales con gran anisotropía dieléctrica como en el caso del cristal líquido. A modo de comparación n_2 para vidrio es de $\sim 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{W}$ [19] mientras que en cristales líquidos es de hasta $\sim 100 \text{ cm}^2/\text{W}$ [3], es decir 14 órdenes de magnitud más grande que en vidrio.

Por tal motivo es muy interesante estudiar efectos no lineales en cristales líquidos ya que, en principio, no requiere de muy láseres potentes. A

diferencia de trabajos anteriores, en los cuales la alta no linealidad se logra con láseres potentes (~ 1 W en CL puros [17]) o mediante impurezas tales como colorantes azo (~ 1 mW [20]), nosotros implementaremos por primera vez un método en el cual los cambios en el índice de refracción se originan a través de un campo eléctrico originado en la superficie de un material fotoconductor sobre el cual está depositado el cristal líquido, este campo eléctrico dará origen a la fuerza de dielectroforesis que será la que origine la reorientación de las partículas de cristal líquido.

3.3 Estructura del dispositivo

Para estos fines se ha construido un dispositivo optoelectrónico que es una estructura en forma de “sándwich” y que consiste de dos superficies: la primera es un vidrio sobre la que se deposita ITO (siglas en inglés para óxido de estaño fuertemente dopado de indio) que es un material conductor transparente y otra superficie, también de ITO, donde se colocan una capa de a-Si:H de $1\mu\text{m}$ que funciona como material fotoconductor y una cámara donde se deposita el cristal líquido (5CB) de $20\mu\text{m}$ (Figura 20).

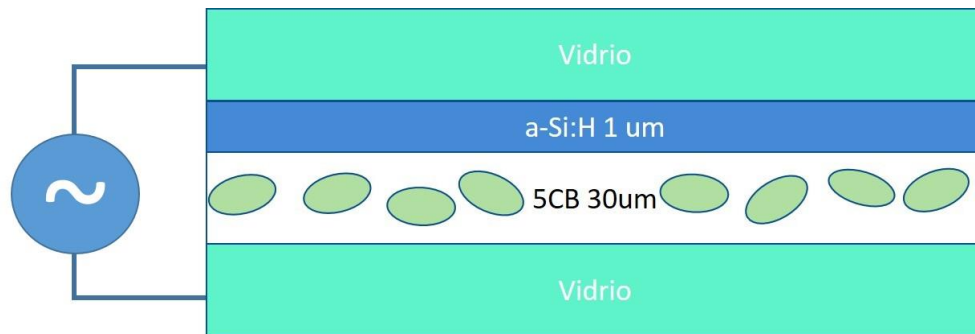


Figura 20. Estructura del dispositivo de cristal líquido.

3.4 Funcionamiento de la celda

Para que en esta estructura se reoriente el CL se aplica un voltaje AC entre los electrodos de ITO, lo que generara el campo eléctrico dentro de la celda el cual buscara reorientar las moléculas del 5CB.

Si aplicamos en condiciones oscuras un voltaje AC, la mayoría de este voltaje se caerá en la región del silicio amorfo ya que en oscuridad este material cuenta con una impedancia muy alta. La conductividad del silicio

amorfo en estas condiciones es de 10^{-8} S/m, lo cual permite, que el campo eléctrico en el 5CB sea casi nulo y no se reorienten las moléculas.

Las condiciones cambian cuando el silicio amorfo es iluminado, en ese momento la conductividad del silicio amorfo puede aumentar varios órdenes de magnitud y superar a la conductividad del 5CB, esto permite que el voltaje caiga ahora en el cristal líquido, justo arriba de la interfaz con él a-Si:H, y crear un gradiente de campo eléctrico. Así, el gradiente de campo eléctrico logra reorientar a las moléculas a través de la fuerza de dielectroforesis que se genera. En nuestro caso el dispositivo es iluminado por un patrón de interferencia (perfil de intensidad sinusoidal) generado por la interferencia de dos haces; el interferograma permite la modulación del índice de refracción del 5CB ya que en zonas oscuras las moléculas no se reorientan y zonas iluminadas si lo hacen, así pues tenderemos una rejilla que en zonas oscuras tendrá un índice de refracción distinto al de las zonas iluminadas.

Es importante hacer énfasis en que la reorientación del cristal líquido se debe al campo de carga espacial que se origina en la superficie del silicio amorfo; dicho campo, como se podrá observar en las simulaciones hechas con Comsol Multiphysics, tiene una magnitud capaz de producir una reorientación en las moléculas de toda la celda. Esta reorientación se propaga desde las moléculas más cercanas a la superficie de a-Si:H hasta llegar a las más lejanas. Dicho campo tiene la siguiente forma funcional:

$$E_{CE} = E_0 e^{-kz} \text{sen}(x/\Lambda) \quad (3.3)$$

en esta ecuación E_0 es la magnitud del campo justo en la superficie de a-Si:H, la exponencial negativa nos indica que el campo decae rápidamente en la dirección de propagación de la luz finalmente Λ es el periodo de la rejilla que se ha grabado a lo largo del eje X (ver figura 25).

3.5 Análogo eléctrico de la celda

Una alternativa para estudiar la electrodinámica dentro de la celda es modelarla como un circuito RC, en el cual cada uno de los elementos que conforman la celda tiene asociados una impedancia. A pesar de que este

modelo es una simplificación de los fenómenos electrodinámicos involucrados en la celda nos será de gran utilidad para conocer el rango de frecuencias a las que la celda nos dé resultados óptimos. En la siguiente figura se muestra las partes de la celda y su circuito análogo.

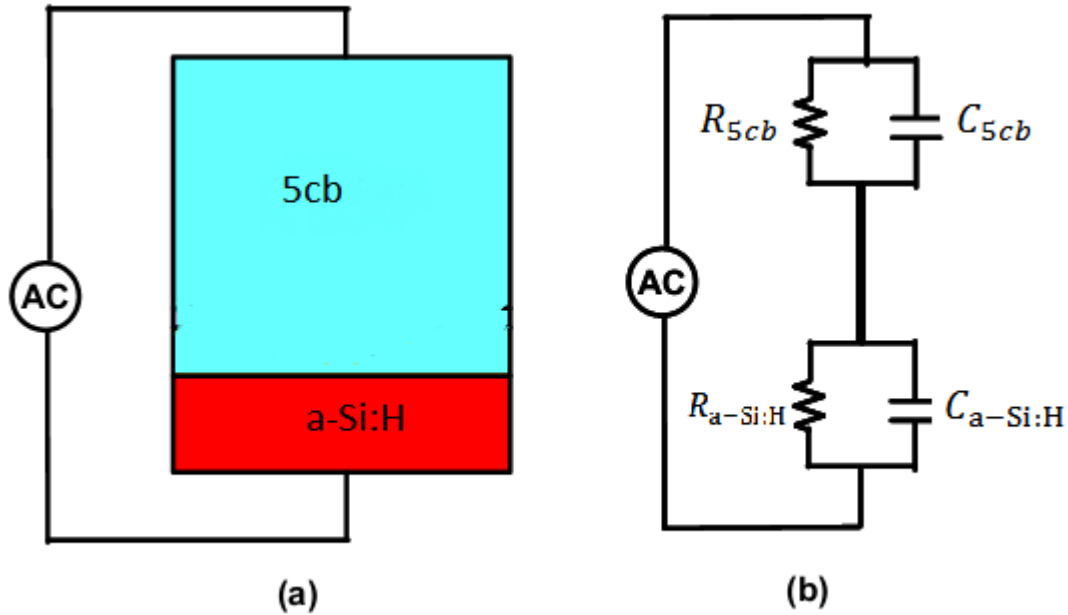


Figura 21. Celda de cristal líquido (a) y su circuito análogo (b).

Ahora con este circuito se procedió a realizar simulaciones de la impedancia de cada elemento. La simulación se realizó en Matlab y se utilizó la siguiente ecuación [21]:

$$Z_j = \frac{R_j}{i\omega R_j C_{j+1}} \quad (3.4)$$

donde $R_j = L_j / (\sigma_j A)$ y $C_j = \epsilon_0 \epsilon_j A / L_j$. Aquí A es el área de la celda ϵ_0 es la constante dieléctrica del espacio libre, σ_j, ϵ_j y L_j son las conductividades, la constante dieléctrica relativa del medio y el grueso de la capa j, $j = \{5cb, a-Si:H\}$. Los valores numéricos para cada constante se muestran en la tabla 1 [8].

Capa j	L_j [μm]	σ_j [S/m]	ϵ_j
5cb	20	1e-5	18
a-Si:H	1	1e-8	11

Tabla 3. Valores numéricos de las constantes para cada capa.

