



INAOE

Mezcla de dos ondas en dispositivos híbridos: cristal líquido y semiconductor

por

Carla José Berrospe Rodríguez

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el
grado de

Maestra en ciencias en la especialidad de Óptica

en el

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

Noviembre 2010

Tonantzintla, Puebla, México

Supervisada por:

Dr. Rubén Ramos García, INAOE

©INAOE 2010

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



Para Nora, Magda y Muñí.

Agradecimientos.

Primero quiero agradecer a los ciudadanos mexicanos y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca otorgada para realizar los estudios de maestría.

Al Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica por todas las facilidades proporcionadas para estudiar el posgrado.

Al Dr. Rubén Ramos García, director de la presente tesis, por las oportunidades otorgadas para realizar este proyecto de tesis, así como su apoyo y dedicación.

Asimismo, me gustaría dar las gracias al Dr. Arturo Olivares y al Dr. Carlos Zúñiga por permitirme trabajar en los laboratorios de holografía y microelectrónica respectivamente, así como a los técnicos de laboratorio que siempre me brindaron la ayuda necesaria.

A mis compañeros de la maestría, especialmente a mis compañeras de cubo y amigas.

Finalmente quiero agradecer a toda mi familia por enseñarme a tener una visión abierta del mundo, sobre todo a Nora Rodríguez, mi madre y a mi hermano, Diego Berrospe.

Mezcla de dos ondas en dispositivos híbridos: cristal líquido y semiconductor.

Resumen

En años recientes los dispositivos híbridos han sido estudiados ampliamente debido a su alta eficiencia y a un coeficiente de acoplamiento considerablemente alto, con esto, se pueden obtener importantes aplicaciones tales como: amplificación de imágenes, compuertas lógicas ópticas, memorias asociativas, etc. Hasta ahora, las únicas celdas de esta clase reportadas han sido aquellas que operan en la región visible del espectro, con lo cuál se requieren materiales fotorrefractivos de un costo muy elevado.

Existe un interés particular por desarrollar dispositivos que sean sensibles a la región del infrarrojo cercano e infrarrojo para aplicaciones en sistemas de comunicaciones ópticas. Por esta razón, en el trabajo presente se muestra la fabricación y caracterización de dispositivos híbridos compuestos por dos ventanas fotorrefractivas inorgánicas de GaAs semiaislante (GaAs SA), entre las cuales es colocada una capa de cristal líquido nemático (CL 5CB). Se deposita una película delgada (~150 nm) de Elvamide sobre los sustratos de GaAs y se aplica la técnica de rubbing de manera unidireccional, con esto las moléculas de CL se distribuyen uniformemente en el sustrato con un ángulo de pre-inclinación, lo cual es necesario en estos dispositivos.

Los hologramas fueron grabados con un diodo láser ($\lambda=1.064 \mu\text{m}$) formando un patrón de interferencia en una de las ventanas inorgánicas. Los portadores de carga, fotogenerados en las zonas brillantes, se difunden a las zonas oscuras del patrón creando una distribución de carga espacial y en consecuencia un campo eléctrico. El campo evanescente proveniente del GaAs penetra las moléculas de CL, con esto se obtiene un cambio en el índice de refracción y el holograma creado en el dispositivo híbrido induce la amplificación de un haz a expensas del otro.

Se midió el intercambio de energía para celdas con diferentes grosores en función del periodo de la rejilla y se encontró que la ganancia de acoplamiento de dos haces incrementa por un factor amplio comparado con hologramas grabados solamente en el fotorrefractivo, con lo cual se abre la posibilidad de aplicar estos dispositivos en sistemas de comunicaciones ópticas.

Abstract

In recent years, holographic hybrid devices (those formed by organic and inorganic materials) have attracted a lot of attention recently due to the high efficiency holograms and large two-beam coupling gain coefficient. Very important applications for these cells can be obtained such as image amplification, logic gates, associative memories, etc. So far, the reported hybrid devices operate on the visible based on expensive photorefractive materials

Of particular interest is the development of near-infrared and infrared sensitive devices for its potential applications to optical communications. For this reason, in this work we report the fabrication and characterization of hybrid devices based on semi-insulating gallium arsenide (GaAs SI) and nematic liquid crystals (5CB). The liquid crystal (LC) is sandwiched between two windows of GaAs SI. Elvamide thin film (~150 nm) is deposited on the two 600 μm thick GaAs windows and unidirectionally rubbed. The LC is aligned parallel to the rubbing direction and to the substrates, but with a pre-tilt angle, which is necessary in these devices.

The holograms were written with an interference pattern from a diode laser ($\lambda=1.064 \mu\text{m}$) on one of the inorganic windows. Photogenerated charge carriers on the bright fringes diffuse to the dark fringes where they are trapped leading to the formation of a space charge distribution and as a result a space charge electric field appears. The evanescent field penetrates into the LC, reorients its molecules and produces an index modulation $\pi/2$ -shifted with respect to the space charge field. The recorded grating induces an exchange of energy from one beam into the other, making possible the amplification of one beam at the expense of the other. We measure the energy exchange for devices of different thickness as a function of the grating spacing and found that the two-beam coupling gain is increased by a large factor compared to the holograms recorded on pure GaAs. This feature makes possible the implementation of such devices in optical communication systems.

