

# Hologramas dinámicos en dispositivos

## híbridos de cristal líquido

por

# Ángel Fuentes García

Tesis sometida como requisito

parcialpara obtener el grado de

## MAESTRO EN CIENCIAS EN LA ESPECIALIDAD DE ÓPTICA

en el

## Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Julio 2012 Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

## Dr. Rubén Ramos García

Investigador Titular del INAOE

#### ©INAOE 2012

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



## Agradecimientos

En primer agradezco a mi asesor Dr. Rubén Ramos García por haberme dedicado tiempo en mi formación como físico. Agradezco también a mis compañeras de laboratorio la Lic. María del Carmen Grados Luyando y a la Lic. Erika Yazmin Teran Bahena por su valiosa colaboración. A la Dra. Rosario Porras por haber construido la celda de cristal líquido.

## Tabla de Contenidos

Agradecimientos i
Introducción1
Capitulo 1: Física de cristales líquidos 4
I.I Cristales Líquidos4
I.2Cristales Líquidos Termotrópicos4
I.2.I Fase Nemática6
I.2.2 Fase Esmética6
I.2.3 Fase Colestérica6
I.3 Parámetro de orden7
I.4 Alineamiento de cristales líquidos8
I.5 Propiedades ópticas no lineales de los cristales líquidos9
I.6 Fuerza de dielectroforesis I I
Capitulo 2: Construcción y funcionamiento de la celda del cristal líquido 13
2.1 Estructura de la celda
2.2 Funcionamiento de la celda
2.2 Análogo eléctrico de la celda 15
2.3 Simulación del campo de carga espacial dentro de la celda
2.4 Formación de rejillas de difracción19
2.5 Eficiencia de difracción21
Capitulo 3: Arreglo Experimental 22
3.1 Preparación de la celda de cristal líquido22
3.2 Materiales y arreglo experimental
3.3 Procedimiento de medición25
Capitulo 4: Resultados y discusión 27
4.1 Coeficiente de absorción de la celda
4.2 Eficiencia de difracción27
4.2.1 Eficiencia de difracción vs Voltaje de Modulación27
4.2.2 Eficiencia de difracción vs Frecuencia28
4.2.3 Eficiencia de difracción vs periodo de la rejilla

4.3 Tiempo de formación del holograma	30
Capitulo 5: Conclusiones y trabajo a futuro	. 33
5.1 Conclusiones	33
5.2 Trabajo a futuro	33
Apéndice A: Código fuente de la simulación del circuito eléctrico análogo	. 35
Tabla de figuras	. 36
Bibliografía	. 37

### Introducción

En 1888 el biólogo austriaco Friedrich Reintzer se encontraba realizando investigaciones sobre derivados orgánicos del colesterol, específicamente estudiaba efectos térmicos en estos compuestos. 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 el proceso de enfriado, también, se pudo observar que a las mismas temperaturas anteriores ocurrían las transformaciones opuestas. Con estas observaciones se pudo concluir que estos compuestos presentaban dos transiciones de fase sucesivas. 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 solido y así recibió el nombre de cristal líquido [1].

Después de este descubrimiento Reintzer no buscó investigar más sobre cristales líquidos. Fue Lehmann quien se interesó más en el tema y continúo con las investigaciones, primero estudio los compuestos derivados del colesterol y después busco substancias que presentaran dos puntos de fundición. Lehmann fué capaz de hacer observaciones de la interacción entre estas substancias y luz polarizada y además se las ingenio para hacer observaciones a altas temperaturas. Los resultados experimentales fueron publicados en agosto de 1889 en Zeitschrift für Physikalische Chemie [2].

Las investigaciones de Lehmann fueron continuadas por el químico alemán Daniel Vorländer, quien 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 diseñaron cristales líquidos que se podían comercializar como pantallas en dispositivos electrónicos [3].

Más recientemente se han encontrado propiedades ópticas interesantes de los cristales líquidos, resulta ser que de toda la gama de cristales líquidos que existen, los nemáticos presentan una estructura simple y fácilmente perturbable por campos externos y es así como obtienen su habilidad extraordinaria de esparcir luz. Este esparcimiento de luz se debe al cambio en la constante dieléctrica producido por la reorientación térmica de las moléculas del cristal líquido y da origen a las no linealidades ópticas más grades conocidas hasta el momento.