Con estos datos la simulación en condiciones de oscuridad nos arrojó la siguiente gráfica:

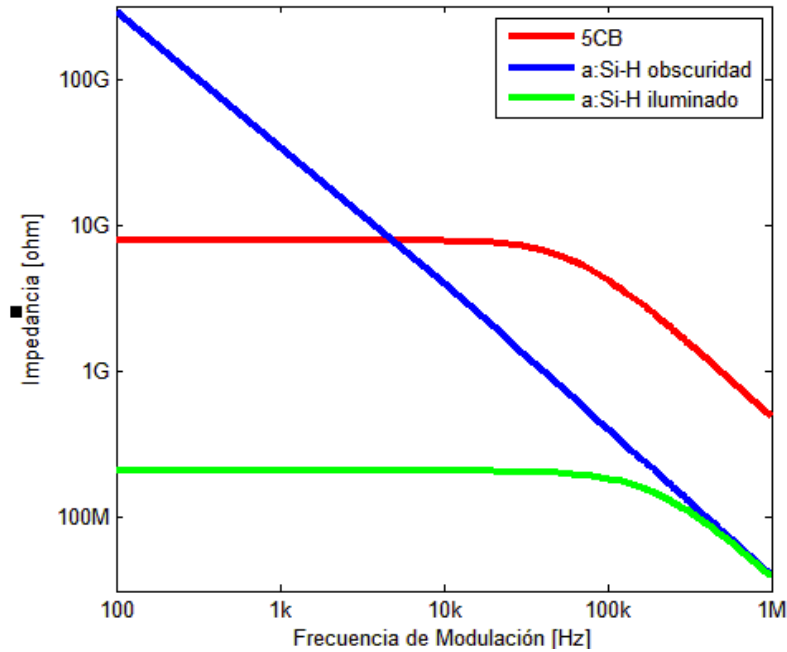


Figura 22. Grafica de impedancia vs frecuencia de modulación.

De la gráfica podemos observar que a partir de 10 KHz la impedancia del 5CB es mayor que la del a-Si:H, esto quiere decir, que en condiciones de oscuridad el campo eléctrico caerá mayoritariamente en el silicio amorfo. A bajas frecuencias el campo caerá en el cristal líquido, lo cual no es deseable, por lo que el dispositivo debe operar por arriba de 10 KHz.

3.6 Simulación del campo eléctrico evanescente dentro de la celda

Hemos ocupado el módulo de electrostática del programa Comsol Multiphysics 4 para generar una simulación tipo elemento finito de la distribución del campo eléctrico en el cristal líquido. En esta simulación se consideraron las conductividades para cada material mencionadas en la tabla 1. En el área iluminada asumimos que no hay variación vertical de conductividad del silicio amorfo y que la distribución en X de la conductividad del silicio amorfo es una función lineal de la intensidad del campo óptico, el cual tiene una distribución gaussiana con un diámetro de 17 μm , las dimensiones de la celda son de 20 μm en dirección Z y 80 μm en dirección X (ver figura 25). Cabe mencionar que para mayor eficiencia del cómputo de la

simulación se ocupó la opción de simetría de revolución. Los resultados (Figura 23) muestran que la magnitud de campo eléctrico más grande se da en la superficie iluminada por el spot. También se puede observar que hay un gradiente del campo en dirección vertical y horizontal lo que quiere decir que, efectivamente, se genera una fuerza de dielectroforesis para reorientar las partículas de cristal líquido.

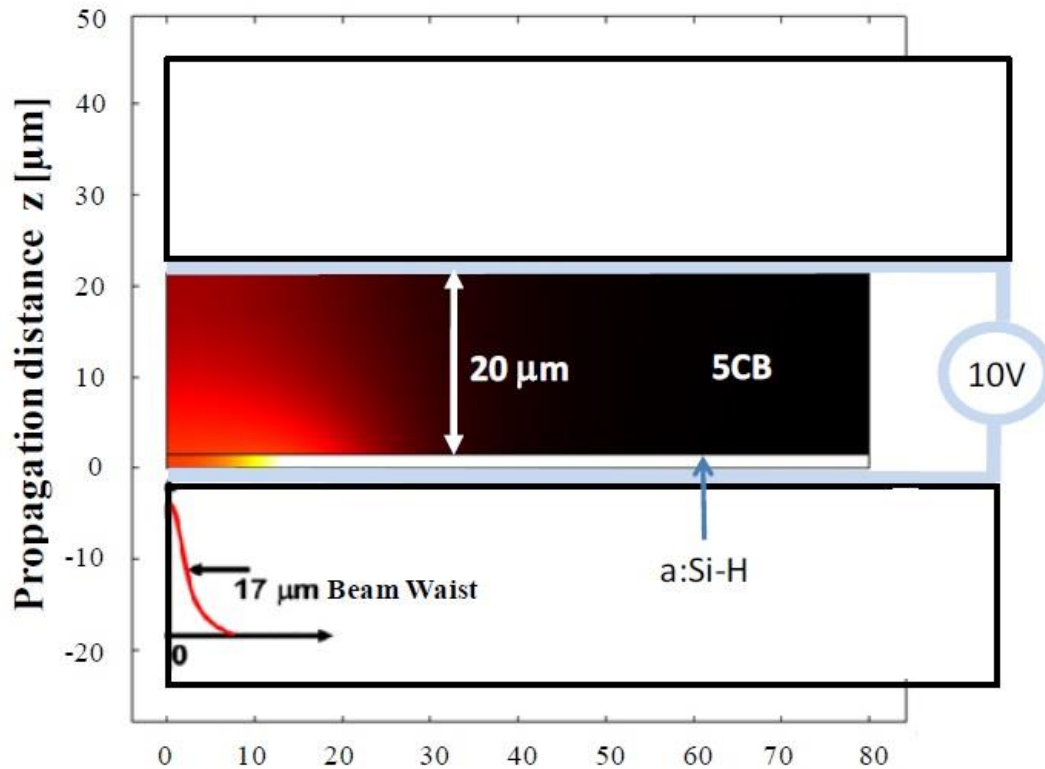


Figura 23. Distribución del campo eléctrico dentro del cristal líquido, en la parte bajo la celda se muestra la distribución espacial del campo óptico.

Un corte transversal a lo largo de Z se puede observar en la siguiente figura:

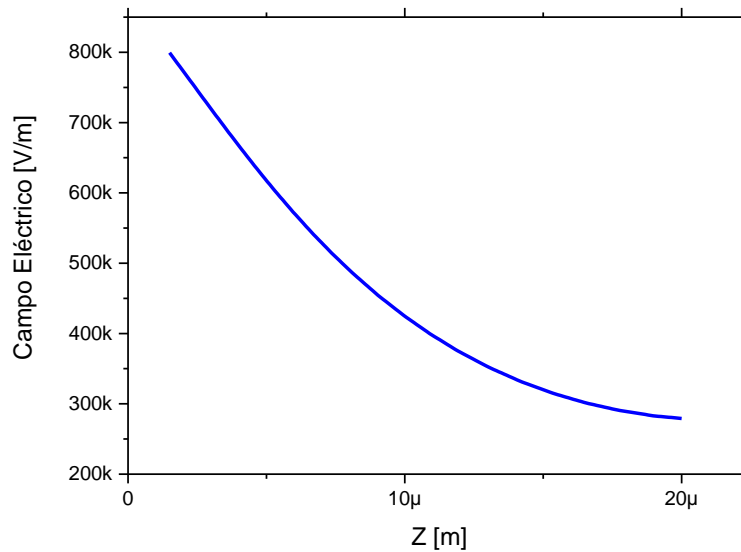


Figura 24. Corte transversal de la distribución del campo eléctrico a lo largo de Z.

La figura 24 muestra que en efecto el campo eléctrico se desvanece conforme se aleja de la superficie del fotoconductor. Note que el valor pico del campo eléctrico es ~ 800 kV/cm, el cual debe ser más que suficiente para reorientar las moléculas del cristal líquido.

3.7 Formación de rejillas de difracción

Como ya hemos mencionado, cuando el patrón de interferencia incide sobre la muestra de cristal líquido, éste se reorienta en las zonas iluminadas, y así mismo, se induce una rejilla de difracción sobre la muestra generada por la modulación del índice de refracción como se puede observar en la siguiente figura.