Índice general

List of Figures	xii
1. Introducción	1
1.1. La importancia del efecto fotorrefractivo en GaAs	1
1.2. Acoplamiento de haces en materiales híbridos.	2
1.3. Objetivo	3
1.4. Organización de la tesis	5
2. Generación de una rejilla de difracción mediante el efecto fotorrefractivo	7
2.1. Campo de carga espacial	8
2.2. Mezcla de dos ondas en fotorrefractivos	16
2.3. Efecto fotorrefractivo en GaAs	23
3. Dispositivos híbridos semiconductor - cristal líquido.	26
3.1. Cristales líquidos.	27

Índice general

3.1.1. Cristales líquidos nemáticos	28
3.1.2. Distribución y alineación en las celdas de cristal líquido.	33
3.2. Dispositivos híbridos.	36
3.2.1. Mezcla de dos ondas en dispositivos híbridos	36
3.2.2. Efecto flexoeléctrico	42
4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos	44
4.1. Proceso de fabricación	45
4.1.1. Depósito de película delgada	45
4.1.2. Técnica de rayado	51
4.1.3. Ensamble de celda	53
4.2. Arreglo experimental para mezcla de dos ondas.	54
4.3. Resultados para SI-GaAs	57
4.4. Resultados para híbridos.	59
4.4.1. Variación del espesor del CL	63
4.5. Mediciones de pre-inclinación	65
5. Conclusiones y trabajo a futuro	69
A. Técnica de lock-in	73
B. Obtención del ángulo de pre-inclinación	76

Índice general

References

82

Índice de figuras

2.1.	Modelo simple de transporte de banda para el efecto fotorrefractivo.	9
2.2.	Patrón de interferencia formado en el material fotorrefractivo.	9
2.3.	Etapas principales del efecto fotorrefractivo en un material [14].	11
2.4.	Campo de carga espacial en GaAs-SI, para diferentes valores de N_A .	15
2.5.	Haces difractados al pasar por la rejilla formada en el material fotorrefractivo.	19
2.6.	Transferencia de energía para el GaAs-SI con $\alpha = 0$ y $\beta = 10$	21
2.7.	Coefficiente de acoplamiento para SI-GaAs con respecto al periodo de la rejilla para $\lambda = 1,064\mu m$	24
3.1.	Clasificación de los cristales líquidos termotrópicos [16].	27
3.2.	Deformaciones presentes en el cristal líquido [19].	29
3.3.	Orientación de las moléculas de cristal líquido entre dos superficies al aplicar un campo.	30
3.4.	Tipos de alineamiento en las celdas de cristal líquido nemático.	34
3.5.	Alineación por rayado.	34

Índice de figuras

3.6.	Tipos de alineamiento de una celda de CL a partir de la técnica de rayado.	35
3.7.	Campo de carga espacial proveniente del SI-GaAs.	38
3.8.	a) Rejilla formada sin un ángulo de pre-inclinación. b) Rejilla con una pre-inclinación $\neq 0$ [8].	39
3.9.	Torque de las moléculas de CL en el dispositivo híbrido con una pre-inclinación determinada.	40
3.10.	Magnitud del dipolo inducido. a) Grande. b) Moderada. c) Pequeña.	42
4.1.	Técnica para deposición de películas delgadas: Spin coating.	46
4.2.	Depósito de solución a 3000 RPM durante 10 segundos de rotación.	47
4.3.	Depósito de solución a 2500 RPM durante 10 segundos de rotación.	48
4.4.	Depósito de solución a 1500 RPM durante 10 segundos de rotación.	49
4.5.	Grosor de la película uniforme obtenida a 1500RPM durante 10s de rotación.	50
4.6.	Depósito de solución a 1500 RPM durante 30 segundos de rotación.	51
4.7.	Máquina de rubbing de la compañía Beam Engineering for Advanced Measurements, modelo RM-4i-8.	52
4.8.	Ensamble de un dispositivo híbrido.	53
4.9.	Esquema del montaje experimental para medir el coeficiente de acoplamiento.	54
4.10.	Fotografía del montaje experimental para mezcla de dos ondas.	55