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 Nonlinearites" presentaba un índice refracción no lineal de entre 10<sup>-4</sup>-10<sup>-3</sup> cm<sup>2</sup>/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<sup>3</sup> cm<sup>2</sup>/W [4].

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 (a-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 [5], 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.

En el primer capítulo de esta tesis se describirá un poco de la física que está 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 óptica no lineal que se presenta en ellos.

En el segundo capítulo se hablara de cómo es que función la celda optoelectrónica de cristal líquido, se hará un análogo eléctrico con el cual se pueda realizar una simulación para ver en qué condiciones trabaja de manera optima esta celda y por último se realizará una simulación donde se pueda visualizar el campo de carga espacial dentro de dicha cela que dará origen a la reorientación del cristal líquido y a su vez a los efectos ópticos no lineales.

En el tercer capítulo se dará a conocer el arreglo experimental que se utilizó así como también se informará de cómo se logra grabar la rejilla de difracción que da origen, mediante la reorientación originada por el campo de carga espacial, a la modulación del índice de refracción en el cristal líquido; entre otros detalles también se hablara del régimen de rejillas en el que se trabaja.

En el capítulo cuatro se analizarán los resultados obtenidos y en el capítulo cinco se mostraran las conclusiones y el trabajo que se tiene planeado a futuro.

## Capitulo 1: Física de cristales líquidos

#### 1.1 Cristales Líquidos

Los cristales líquidos son materiales que presentan propiedades físicas intermedias entre el estado sólido y el estado líquido, pueden fluir pero su estructura molecular presenta algún grado de orden. Los cristales líquidos se clasifican de acuerdo a los parámetros físicos que determinan la fase líquida-cristalina y de acuerdo a esto existen dos tipos de cristales líquidos: los termotrópicos y los liotrópicos [6].

Para el caso los cristales líquidos liotrópicos la fase cristalina se induce agregando moléculas anfifílicas, estas moléculas que poseen una parte hidrofílica o sea que es soluble en agua y otra hidrofóbica o sea que rechaza el agua [7]. Recientemente estos materiales están recibiendo mucha atención, tanto científica como tecnológica, debido a las propiedades únicas de sus moléculas constituyentes [6].

#### **1.2Cristales Líquidos Termotrópicos**

Estos materiales presentan la distintas fases mesoscópicas a diferentes temperaturas, es decir, la fase cristalina existe en un cierto rango de temperaturas. Conforme la temperatura aumenta, estos materiales pasan de solido a cristal líquido, después, a liquido isotrópico (Figura 1) y finalmente a la fase de vapor. En algunos casos las fases termotrópicas solo se presenta en el proceso de enfriamiento desde la fase isotrópica y a este tipo transición de fase se le conoce como monotrópica [6]. 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 [6].



## Temperatura

#### Figura 1. Fenomeno de transición de fase en función de la temperatura

Existe una clase particular de cristales líquidos termotrópicos llamados poliméricos, en dicho caso se 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 (mesógenos) que tengan forma de cilindros o discos. La colocación de estos mosógenos 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 mesógenos son parte de cadena principal del polímero; por otro lado, las cadenas laterales de cristales líquidos (SC-PLC) son formados cuando los mesógenos son unidos como cadenas laterales a los polímeros mediante una unión flexible llamada espaciador (Figura 2) [8]. Estos híbridos son candidatos potenciales para aparatos eléctricos y para materiales ultra resistentes [6].



Figura 2. Ejemplo de Cristales líquidos poliméricos.

En los materiales termotrópicos existe tres fases: la nemática, la esmética 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 directo  $\hat{n}$  (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 planos o en capas. Actualmente existen varias subclasificaciones de estos de acuerdo con los arreglos de posición y orientación (Figura 3b).

#### 1.2.3 Fase Colestérica

En esta fase el cristal, como en la fase esmética, se agrupa en capas, pero el vector director presenta rotación de capa en capa (Figura 33c).



Figura 3. Subclasificación de cristales líquidos termotrópicos.