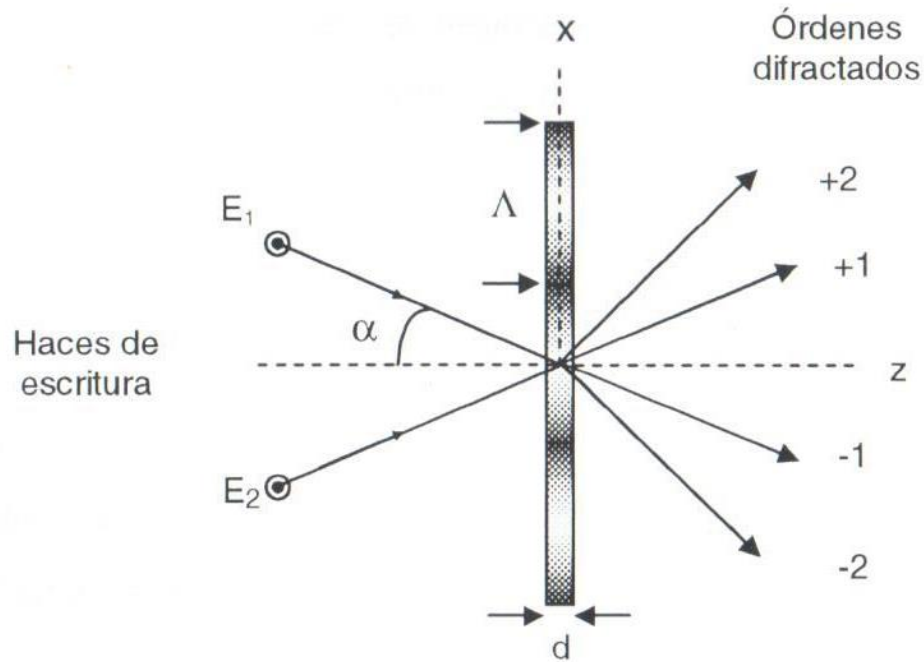


Figura 25. Formación de una rejilla de difracción debida a la incidencia de un patrón de interferencia en la celda de cristal líquido.

Este tipo de rejillas de difracción se pueden clasificar en dos regímenes, el régimen de Raman-Nath (rejillas delgadas) y el régimen de Bragg (rejillas gruesas). Para determinar en qué régimen se trabaja se puede ocupar el famoso factor de calidad Q , el cual se puede expresar como [22]:

$$Q = \frac{2\pi d \lambda}{n \Lambda^2} \quad (3.5)$$

donde d es el grueso de la rejilla, λ es la longitud de onda de los haces incidentes, n es el índice de refracción del material y Λ es periodo de las franjas el cual está dado por:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \operatorname{sen} \alpha} \quad (3.6)$$

donde α es el ángulo de intersección entre los 2 haces. Si $Q < 2\pi$ nos encontramos en el régimen de Raman-Nath, pero si $Q > 2\pi$ entonces nos encontramos en el régimen de Bragg. En particular, para nuestro dispositivo

$Q < 2\pi$, por lo que operaremos en el régimen de Raman-Nath, lo que significa que nuestro holograma es delgado y múltiples órdenes de difracción pueden ser generados.

3.8 Eficiencia de difracción

Un tema de vital importancia para este trabajo es la eficiencia de difracción, ya que es la cantidad que nos dará información sobre los efectos ópticos no lineales de la celda. El tratamiento difractivo para obtener la dicha eficiencia está basado en el análisis de una rejilla de fase sinusoidal [20]. Un tratamiento riguroso muestra que la eficiencia de difracción del i -ésimo orden viene dado por:

$$\eta_i = \frac{I_i}{I_0 + I_i} = J_i^2(\Phi), i \neq 0 \quad (3.7)$$

donde J_i es la función de Bessel de primera clase de primer orden i , donde Φ es la amplitud de la modulación de fase inducida por la luz [23]. Cuando se trabaja en régimen de Raman-Nath es común medir la eficiencia del primer orden η_1 . Si suponemos que dicha eficiencia es pequeña ($\eta_1 \ll 1$), se encuentra que $\eta \cong (\pi\Delta nd/\lambda)^2$. La eficiencia de difracción máxima medida al orden 1 no puede exceder la cuota máxima de J_1^2 que es 33.8%. Finalmente si la suposición anterior se cumple entonces de la ecuación 3.1 podemos obtener el índice de refracción no lineal como:

$$n_2 \cong \frac{\eta^{1/2} \lambda}{d\pi I} \quad (3.8)$$

donde d es el grueso de la muestra e I es la intensidad del campo óptico.

3.9 Procedimiento de medición

Para obtener información sobre la eficiencia de difracción de la rejilla grabada en el cristal líquido se procedió a modular temporalmente el haz de referencia con un chopper. El otro haz no se modula pero la interferencia de los haces en el cristal modula temporalmente la formación de la rejilla. Se escogió una frecuencia suficientemente alta ($\sim 1\text{kHz}$) de tal manera que el

inverso de la frecuencia sea mucho mayor que el tiempo de respuesta del holograma.

El lock-in amplifier es un instrumento que nos permite medir señales específicas en ambientes sumamente ruidosos. Este instrumento nos ha sido de gran utilidad ya que los órdenes de difracción que se midieron eran poco intensos y por consiguiente difíciles de detectar.

El procedimiento general de medición fue establecer un valor fijo para la variable de interés, después se procedía a medir la intensidad del orden cero chopeado (por medio de un fotodetector conectado al lock-in amplifier), seguido de esto se hacía interferir el segundo haz sobre el cristal líquido y se procedía a medir la intensidad del primero orden de difracción que contiene la señal del choper. Con estos datos y la ecuación 10 se estimó la eficiencia de difracción en función de la variable de interés.

Los primeros parámetros que se variaron fue el voltaje y la frecuencia que se aplicó a la celda de cristal líquido, después se procedió a variar el periodo de la rejilla mediante la modificación del ángulo al que los dos haces interferían.

3.10 Coeficiente de absorción del dispositivo

El primer paso que se en este experimento fue verificar cual es el coeficiente de absorción de la celda para una longitud de onda de 533 nm. En este caso se hacía incidir a ángulos menores de 5° el haz laser sobre la muestra y se medía la potencia incidente, la reflejada y la transmitida. La ecuación con la cual se relacionan estas cantidades es:

$$P_t = P_0 \left(1 - \frac{P_r}{P_t}\right)^2 e^{-ad} \quad (3.9)$$

donde a es el coeficiente de absorción con unidades de $1/m$, P_0 , P_t , y P_r son la potencia incidente, transmitida y reflejada respectivamente, finalmente d es el grueso del cristal líquido. Las mediciones arrojaron un coeficiente de

absorción de 6.51×10^4 [cm^{-1}]. Esto indica que prácticamente toda la luz es absorbida en el dispositivo, solo el 4% de la luz se transmite.

3.11 Eficiencia de difracción

En este trabajo se ha medido la eficiencia de difracción de tres maneras diferentes, una es en función del voltaje aplicado a la celda de cristal líquido, otra es en función de la frecuencia aplicada a la celda y finalmente se ha medido en función del periodo de la rejilla grabada en el cristal líquido.

3.11.1 Eficiencia de difracción vs voltaje

Los datos obtenidos arrojaron la gráfica de la figura siguiente. En estas se puede observar que la eficiencia más baja se da para 4 Vpp, una vez que se incrementa el voltaje la eficiencia también aumenta hasta su máximo en 7 volts, después de este voltaje la eficiencia decrece y en 16 Vpp la eficiencia alcanza un mínimo. En este caso la eficiencia máxima alcanzada es de 3.3%.

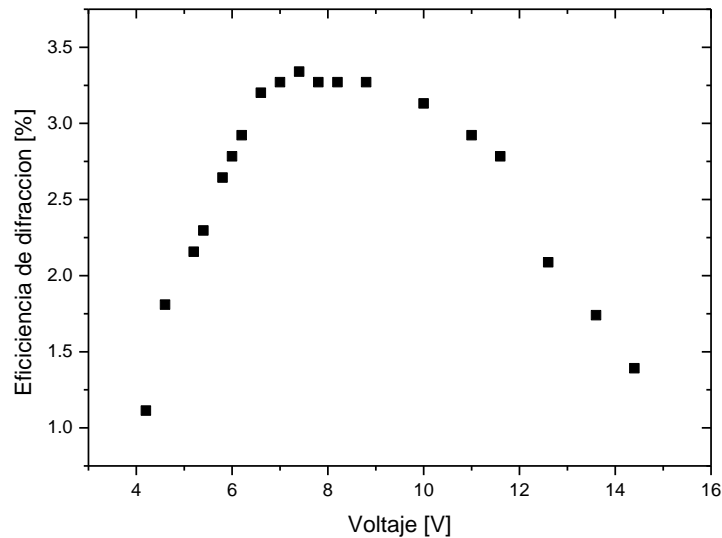


Figura 26. Grafica de eficiencia vs voltaje.

3.11.2 Eficiencia de difracción vs frecuencia de modulación

En el capítulo 2 hemos presentado una simulación donde se nos sugiere que en condiciones oscuras el voltaje caerá mayoritariamente sobre el cristal líquido a una frecuencia de 10kHz y debido a este resultado trabajaremos por encima de ésta frecuencia. En la gráfica siguiente podemos

observar que en efecto frecuencias mayores a 10 kHz mejoran notablemente la eficiencia de difracción. En nuestro caso hemos empezado la medición en los 70 kHz para la cual la eficiencia es mínima y está alrededor de 0.06%, ésta empieza a crecer gradualmente hasta alcanzar su valor máximo a una frecuencia de 500 kHz, de nuevo la eficiencia esta alrededor del 3.3%. Después de esta frecuencia los valores de la eficiencia empiezan a caer gradualmente hasta que a 14 kHz de frecuencia se obtiene una eficiencia del 0.07 %. Cabe mencionar que la tendencia de la eficiencia en función de la frecuencia es la misma que en función del voltaje.