#### 1.3 Parámetro de orden

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

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

donde <> indica promedio temporal, P<sub>2</sub> es el segundo polinomio de Legendre y  $\theta$  es el ángulo que forma la molécula con el vector director  $\hat{n}$  (4a). Para una orientación perfecta de las moléculas el parámetro de orden toma un valor de uno (cristal solido) y en la ausencia de orientación (líquido) el parámetro de orden toma un valor de cero. El parámetro de orden del cristal líquido decrece cuando la temperatura aumenta (Figura 4b), los valores típicos de éste van de 0.3 a 0.9, esto quiere de decir que para temperaturas "bajas" el parámetro de orden esta en 0.9 y para temperaturas altas esta en 0.3; cuando se sobrepasa la temperatura critica Tc entonces el parámetro de orden toma el valor de cero lo cual indica que estamos en la fase isotrópica.



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

#### 1.4 Alineamiento de cristales líquidos

En el estudio de los efectos no lineales se deben construir celdas que contengan al cristal líquido. 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 substrato de la celda se le deposita una película delgada de surfactante, las moléculas del cristal líquido se alinean de manera ortogonal a ésta, este tipo de alineamiento se conoce como homeotrópico (Figura 5a).

Otra manera de inducir un alineamiento en la celda de cristal líquido es depositar sobre la superficie de la celda una capa de polímero y con una fibra "suave" frotar sobre ésta 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 (5b), a éste se le conoce como alineamiento planar.



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

Estas son las alineaciones inducidas más comunes y la que se ocupará en el este trabajo es el caso de la figura 6b. Otros tipos de alineamientos inducidos, por ejemplo, mediante capas fotosensibles y por moléculas colorantes [9].

#### 1.5 Propiedades ópticas no lineales de los cristales líquidos

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 liquido, por tal motivo, éste

efecto óptico es conocido como no linealidad "tipo Kerr reorientacional", el cual se describe como:

$$\Delta n = n_2 I \tag{2}$$

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 [6]:

$$\Delta n = n_2 I \approx \frac{(\Delta \varepsilon)^2 sen^2(2\beta) d^2}{24Kc} I$$
(3)

donde  $\Delta \varepsilon$  es la anisotropía dieléctrica,  $\beta$  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 grueso 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≤50µm. 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 cado del cristal líquido. A modo de comparación n<sub>2</sub> para vidrio es de ~10<sup>-12</sup> cm<sup>2</sup>/W [10] mientras que en cristales líquidos es de hasta ~100 cm<sup>2</sup>/W [6], 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 [4]) o mediante impurezas tales como colorantes azo (~1 mW [9]), nosotros implementaremos por primera

vez un método en el cual la modulación en el índice de refracción se obtiene a través de un campo de carga espacial originado en la superficie de un material fotoconductor (a-Si:H) sobre el cual está depositado el cristal líquido, este campo de carga espacial dará origen a una torca que será la que origine la reorientación de las partículas de cristal líquido.

#### 1.6 Fuerza de dielectroforesis

El termino dielectroforesis se acuñó por primera vez en 1951 por Herbert Pohl [11]. Dielectroforesis proviene del griego *phorein* que era un efecto donde una partícula es atraída por sus propiedades dieléctricas. Este fenómeno era conocido y descrito por filósofos griegos como Tales de Mileto entre otros. Recientemente este efecto se ha utilizado para la manipulación de micro y nano partículas, así como también, de células [5]; por esta razón no interesa aplicar este concepto en la reorientación de cristal líquido.

Como ya se mencionó 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 misma. La magnitud de esta fuerza se puede expresar como [12]:

$$\langle F_{dep}(t) \rangle = 2\pi a^3 \epsilon_m Re[K^*(\omega)] \nabla E^2$$
 (4)

$$K^*(\omega) = \frac{\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*}{\varepsilon_p^* - 2\varepsilon_m^*}, \ \varepsilon_p^* = \varepsilon_p - i\frac{\sigma_p}{\omega}, \ \varepsilon_m^* = \varepsilon_m - i\frac{\sigma_m}{\omega}$$
(5)

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,  $\varepsilon_p$  y  $\varepsilon_p$  son las permitividades del medio y la partícula, respectivamente,  $\sigma_m$  y  $\sigma_m$  son las conductividades del medio y la partícula, respectivamente,  $\omega$  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 [12].

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



Figura 6. Ilustración de la dielectroforesis positiva (a) y negativa (b).

Cabe mencionar que para nuestro trabajo la fuerza de dielectroforesis no es el factor que nos interesa, sino el campo eléctrico que está contenido en la expresión, este campo es el responsable de ejercer una torca sobre las moléculas de cristal líquido para reorientarlas; en el capitulo siguiente daremos detalle del proceso que se lleva a cabo para obtener éste campo de carga espacial.

## Capitulo 2: Construcción y funcionamiento de la celda del cristal líquido

Como se ya hemos mencionado, para estudiar las propiedades ópticas de los cristales líquido es necesario construir una celda donde éste sea contenido, ya que físicamente se comporta como un líquido. Como ya se mencionó anteriormente, en estas celdas se pueden inducir dos tipos de alineamientos del cristal líquido, el planar y el homeotrópico, y se obtienen mediante el tratamiento de la superficie donde se deposita. En nuestro caso, se uso alineamiento planar.

#### 2.1 Estructura de la celda

Esta celda es una estructura en forma de "sándwich" que consiste de dos superficies: la primera es un vidrio sobre la que se deposita un material conductivo transparente hecho de ITO (siglas en ingles para oxido de estaño fuertemente dopado de indio) y otra superficie, también de ITO, donde se colocan además una capa de N<sup>+</sup> a:Si de 50nm, una capa de a-Si:H de 1µm que funciona como material fotoconductivo, una capa de nitrato de silicio de 20nm (que evita que el cristal liquido entre en contacto con el silicio amorfo) y una cámara donde se deposita el cristal líquido (5CB) de 20µm (Figura 7).





#### 2.2 Funcionamiento de la celda

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

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<sup>-8</sup> S/m, lo cual permite, que el campo eléctrico en el 5CB sea casi nulo y no se reorienten las moléculas.

Las condiciones cambia 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 el a-Si:H, y crear un campo de carga espacial, en este momento un transición Freedericksz ocurre. Así, el campo de carga espacial 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 obscuras las moléculas no se reordenar y zonas iluminadas si lo hacen, así pues tenderemos una rejilla que en zonas obscuras tendrá un índice de refracción distinto al de las zonas iluminadas.

Es importante hace 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 un 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:

$$E_{CE} = E_o e^{-kz} sen(x/\Lambda) \tag{6}$$

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  $\Lambda$  es el periodo de la rejilla que se ha grabado a lo largo del eje *X* (ver figura 12).

Cabe mencionar que una vez reorientado el cristal líquido el índice de refracción efectivo puede deducirse de la ecuación:

$$\frac{1}{n_{eff}^2} = \frac{\cos^2\theta}{n_e^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_o^2} \tag{7}$$

donde  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo,  $n_e$  es el índice de refracción extraordinario del cristal líquido,  $n_o$  es el índice de refracción ordinario del cristal líquido y  $\theta$  es el ángulo de reorientación [13].

#### 2.2 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 de resultados óptimos. En la siguiente figura se muestra las partes de la celda y su circuito análogo.



Figura 8. 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 ecuación [14]:

$$Z_j = \frac{R_j}{i\omega R_j C_j + 1} \tag{8}$$

donde  $R_j = L_j/(\sigma_j A)$  y  $C_j = \varepsilon_0 \varepsilon_j A/L_j$ . Aquí A es el área de la celda  $\varepsilon_0$ es la constante dieléctrica del espacio libre,  $\sigma_j$ ,  $\varepsilon_j$  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.

Capa j	L <sub>j</sub> [μm]	σ <sub>j</sub> [S/m]	ε <sub>j</sub>
5cb	20	1e-5	18
a-Si:H	1	1e-8	11

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 9. Grafica de impedancia vs frecuencia de modulación.

De la grafica 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 obscuridad 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

# 2.3 Simulación del campo de carga espacial dentro de la celda

Hemos ocupado el modulo 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 12). Cabe mencionar que para mayor eficiencia del cómputo de la simulación se ocupo la opción de simetría de revolución. Los resultados (Figura 10) 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 10. 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 pude observar en la siguiente figura:



Figura 11. Corte transversal de la distribución del campo eléctrico a lo largo de Z.