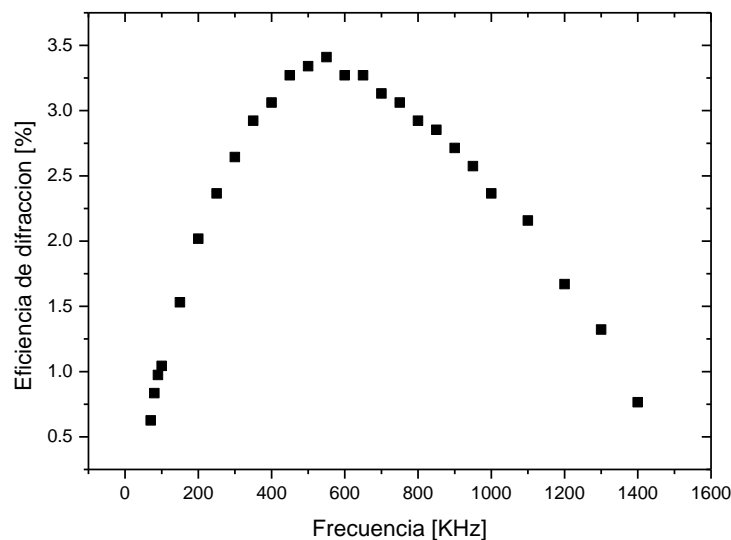


Figura 27. Grafica de eficiencia de difracción vs frecuencia

3.11.3 Eficiencia de difracción vs periodo de la rejilla

En este trabajo también hemos medido la eficiencia de difracción en función del periodo de la rejilla que se ha grabado en el cristal líquido, se ha escogido un intervalo que va desde las 8.3 μm hasta 13.2 μm , como podemos observar de la gráfica siguiente a periodos bajos la eficiencia de difracción es muy pobre, a 8.3 μm la eficiencia es de 0.05% y conforme el periodo va creciendo también lo hace la eficiencia, a un periodo de 13 μm la eficiencia llega al máximo, 1.6%, a partir de ahí la eficiencia se satura aunque el periodo

Aplicaciones fotónicas de celdas híbridas a base de silicio amorfo

de la rejilla siga creciendo. En todos los casos el factor de calidad Q para cada rejilla está dentro del régimen de Rama-Nath.

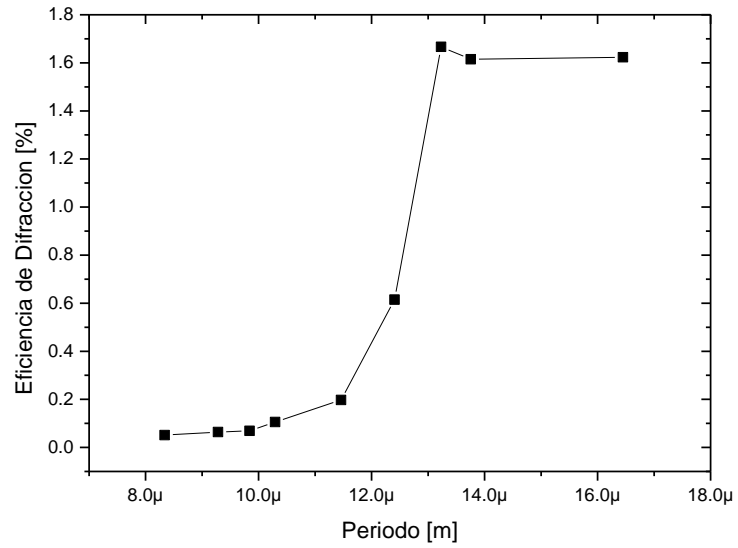


Figura 28. Eficiencia de difracción vs periodo de la rejilla.

Capítulo 4

Pinzas optoelectrónicas

Entre los dispositivos optoelectrónicos a base de silicio más populares podemos encontrar a las pinzas optoelectrónicas (OET por sus siglas en inglés), estos dispositivos utilizan patrones de luz proyectados sobre el silicio amorfo para generar una fuerza dielectroforética [8] que es capaz de manipular partículas de tamaño micro y nano métrico. Algunas de las ventajas de esta técnica de manipulación son: la baja potencia óptica necesaria para generar trampas, la habilidad de manipular objetos de manera paralela y el amplio rango de tamaños de las partículas que se manipulan.

Esta herramienta ha sido empleada de manera amplia en diversas áreas, desde la aplicación en biología celular para la manipulación no invasiva de material biológico [24] hasta la fabricación y ensamble de componentes micro y nano electrónicos. Entre los trabajos más interesantes con pinzas optoelectrónicas podemos encontrar, por ejemplo, la separación de [8], la manipulación de espermatozoides ($3.1\mu\text{m}$ - $5.1\mu\text{m}$) para mejorar las técnicas de reproducción asistida [25], manipulación de células Jukat ($11.5\mu\text{m}$) [26], células HeLa ($20\mu\text{m}$) [27], oocitos ($126\mu\text{m}$ - $163\mu\text{m}$) [28]; y el ensamble de alta precisión de nanotubos de carbón (20nm - $100\mu\text{m}$) [29].

Como puede apreciarse en los trabajos arriba mencionados existe un rango de al menos cuatro órdenes de magnitud entre el objeto más grande y el más pequeño que se puede mover con estos dispositivos. Así mismo resulta evidente que el tamaño del objeto juega un papel importante para caracterizar correctamente el proceso de manipulación con las pinzas optoelectrónicas; en

otras palabras el tamaño del objeto puede modificar la velocidad con que se manipula, la velocidad de manipulación es un parámetro importante si es que la técnica se quiere emplear en procesos de manufactura de micro y nano componentes electrónicos.

A pesar de la popularidad y ventajas que presentan las pinzas optoelectrónicas actualmente no existe información reportada sobre el rol que juega el tamaño de los objetos para la eficiencia de manipulación. La finalidad de este trabajo será investigar cuáles son los efectos del tamaño de los objetos sobre la fuerza que los manipula.

4.1 Estructura de la pinza optoelectrónica

Las pinzas optoelectrónicas consisten de una estructura de varias capas, la primera es un vidrio conductor transparente hecho de ITO y otra superficie, también de ITO, donde se deposita una capa de a-Si:H de $1\mu\text{m}$ que funciona como material fotoconductor, entre esas dos capas se construye, con cinta adhesiva, una cámara de $100\mu\text{m}$ de altura en donde se coloca una solución acuosa que contiene a las partículas que se desea manipular (figura n).

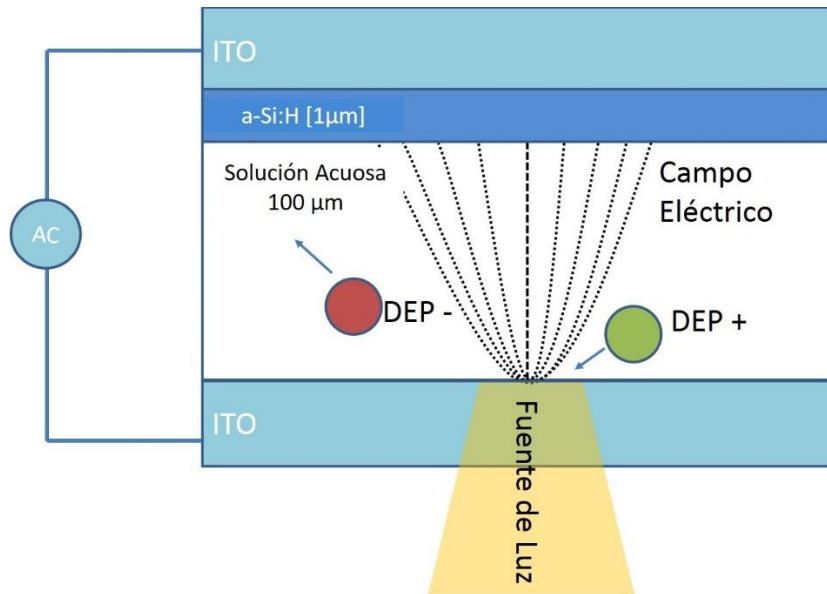


Figura 29. Diagrama esquemático de una pinza optoelectrónica.

4.2 Funcionamiento de la pinza

Para que se puedan manipular objetos con esta estructura una fuente de voltaje es conectada entre los vidrios de ITO, esta fuente generara el capo eléctrico dentro de la pinza optoelectrónica que buscara manipular a las micropartículas.

Si aplicamos en condiciones “obscuras” un voltaje AC, la mayoría de este voltaje se caerá en la región del silicio amorfo ya que en obscuridad este material cuenta con una impedancia muy alta. La conductividad del silicio amorfo en estas condiciones es de 10^{-8} S/m lo cual permite que el campo eléctrico en la solución acuosa sea casi nulo y no se pueda manipular objetos.