La figura 11 muestra que en efecto el campo decae conforme se aleja de la superficie del fotoconductor. Note que el valor pico del campo eléctrico es ~750 kV/cm, el cual debe ser más que suficiente para reorientar las moléculas del cristal liquido.

#### 2.4 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 12. 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 [15]:

$$Q = \frac{2\pi d\lambda}{n\Lambda^2} \tag{9}$$

xdonde d es el grueso de la rejilla,  $\lambda$  es la longitud de onda de los haces incidentes, n es el índice de refracción del material y  $\Lambda$  es periodo de las franjas el cual está dado por:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2sen\alpha} \tag{10}$$

donde  $\alpha$  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 ordenes de difracción pueden ser generados.

#### 2.5 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 [9]. Un tratamiento riguroso muestra que la eficiencia de difracción del i-esimo orden viene dado por:

$$\eta_i = \frac{I_i}{I_0 + I_i} = J_i^2(\Phi)$$
(11)

donde  $J_i$  es la función de Bessel de primera clase de primer orden i, donde  $\Phi$  es la amplitud de la modulación de fase inducida por la luz [16]. Cuando se trabaja en régimen de Raman-Nath es común medir la eficiencia del primer orden  $\eta_1$ . Si suponemos que dicha eficiencia es pequeña ( $\eta_1 \ll 1$ ), se encuentra que  $\eta \cong (\pi \Delta n d / \lambda)^2$ . La eficiencia de difracción máxima medida al orden 1 no puede exceder la cuota máxima de  $J_i^2$  que es 33.8%. Finalmente si la suposición anterior se cumple entonces de la ecuación 3 podemos obtener el índice de refracción no lineal como:

$$n_2 \cong \frac{\eta^{1/2} \lambda}{d\pi I} \tag{12}$$

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

## Capitulo 3: Arreglo Experimental

Para estudiar las no linealidades de la muestra de cristal líquido se procedió a medir la eficiencia de difracción de la rejilla que se graba mediante la incidencia del patrón de interferencia en la celda. Para hacer estas mediciones se construyó un interferómetro Mach-Zehnder y se midió la señal óptica del orden cero  $I_0$  y del primer orden de difracción  $I_1$  con un fotodetector conectado a un amplificador Lock-in. La eficiencia de difracción medida fue calculada usando la expresión 11.

#### 3.1 Preparación de la celda de cristal líquido

El primer paso para construir la muestra es cortar vidrios con ITO depositado en una de las caras. Las dimesiones fueron de 20mm x 15mm para que esta pueda ser ajustada fácilmente en las monturas con las que se cuenta en el laboratorio. Estos vidrios tiene que pasar por un proceso de limpieza para removerle las impurezas, esto se pude hacer principalmente de dos formas: *i*) Lo más fácil es sumergirlas en acetona y aplicar ultrasonido para después secarlas, y *ii*) por otro lado tenemos la famosa solución "piraña", la cual es una solución de acido sulfúrico (50%) y de peróxido de hidrogeno (30%), ésta solución es empleada para remover impurezas orgánicas. En nuestro caso hemos utilizado la primera opción.

Después de limpiar los substratos se depositó sobre el ITO una capa de N<sup>+</sup> a:Si de 50nm para reducir la resistencia de contacto entre el ITO y el a:Si, seguido por una capa de a-Si:H de 1µm que es el material fotoconductor, una capa de nitrato de silicio de 20nm (que evita que el cristal liquido entre en contacto con el silicio amorfo) y finalmente una capa de alcohol polivinílico (PVA por sus siglas en inglés) como capa de alineamiento para los cristales líquidos. Cabe señalar que la deposición de las películas de a:Si y nitrato de silicio se hicieron en el laboratorio del Dr. Pere i Roca en Francia. Una capa de alineamiento se depositó sobre ITO. La lineación de los cristales líquidos se logra rayando unidireccionalmente el PVA con un

pedazo de terciopelo. El dispositivo final se ensambla colocando espaciadores de 20  $\mu$ m y sellando con pegamento epóxico dos caras opuestas de la celda. El cristal líquido se introduce por capilaridad por las caras no selladas, y una vez que la celda se ha llenado completamente se sella toda con el mismo pegamento. El dispositivo final se muestra abajo.



Figura 13. En esta imagen se muestra el dispositivo hibrido de cristal líquido.

#### 3.2 Materiales y arreglo experimental

Los materiales utilizados son los siguientes:

- Un laser Thor-Labs HeNe con longitud de onda de 633 nm y con potencia de 15 mW
- Un divisor de haz 50/50
- Tres espejos planos
- Una celda de cristal líquido construida en el INAOE

- Un Lock-in amplifier modelo SR830 de Standford Research Systems
- Choper óptico modelo SR540 de Standford Research Systems
- Fuente generadora de funciones modelo de Telulex
- Osciloscopio modelo TDS3012 de la marca Tektronix

Los elementos anteriores se dispusieron de la siguiente manera:



Figura 14. Arreglo experimental.

El patrón de difracción obtenido con este arreglo se puede observar en la siguiente imagen:



Figura 15. Patrón de difracción obtenido después de que la luz se ha propagado a través de la rejilla grabada en el cristal líquido.

#### 3.3 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 el 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 (~1kHz) de tal manera que el inverso de la frecuencia sea mucho mayor que el tiempo de respuesta del holograma (varios segundos).

El amplificador lock-in 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 amplificador lockin), 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 11 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.

Los resultados obtenidos usando el arreglo y las ecuaciones anteriores se muestran en el siguiente capítulo.

## Capitulo 4: Resultados y discusión

#### 4.1 Coeficiente de absorción de la celda

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:

$$P_t = P_0 (1 - \frac{P_r}{P_t})^2 e^{-ad}$$
(13)

donde a es el coeficiente de absorción con unidades de 1/m, $P_o$ ,  $P_t$ , 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  $6.51 \times 10^4$  [1/cm]. Esto indica que prácticamente toda la luz es absorbida en el dispositivo, solo el 4% de la luz se transmite.

#### 4.2 Eficiencia de difracción

En este trabajo se ha medido la eficiencia de difracción de tres maneras diferente, 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.

#### 4.2.1 Eficiencia de difracción vs Voltaje de Modulación

Los datos obtenidos arrojaron la grafica de la figura siguiente. En estas se puede observar que la eficiencia más baja se da para 4 volts, 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 volts la eficiencia alcanza un mínimo. En este caso la eficiencia máxima alcanzada es de 3.3%



Figura 16. Grafica de Eficiencia vs voltaje, estas grafica se obtiene con una intensidad 0.191 W/m<sup>2</sup>, una frecuencia de modulación de 550 kHz.

#### 4.2.2 Eficiencia de difracción vs Frecuencia

En el capítulo 2 hemos presentado una simulación donde se nos siguiere que en condiciones obscuras el voltaje caerá mayoritariamente sobre el cristal líquido a una frecuencia de 10 kHz y debido a este resultado trabajaremos por encima de ésta frecuencia. En la grafica 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 esta alrededor de 0.6%, 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 0.7 %. Cabe mencionar que la tendencia de la eficiencia en función de la frecuencia es la misma que en función del voltaje.



Figura 17. Grafica de eficiencia de difracción vs frecuencia de modulación, estos datos se tomaron a una intensidad de 0.191mW/cm<sup>2</sup> y un voltaje de modulación 8.6 Volts.

#### 4.2.3 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 los  $8.33 \times 10^{-6}$  m hasta  $1.32 \times 10^{-5}$  m, como podemos observar de la grafica siguiente a periodos bajos la eficiencia de difracción es muy pobre, a  $8.33 \times 10^{-6}$  m la eficiencia es de 0.5% y conforme el periodo va creciendo también lo hace la eficiencia, a un periodo de  $1.32 \times 10^{-6}$  m la eficiencia llega al máximo, 1.6%, a partir de ahí la eficiencia se satura aunque el periodo de la rejilla siga creciendo. En todos los casos el factor de calidad Q para cada rejilla esta dentro del régimen de Rama-Nath.



Figura 18. Eficiencia de difracción vs periodo de la rejilla, los datos se obtuvieron una frecuencias de modulación de 550 kHz y un voltaje de modulación de 10 volts.