Las condiciones cambian cuando el silicio amorfo es iluminado, en ese momento la conductividad del silicio amorfo aumenta unos cinco órdenes de magnitud y supera a la conductividad de la solución acuosa, esto permite que el voltaje caiga ahora en dicha solución, justo arriba de la interfaz con el a-Si:H, y crea un gradiente de campo eléctrico, en otras palabras una fuerza de dielectroforesis se genera en las fronteras entre la zona iluminada y la zona oscura, como lo predice la ecuación 1.6.

4.3 Análogo eléctrico de la pinza

Una alternativa para estudiar la electrodinámica dentro de la celda es modelarla como un circuito RC en el cual cada uno de los elementos que conforman la celda tiene asociados una impedancia. A pesar de que este modelo es una simplificación de los fenómenos electrodinámicos involucrados en la celda nos será de gran utilidad para conocer el rango de frecuencias a las que la celda nos dé resultados óptimos. En la siguiente figura se muestra las partes de la celda y su circuito análogo.

Ahora con este circuito se procedió a realizar simulaciones de la impedancia de cada elemento. La simulación se realizó en Matlab y se utilizó la ecuación [21]:

$$Z_j = \frac{R_j}{i\omega R_j C_j + 1}$$

(4.1)

donde $R_j = L_j/(\sigma_j A)$ y $C_j = \epsilon_0 \epsilon_j A/L_j$. Aquí A es el área de la celda ϵ_0 es la constante dieléctrica del espacio libre, σ_j , ϵ_j y L_j son las conductividades, la constante dieléctrica relativa del medio y el grueso de la capa j, j={agua, a-Si:H}. Los valores numéricos para cada constante se muestran en la tabla 1.

Capa j	L_j [μm]	σ_j [S/m]	ϵ_j
Solución Acuosa	100	0.01	80
a-Si:H obscuridad	1	5.7e-6	11
a-Si:H iluminación	1	4e-4	11
Micro esferas de Poliestireno		1e-16	24

Tabla 1. Valores numéricos de las constantes para cada capa.

Con estos datos la simulación en condiciones de obscuridad nos arrojó la siguiente gráfica:

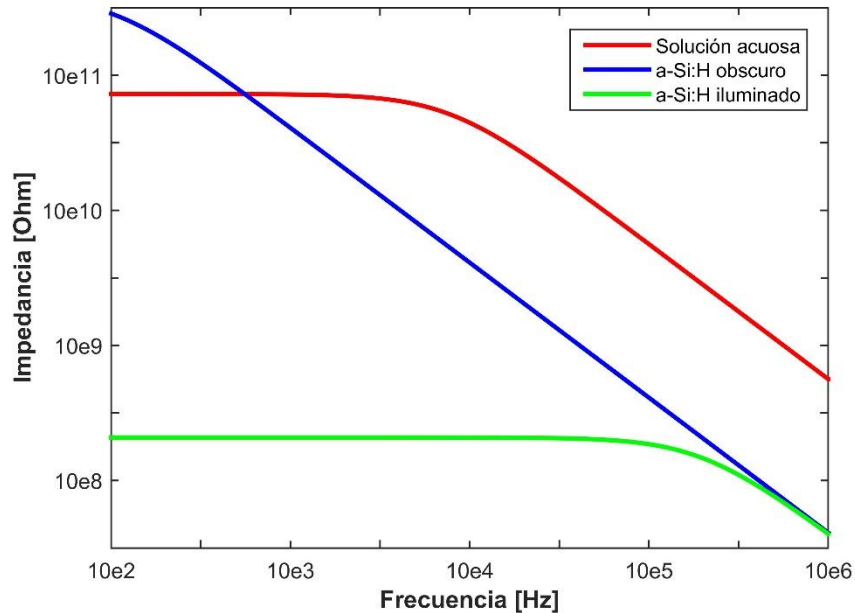


Figura 30. Grafica de impedancia vs frecuencia.

De la gráfica podemos observar que a partir de 1000 Hz la impedancia de la solución de micropartículas es mayor que la del a-Si:H, esto quiere decir, que en condiciones de obscuridad el campo eléctrico caerá mayoritariamente en el silicio amorfo. Por otro lado la gráfica refleja que bajo condiciones de iluminación el silicio amorfo posee una impedancia menor a la de la solución

acuosa y la pinza optoelectrónica puede ser operada desde los 100 Hz hasta los 1000 kHz.

4.4 Simulación numérica de la fuerza dielectroforética

El siguiente paso para el análisis de los efectos del tamaño de los objetos manipulados en la capacidad de manipulación de la pinza optoelectrónica fue realizar una simulación numérica del gradiente que genera dicha fuerza, para la simulación se utilizó el programa de elemento finito Comsol Multiphysics 5.1, más en específico el módulo llamado Electric Currents.

4.4.1 Geometría y propiedades de materiales

El primer paso fue generar una geometría simplificada que represente a la pinza optoelectrónica la cual podemos observar en la siguiente figura:

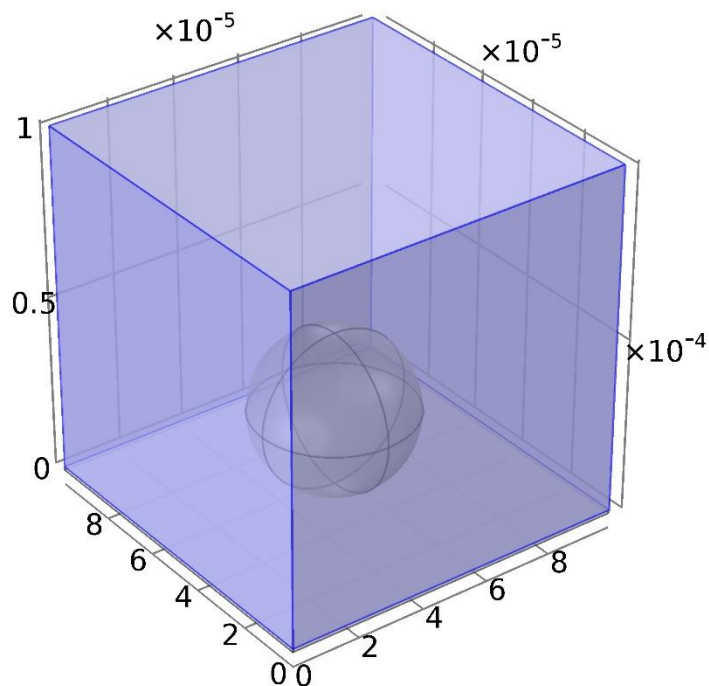


Figura 31. Geometría en 3D que representa a la pinza optoelectrónica, las unidades en esta figura son en metros.

Como se observa la geometría fue dibujada en tres dimensiones y consta de tres dominios, el primero es un paralelepípedo cuya base tiene un área de $100 \mu\text{m}^2$ y una altura de $1 \mu\text{m}$ el cual representa al silicio amorfo, el segundo es otro paralelepípedo cuya base tiene un área de $100 \mu\text{m}^2$ y una altura de $100 \mu\text{m}$ que representa a la solución acuosa y finalmente una esfera, a la cual se le asigna diferentes diámetros, que representa a las esferas de poliestireno ocupadas en el experimento.

A cada una de las partes de la geometría se le asignaron las propiedades eléctricas de la tabla uno. Para el caso de la geometría que simula a la superficie de silicio amorfo, la conductividad es representada por medio de una función súper gaussiana pues es la única forma de poder adoptar el patrón circular (diámetro de $50 \mu\text{m}$) de iluminación (ver figura n).

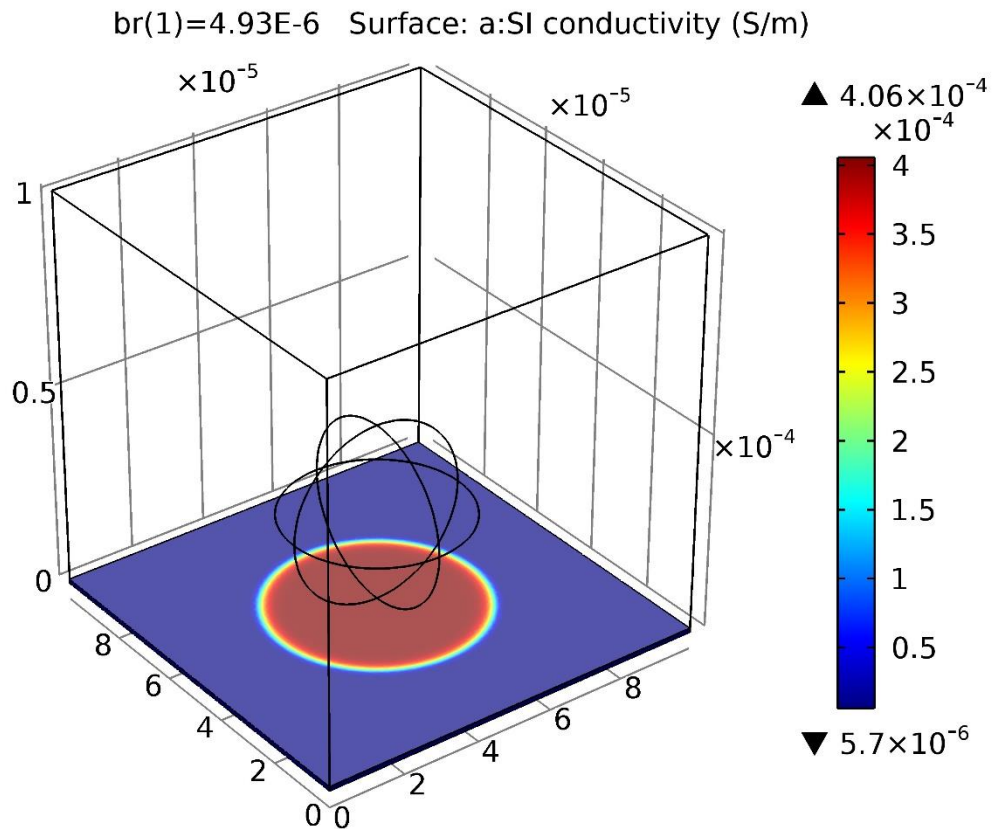


Figura 32. Distribución espacial de la conductividad del silicio amorfo producido por un patrón circular de iluminación.