#### 4.3 Tiempo de formación del holograma

En última instancia hemos procedido a medir el tiempo en el que se forma la rejilla en el cristal líquido, para esto se procedió a utilizar un diafragma controlado electrónicamente en uno de los haces de interferencia para así poder controlar el tiempo de iluminación, es decir, se controla el momento en el que interfieren los haces. En el momento en que el diafragma se abre para que los haces interfieran el osciloscopio empieza a detectar la señal proveniente del primer orden de difracción, una vez creada la rejilla el diafragma se cierra y el osciloscopio deja de recopilar información, después de esto la señal obtenida en el osciloscopio se graba para hacer un ajuste numérico del tiempo de creación y destrucción de la rejilla. La siguiente figura muestra la grafica de la señal y sus respectivos ajustes, en rojo se ve el ajuste para el tiempo de formación de la rejilla y en azul el tiempo de destrucción de la misma. Para ajustar estos datos se utilizo las exponenciales crecientes y decrecientes, respectivamente, del programa Origin Pro 8.





Los valores para los ajustes de la exponencial creciente se muestran en la siguiente tabla:

R^2	0.95509			
		Valor	Error Estandar	
	y0	0.00415	5.46E-06	
	A1	270.8	38.47369	
	t1	0.8	0.00973	

Tabla 2. Ajuste numérico para obtener el tiempo de creación del la rejilla de difracción.

En la tabla anterior el t1 nos muestra que el tiempo de creación de la rejilla de difracción es de 0.8 seg.

Para el caso del tiempo de destrucción de la rejilla se obtuvo un tiempo de 0.82 segundos, la función a la que se ajustaron los datos experimentales es una exponencial decreciente y la información de ajuste se pueden ver en la siguiente tabla:

R^2	0.97211			
		Valor	Error esta	ndar
	y0	0.00411	2.69E-06	
	A1	422.7	40.44537	
	t1	0.82	0.00641	

Tabla 3. Ajuste numérico para obtener el tiempo de destrucción de la rejilla en el cristal líquido.

## Capitulo 5: Conclusiones y trabajo a futuro

#### **5.1 Conclusiones**

En primer lugar hemos sido capaces de obtener efectos no lineales a potencias bajas, 1.5 mW, por medio de la creación de un campo de carga espacial 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 laser de HeNe 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 9.58x10<sup>-2</sup> cm<sup>2</sup>/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 comprado 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 hibrido 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 laser relativamente simple. A pesar de los buenos resultados obtenidos se requiere seguir trabajando para optimizar el funcionamiento de nuestro dispositivo hibrido.

#### 5.2 Trabajo a futuro

Al realizar este trabajo no 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 hibrido 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 buscara utilizar este dispositivo en aplicaciones de contrastes de fase no lineal.

# Apéndice A: Código fuente de la simulación del circuito eléctrico análogo

En esta simulación se ocupo la ecuación 6 para calcular la impedancia del a-Si:H así como del el 5cb después se procedió a graficarlos en función de la frecuencia y se obtuvo la figura 10. El código fuente es el siguiente:

```
close all
clear all
```

```
csol=1e-5; %conductividad de la 5cb
ersol=18; %permitividad relativa 5cb
e0=8.854e-12; %permitivadad
lsol=100e-6; %grueso de la solución
x=linspace(1e2,1e6);%frecuencia variable independiente
```

casi=1e-8; %conductividad de la a:si rasi=casi.^-1; %resistividad a:si erasi=11; %permitividad relativa a:si asol=250e-12; %área del dispositivo lasi=1e-6; %grueso de la solución

```
r5cb=lsol./(csol*asol); %resistencia 5cb
c5cb=(e0*ersol*asol)./lsol; %capacitancia 5cb
```

```
rasih=lasi./(casi*asol); %resistencia silicio amorfo
casih=(e0*erasi*asol)./lasi;%capacitancia del silicio amorfo
```

```
zsol=r5cb./((i*x*r5cb*c5cb)+1);%impedancia del 5cb en función de la
frecuencia
zasi=rasih./((i*x*rasih*casih)+1);%impedancia del a-Si:H en función de la
frecuencia
```

```
plot(log10(x),log10(zsol),'r');%grafica de la impedancia del 5cb
hold on
plot(log10(x),log10(zasi),'b');%grafica de la impedancia del a-Si;H
```