4.4.2 Física de la simulación y condiciones a la frontera

El módulo de Electric Currents requiere que se le proporcione como variable de entrada el voltaje al cual está sometido el dispositivo, en este caso el voltaje es puesto como una condición a la frontera con un valor de 31Vpp a un frecuencia de 15kHz entre la parte superior de la geometría. La otra condición a la frontera importante es en la parte inferior en la geometría a la cual se le asigna la tierra. Como condiciones a la frontera en la geometría restante se establece el aislamiento eléctrico.

4.4.3 Post-procesamiento

Una vez ejecutada la simulación se procedió a obtener resultados del comportamiento del campo eléctrico dentro del dispositivo, más acertadamente de su gradiente ya que es la pieza clave para poder calcular la fuerza dielectroforética que ejerce la trampa óptica sobre las micropartículas, dicho resultado se puede visualizar en la siguiente figura.

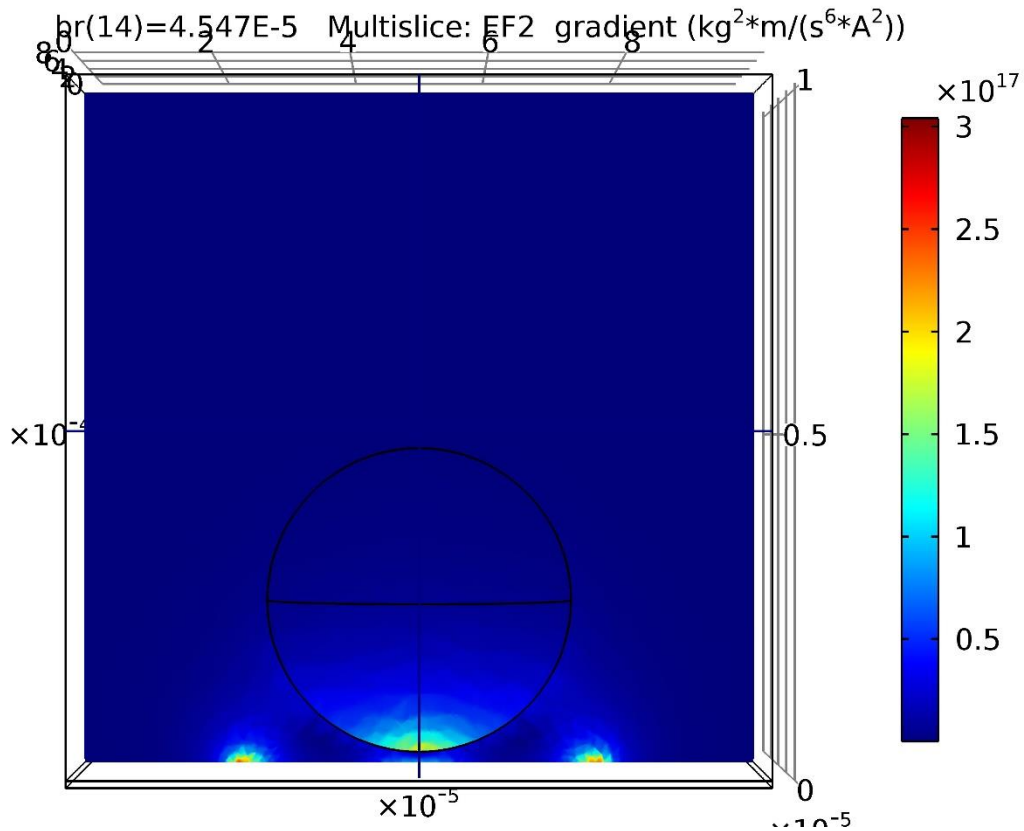


Figura 33. Gradiente del campo eléctrico generado por una trampa óptica circular de 50 μ m de diámetro y una Micropartícula de poliestireno con un diámetro de 45.47 μ m.

Con este resultado numérico se procede a calcular la fuerza dielectroforética a través de la expresión 1.6 y a su vez se podrá calcular la velocidad con la que se manipularían las micropartículas sometidas a esta fuerza utilizando la ley de Stokes:

$$F = 6\pi R\eta V \quad (4.2)$$

donde F es la fuerza de arrastre que sufre una partícula esférica dentro de un fluido R es el radio de la esfera, η es la viscosidad del fluido y V la velocidad con la que se mueve en el fluido.

4.5 Experimento

4.5.1 Sistema óptico

Para obtener resultados experimentales se procedió a construir un sistema óptico que fuera capaz de proyectar las trampas de luz sobre el dispositivo optoelectrónico arriba descrito. En la figura 34 se podrá apreciar dicho instrumento con detalle, cabe mencionar que la construcción de este sistema óptico estuvo a cargo del Dr. Steven Neale y sus alumnos en la Universidad de Glasgow.

Una de las ventajas de este sistema óptico es la facilidad que brinda para poder generar diversos tipos trampas ópticas. Debido a que las OET no requieren de luz coherente para su funcionamiento [ref] se pueden utilizar fuentes de luz convencional, dadas estas condiciones la fuente de iluminación que se utilizó en este trabajo fue un proyector comercial con el cual se proyectaron las trampas ópticas sobre la superficie de silicio amorfo. Por otro lado trampas ópticas (estáticas o dinámicas) de diversas formas se pueden dibujar fácilmente mediante una computadora lo cual potencia la automatización de las OET y facilita la manipulación de objetos en paralelo. Las desventajas de este sistema óptico es la manipulación de micropartículas solo en 2D ya que estamos limitados a la superficie fotoconductor, también, hay que tener en cuenta la conductividad del agua que pone restricciones como sugiere la gráfica de la figura 30.

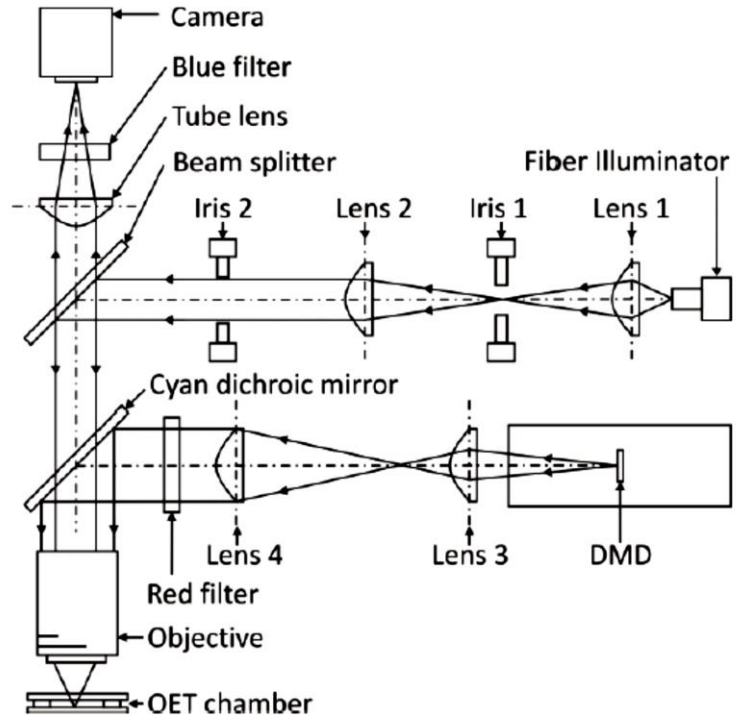


Figura 34. Sistema óptico para proyectar trampas sobre el dispositivo optoelectrónico.