## Tabla de figuras

Figura I.Fenomeno de transición de fase en función de la temperatura	5
Figura 2. Ejemplo de Cristales líquidos poliméricos $\epsilon$	5
Figura 3. Subclasificación de cristales líquidos termotrópicos	7
Figura 4. a) Geometría utilizada para describir el parámetro de orden, b) El parámetro de	
ORDEN EN FUNCIÓN DE LA TEMPERATURA	3
Figura 5. Alineamientos inducidos mediante el tratamiento de la superficie de la celda	)
Figura 6. Ilustración de la dielectroforesis positiva (a) y negativa (b)	<u>)</u>
Figura 7. Estructura de la celda de cristal líquido	}
Figura 8. Celda de cristal líquido (a) y su circuito análogo (b)	5
Figura 9. Grafica de impedancia vs frecuencia de modulación	7
Figura 10. Distribución del campo eléctrico dentro del cristal líquido, en la parte bajo la	
CELDA SE MUESTRA LA DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DEL CAMPO ÓPTICO	3
Figura II. Corte transversal de la distribución del campo eléctrico a lo largo de Z	)
Figura 12. Formación de una rejilla de difracción debida a la incidencia de un patrón de	
INTERFERENCIA EN LA CELDA DE CRISTAL LÍQUIDO20	)
Figura 13. En esta imagen se muestra el dispositivo hibrido de cristal líquido	}
FIGURA 14. ARREGLO EXPERIMENTAL	ł
Figura 15. Patrón de difracción obtenido después de que la luz se ha propagado a través de la	
REJILLA GRABADA EN EL CRISTAL LÍQUIDO25	5
FIGURA 16. GRAFICA DE EFICIENCIA VS VOLTAJE	3
Figura 17. Grafica de eficiencia de difracción vs frecuencia	)
Figura 18. Eficiencia de difracción vs periodo de la rejilla30	)
Figura 19. Grafica de Voltaje del primer orden de difracción vs tiempo	

## Bibliografia

- L. García-Colin, Líquidos Exotícos, Ciudad de Mexíco: Fondo de Cultura Económica, 1992.
- [2] O. Lehmann, «Über fliessende Krystalle,» Zeitschrift für Physikalische Chemie, vol. 4, p. 462–472, 1889.
- [3] [En línea]. Available: http://en.wikipedia.org/wiki/Liquid\_crystal.
- [4] I. C. Khoo, «Nonlinear optics of liquid crystalline materials,» vol. 47, nº 1, 2009.
- [5] M. Pycraft, Nanoelectromechanics in Engineering and Biology, Boca Raton: CRC Press, 2003.
- [6] I. C. Khoo, Optics and nonlinear optics of liquid cristals, world scientific, 1993.
- [7] P. Collings, Liquid Crystals, New Jersey: Princeton University Press, 2002.
- [8] «PLC,» 2004. [En línea]. Available: http://plc.cwru.edu/tutorial/enhanced/files/textbook.htm.
- [9] I. Guízar Iturbide, *Rejillas permanentes en cristales líquidos nemáticos con rojo de metileno,* Tonanzintla, Puebla, Mex: IANOE, 2006.
- [10] M. Weber, D. Milam y W. Smith, «Nonlinear refractive index of glasses and crystals,» Optical Engineering, vol. 17, nº 5, 1978.
- [11] R. Pethig, «Dielectrophoresis: Status of the theory, technology, and

applications,» *Biomicrofluidics*, 2010.

- [12] P.-y. Chiou, «Massively Parallel Optical Manipulation of Single Cell, Micro- and Nano-particules on Optoelectronic Devices,» Berkeley, California, University of California, Berkeley, 2005.
- [13] G. Fowles, Introduction to Modern Optics, New York: Dover Publications, 1975.
- [14] 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.
- [15] J. Goodman, Introduction to Fourier Optics, Standofrd: Viva, 2007.
- [16] A. Sánchesz, *Opalescencia crítica y rejillas en cristales líquidos dopados,* Tonantzintla, Puebla, México: INAOE, 2007.
- [17] E. Hecht, Optics, San Francisco, CA: Pearson Education, 2002.