4.5.2 Solución de microesferas y experimento

Se preparó una solución de micropartículas y agua desionizada pura. Las microesferas de poliestireno que se utilizaron tienen los siguientes diámetros: 4.93 μm , 5.75 μm , 6.28 μm , 9.6 μm , 10.13 μm , 15.21 μm , 16.33 μm , 21.12 μm , 24.46 μm , 24.99 μm , 32.08 μm , 36.86 μm , 40.17 μm , 45.17 μm . La solución de partículas se depositaba dentro del dispositivo optoelectrónico para que en funcionamiento dicho dispositivo pudiera manipularlas.

Para poder comenzar a manipular las microesferas se procedió a colocar el dispositivo optoelectrónico en el sistema óptico y al mismo tiempo conectarlo a un generador de funciones desde el cual se le hacía pasar una corriente eléctrica AC de forma senoidal con un voltaje de 31 Vpp a 15KHz. Al mismo tiempo el sistema óptico proyectaba la trampa óptica la cual consistía de un círculo con rayos el cual giraba como se puede observar en la siguiente imagen.

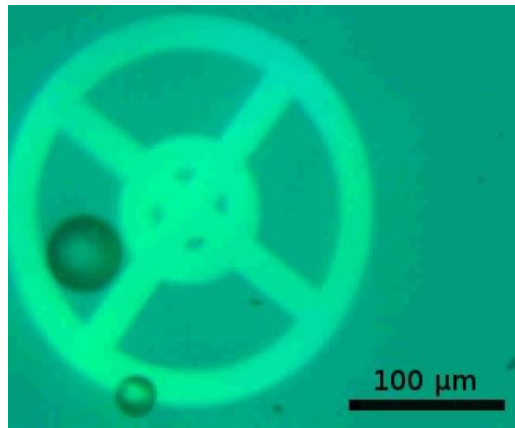


Figura 35. Imagen de la trampa optica que se utiliza para la manipualcion de las microparticulas.

Esta trampa circular está pensada para hacer girar las microesferas y poder medir que tan rápido pueden moverse. En un principio los experimentos se hicieron moviendo linealmente la trampa óptica sobre el dispositivo optoelectrónico pero en cuanto las velocidades crecían era necesario desplazarse una distancia significativa sobre el dispositivo y hacia más factible encontrar obstáculos que sacaran a la macropartícula de la trampa. La trampa circular entonces se vuelve conveniente para mover rápidamente la partícula en un mismo lugar.

Debido a que las partículas que se utilizaron son aislantes y poco polarizables se produce un factor de Clausius-Mossotti negativo y entonces son repelidas de las regiones con campo eléctrico intenso (zonas iluminadas) y son confinadas por las regiones oscuras y precisamente ahí es donde giran como se puede apreciar en la figura 35.

La velocidad lineal de la partícula (V) se puede obtener mediante la velocidad angular de la partícula (ω) y el radio (r) de la trayectoria que describe a través de la ecuación:

$$V = \omega r \quad (4.3)$$

En micromanipulación se trabaja un régimen dominado por la fuerza de viscosidad y entonces se puede usar la velocidad lineal obtenida con la

ecuación anterior y la ley de Stokes para poder calcular la fuerza con la que podemos manipular a las micropartículas.

Los experimentos consistieron en generar un patrón de iluminación circular que pudiera incrementar su velocidad y así manipular las partículas de las soluciones que arriba se mencionan. En cada caso se pone la partícula a girar y se va incrementando la velocidad hasta que la partícula no se puede sostener en la trampa y así se obtiene la máxima velocidad angular y mediante la ecuación 4.3 se pudieron obtener la máxima velocidad de manipulación para cada partícula de diferente diámetro.

4.5.3 Resultados

Los experimentos y las simulaciones indican que existen al menos dos regímenes lineales de velocidad, uno para las partículas con diámetro menor a $25\mu\text{m}$ y otro para las partículas con diámetro mayor a los $25\mu\text{m}$. Las simulaciones predicen una menor velocidad de manipulación del dispositivo comparadas con las velocidades obtenidas experimentalmente, empero, las tendencias son las mismas y se exhibe la misma distinción entre regímenes de manipulación. Estos resultados son de vital importancia ya que caracteriza las capacidades de manipulación de este dispositivo optoelectrónico y ayuda a la correcta implementación de la técnica en una línea de producción.

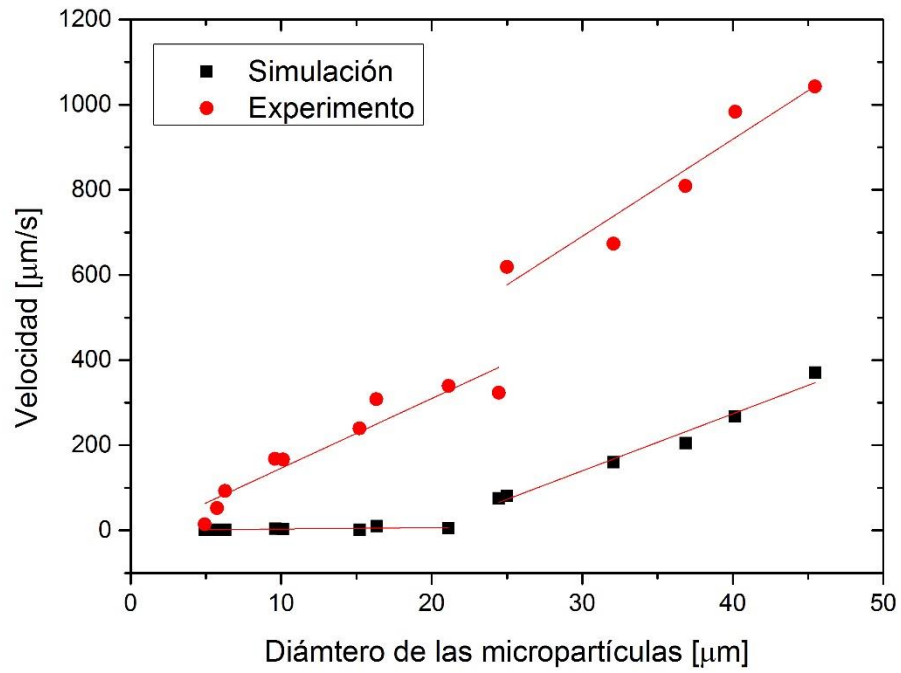


Figura 36. Resultados experimentales y simulados de la máxima velocidad a la que la pinza optoelectrónica puede manipular a partículas de diferentes diámetros.

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo futuro

La combinación de dispositivos de silicio amorfo y luz muestran una gran versatilidad para poder solucionar problemas de diversas índoles, desde utilizarlos como material holográfico, como material para generar elementos ópticos y hasta utilizarlos para la manipulación de materia.

5.1 Conclusiones

Con el primer dispositivo hemos sido capaces de obtener efectos no lineales a potencias bajas, 1.5mW (sin enfocar), por medio de la creación de un campo evanescente en la superficie de silicio amorfo hemos logrado reorientar las moléculas del cristal líquido y también por vez primera grabar un holograma en cristal líquido con un láser de He-Ne de estas características. Así mismo en este trabajo hemos podido medir la eficiencia de difracción de nuestra celda de cristal líquido en función de variables como la frecuencia y el voltaje aplicado a dicha celda. Dicha eficiencia nos ha servido para poder calcular el índice de refracción no lineal del 5CB, que para la máxima eficiencia (3.3%) es de $9.58 \times 10^{-2} \text{cm}^2/\text{W}$, este es un índice de refracción no lineal cuatro órdenes de magnitud más chico que el reportado típicamente para cristales líquidos dopados con colorante, pero se debe mencionar que la potencia con el que se obtiene es tres órdenes de magnitud menor al utilizado en experimentos con cristal líquido puro. Por otro lado también hemos comprobado que estamos trabajando con rejillas en régimen Raman-Nath. En último lugar hemos podido estimar el tiempo en el que se crea y se destruye la rejilla en el cristal líquido. El dispositivo que hemos construido ha demostrado ser una

forma muy novedosa de generar efectos ópticos no lineales a potencias bajas y con una fuente de luz láser relativamente simple.

En el segundo dispositivo hemos utilizado cristal líquido como un material novedoso para construir elementos ópticos GRIN. En este dispositivo hemos podido generar, mediante interacción térmica controlada, lentes GRIN, con una distribución espacial del índice de refracción gaussiana, que son sintonizables mediante la polarización de la fuente de iluminación. Esto se ha podido lograr gracias a que el CL presenta dos no-linealidades en el índice de refracción con diferente signo. Dichas lentes las hemos podido generar en un rango de temperatura de 20°C a 29°C y para cada lente en dicho rango de temperatura se ha caracterizado de manera experimental el cambio de fase que sufre la luz cuando recorre cada uno de estos elementos ópticos.

En el tercer dispositivo hemos podido caracterizar el funcionamiento de las pinzas optoelectrónicas al manipular objetos cuyo tamaño varía desde las 5µm hasta las 45µm. Hemos podido darnos cuenta que existen dos rangos de funcionamiento, en el primer régimen de funcionamiento las micropartículas tienen un diámetro menor de 25µm y presentan un incremento lineal de la su velocidad de manipulación conforme su diámetro crece. El segundo régimen de funcionamiento también presenta comportamiento lineal pero existe un incremento significativo de la velocidad de manipulación. Las simulaciones también predicen ambos regímenes aunque con magnitudes de velocidad diferentes.

5.2 Trabajo a futuro

En el caso de la generación de lentes GRIN se necesitan corroborar las fases obtenidas experimentalmente mediante otros métodos de recuperación de fase, por ejemplo el método para analizar franjas de interferencia propuesto por Takeda [30]. Hacer mediciones de las distancias focales en función de la temperatura para el caso de la lente positiva.

En el segundo dispositivo hemos dado cuenta que un factor vital para el estudio de la óptica no lineal en cristales líquidos es la temperatura, hemos

hallado indicios de que para temperaturas entre 21°C y 22°C la eficiencia de difracción del primer orden aumenta hasta un valor del 31%, lo cual está muy cerca del límite teórico. Por esta razón hemos empezado a construir un horno para controlar de manera precisa la temperatura a la cual se expone el cristal líquido, con esto buscamos encontrar la temperatura a la cual la mayor eficiencia de difracción. Por otro lado también es necesario hacer un estudio más exhaustivo de la electrodinámica que ocurre dentro del dispositivo híbrido así como también estudiar los efectos térmicos involucrados en la reorientación colectiva de las moléculas de cristal líquido. También está pendiente el determinar cuál es la resolución mínima con la cual se pueden grabar los hologramas, es decir el determinar cuál es el periodo mínimo de la rejilla grabada. Por último se busca utilizar este dispositivo en aplicaciones de contrastes de fase no lineal.

En el tercer dispositivo queda pendiente establecer una explicación física de la discontinuidad entre los dos regímenes de funcionamiento así como refinar la simulación para obtener resultados más acordes a los obtenidos experimentalmente.

Apéndice 1: Características de la cámara térmica FLIR E6

CARACTERÍSTICAS	FLIR E4	FLIR E5	FLIR E6	FLIR E8
Resolución IR en píxeles	4800 (80 x 60)	10 800 (120 x 90)	19 200 (160 x 120)	76 800 (320 x 240)
Sensibilidad térmica	< 0,15 °C	< 0,10 °C	< 0,06 °C	< 0,06 °C
Intervalo de temperatura	De -4 a 482 °F (de -20 a 250 °C)			
Modos de medición	Punto central	Punto central, área, detección automática de punto caliente/punto frío	Punto central, área, detección automática de punto caliente/punto frío	Punto central, área, detección automática de punto caliente/punto frío
Frecuencia de imagen	9 Hz			
Campo de visión	45° x 34°			
Enfoque	Sin enfoque			
Detección automática de punto caliente/punto frío	No	Marcadores automáticos mín./máx. de un área	Marcadores automáticos mín./máx. de un área	Marcadores automáticos mín./máx. de un área

Bibliografía

- [1] R. A. Street, *Technology and applications of amorphous silicon*, Springer, 2000.
- [2] L. García-Colin, *Líquidos Exóticos*, Ciudad de México: Fondo de Cultura Económica, 1992.
- [3] I. C. Khoo, *Optics and nonlinear optics of liquid crystals*, world scientific, 1993.
- [4] «PLC,» 2004. [En línea]. Available: <http://plc.cwru.edu/tutorial/enhanced/files/textbook.htm>.
- [5] P. Collings, *Liquid Crystals*, New Jersey: Princeton University Press, 2002.
- [6] G. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, New York: Dover Publications, 1975.
- [7] R. Pethig, «Dielectrophoresis: Status of the theory, technology, and applications,» *BIOMICROFLUIDICS*, vol. 4, nº 022811, 2010.
- [8] P.-y. Chiou, «Massively Parallel Optical Manipulation of Single Cell, Micro- and Nano-particles on Optoelectronic Devices,» Berkeley, California, University of California, Berkeley, 2005.
- [9] H. Ivan, «Thermodynamic and static properties of liquid crystals,» *Solid-State Chemistry*, vol. 10, pp. 103-118, 1975.
- [10] M. Vuks, «Determination of the Optical Anisotropy of Aromatic Molecules from the Double Refraction of Crystals,» *Optics and Spectroscopy*, vol. 20, p. 361, 1966.
- [11] L. Jun, G. Sebastian y W. Shin-Tson, «Temperature effect on liquid crystal refractive indices,» *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, vol. 96, nº 1, pp. 19-24, 2004.
- [12] E. Hecht, *Optics*, San Francisco, CA: Pearson Education, 2002.
- [13] E. W. Marchand, *Gradient index optics*, 1978.
- [14] A. Rodríguez-Rosales, R. Ortega-Martínez, M. Arroyo Carrasco, E. Reynoso Lara, C. Treviño Palacios, O. Baldovino-Pantaleón, R. Ramos García y M. Iturbe-Castillo, «Neither Kerr nor thermal nonlinear response of dye doped liquid crystal characterized by the Z-scan technique,» *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, vol. 489, nº 1, pp. 335-347, 2008.
- [15] R. Porrás-Aguilar, J. Ramírez-San-Juan, O. Baldovino-Pantaleón, D. May-Arriola, M. Arroyo Carrasco, M. Iturbe Castillo, D. Sánchez-de-la-Llave y R. Ramos-García, «Polarization-controlled contrasted images using dye-doped nematic liquid crystals,» *OPTICS EXPRESS*, vol. 17, nº 5, pp. 3417-3423, 2009.

- [16] M. Sheik-Bahae, . A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan y E. W. Van Stryland, «Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam,» *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 26, nº 4, pp. 760-769, 1990.
- [17] I. C. Khoo, «Nonlinear optics of liquid crystalline materials,» vol. 47, nº 1, 2009.
- [18] M. Pycraft, *Nanoelectromechanics in Engineering and Biology*, Boca Raton: CRC Press, 2003.
- [19] M. Weber, D. Milam y W. Smith, «Nonlinear refractive index of glasses and crystals,» *Optical Engineering*, vol. 17, nº 5, 1978.
- [20] I. Guízar Iturbide, *Rejillas permanentes en cristales líquidos nemáticos con rojo de metileno*, Tonantzintla, Puebla, Mex: IANOE, 2006.
- [21] K. D. O. B. G. D. a. M. K. M. Herrington, «AC-field-enhanced beam coupling in photorefractive, hybrid liquid crystals,» vol. 95, nº 1, 2011.
- [22] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Standofrd: Viva, 2007.
- [23] A. Sánchez, *Opalescencia crítica y rejillas en cristales líquidos dopados*, Tonantzintla, Puebla, México: INAOE, 2007.
- [24] A. T. Ohta, P.-Y. Chiou, T. H. Han, J. C. Liao, U. Bhardwaj, E. R. B. McCabe, F. Yu, R. Sun y M. C. Wu, «Dynamic cell and microparticle control via optoelectronic tweezers,» *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 16, nº 3, pp. 491-499, 2007.
- [25] A. T. Ohta, M. Garcia, J. K. Valley, L. Banie, H.-Y. Hsu, A. Jamshidi, S. L. Neale, T. Lue y M. C. Wu, «Motile and non-motile sperm diagnostic manipulation using optoelectronic tweezers,» *Lab on a Chip*, vol. 10, pp. 3213-3217, 2010.
- [26] A. T. Ohta, P.-Y. Chiou, H. L. Phan, S. W. Sherwood, J. M. Yang , A. N. K. Lau, H.-Y. Hsu, A. Jamshidi y M. C. Wu, «Optically controlled cell discrimination and trapping using optoelectronic tweezers,» *Optically controlled cell discrimination and trapping using optoelectronic tweezers*, vol. 13, nº 2, pp. 235-243, 2007.
- [27] H. Hwang, D.-H. Lee, W. Choi y J.-K. Park, «Enhanced discrimination of normal oocytes using optically induced pulling-up dielectrophoretic force,» *Biomicrofluidics*, vol. 3, nº 1, 2009.
- [28] A. T. Ohta, P.-Y. Chiou, A. Jamshidi, H.-Y. Hsu, J. K. Valley, S. L. Neale y M. C. Wu, «Optoelectronic Tweezers for the Manipulation of Cells, Microparticles, and Nanoparticles,» *Recent Optical and Photonic Technologies*, 2010.
- [29] A. T. Ohta, S. L. Neale, H.-Y. Hsu, J. K. Valley y M. C. Wu, «PARALLEL ASSEMBLY OF NANOWIRES USING LATERAL-FIELD OPTOELECTRONIC TWEEZERS,» de *2008 IEEE/LEOS Internationall Conference on Optical MEMs and Nanophotonics*, Freiburg, Germany, 2008.

- [30] M. Takeda, H. Ina y S. Kobayashi, «Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry,» *Journal of the Optical Society of America*, vol. 72, nº 1, pp. 156-160, 1982.
- [31] A. Ohta, «Trapping and Transport of Silicon Nanowires Using Lateral-Field Optoelectronic Tweezers,» de *IEEE 20th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, Hyogo, 2007.