Índice de figuras

4.11.	Gráfica de resultados experimentales del coeficiente de acoplamiento vs periodo de rejilla y ajuste para obtener el coeficiente electro-óptico con la curva teórica.	57
4.12.	Ganancia de la celda con aceite de inmersión y con CL de un grosor de $43\mu m$	60
4.13.	Coeficiente de acoplamiento para la celda híbrida de $43\mu m$	61
4.14.	Ajuste de los datos experimentales para el dispositivo híbrido con un grosor de $43\mu m$	62
4.15.	a) Comparación de la ganancia neta para $43\mu m$ y $83\mu m$. b) Comparación de la ganancia neta para $43\mu m$ y $30\mu m$	64
4.16.	Ganancia neta para diferentes grosores de la película de CL.	65
4.17.	Arreglo experimental para medir el ángulo de pre-inclinación en la celda de cristal líquido [30].	66
4.18.	a) Medición de θ_p en la parte superior de la celda. b) Medición de θ_p en la parte media. c) Medición de θ_p en la parte inferior.	68
A.1.	Estructura interna de un amplificador lock-in [32].	74
B.1.	Diagrama de propagación de la luz a través de las diferentes capas de la celda [30].	77
B.2.	Transmitancia de la celda híbrida para diferentes valores de pre-inclinación	80

Capítulo 1

Introducción

1.1. La importancia del efecto fotorrefractivo en GaAs

El efecto fotorrefractivo ha sido estudiado ampliamente durante más de 40 años en distintos materiales, específicamente en cristales cuya respuesta se encuentra en la región visible del espectro, entre 400-700nm, tales como BaTiO₃, KNbO₃ y LiNbO₃ [1].

La necesidad de encontrar un material fotorrefractivo a longitudes de onda cercanas al infrarrojo ha aumentado a lo largo de los años, debido al gran número de aplicaciones que esto conlleva. Los semiconductores cumplen con esta característica y a pesar de tener una eficiencia de difracción baja, así como un coeficiente de acoplamiento débil, cuentan con un tiempo de respuesta relativamente rápido ($28\mu s$) a intensidades considerablemente bajas ($1mW/cm^2$) [1]. Específicamente, el arsenuro de galio (GaAs) tiene propiedades que favorecen el efecto fotorrefractivo, entre ellas, un alto valor de movilidad de los electrones a temperatura ambiente entre 5000 -

8000 cm²/Vs [2], lo cual se ve reflejado en el tiempo de respuesta del material.

Las aplicaciones que se pueden obtener a partir del efecto fotorrefractivo en GaAs son interesantes y variadas. Además de prometer un gran desarrollo en el procesamiento óptico de datos (OPD¹ por sus siglas en inglés), se puede realizar la ampliación de imágenes, así como conjugación de fase para obtener un frente de onda sin distorsión. Otra ventaja que ofrece este material es que al tener un tiempo de respuesta rápido, este se vuelve insensible a las perturbaciones del ambiente, tales como vibraciones mecánicas y corrientes térmicas [3].

1.2. Acoplamiento de haces en materiales híbridos.

Durante décadas, se ha investigado el acoplamiento de dos haces en materiales inorgánicos mediante el efecto fotorrefractivo, con el propósito de transferir energía de un haz a otro mediante el grabado de rejillas de difracción. Bajo estas condiciones, se han obtenido coeficientes de ganancia que van de 1 a 1000 cm⁻¹ dependiendo del material [4], los cuales están gobernados por un cambio en el índice de refracción del orden de 10⁻⁴. Como se mencionó anteriormente, el coeficiente de acoplamiento en el GaAs es muy bajo ($\sim 0,5\text{cm}^{-1}$) [5], por lo que se ha buscado aumentar su valor a través de técnicas diferentes. Entre ellas existe la llamada rejilla dinámica, donde se han reportado coeficientes de 6-7cm⁻¹[6] únicamente. Esta técnica consiste en la modulación de la rejilla a una velocidad aproximada de un período de la misma entre el tiempo de formación, lo cual requiere un modulador electro-óptico, por lo que se hace más complicado la realización de un dispositivo, así como el aumento considerable del costo. Otra forma de aumentar la ganancia del material consiste en

¹OPD. Optical Data Processing .

Capítulo 1. Introducción

la aplicación de un campo eléctrico externo dc, sin embargo esto también representa una gran desventaja ya que se requiere una fuente de voltaje.

En el año 2000 se realizaron experimentos para observar coeficientes de ganancia en moléculas orgánicas. Mediante la reorientación de las moléculas nemáticas de cristal líquido (CL) con cargas espaciales foto-generadas en capas de polímeros fotorrefractivos, se han obtenido coeficientes de ganancia mayores a 3700 cm^{-1} [7], es decir que se han encontrado valores de dos órdenes de magnitud mayor que para materiales inorgánicos. En este tipo de mecanismos el régimen de operación Raman - Nath produce múltiples órdenes de difracción, lo cual representa una desventaja debido a que limita el ángulo de incidencia, entre los dos haces que forman la rejilla, a solo unos cuantos grados, además se requiere la aplicación de un campo eléctrico externo para alcanzar estos valores de ganancia.

En investigaciones recientes, específicamente en la referencia [8], se ha demostrado que se pueden obtener ganancias muy altas de acoplamiento entre haces mediante el uso de dispositivos híbridos, llamados así, debido a que están constituidos por dos ventanas de material inorgánico fotorrefractivo y una capa de moléculas de cristal líquido (CL) entre ellas. El campo evanescente proveniente del material inorgánico reorienta las moléculas de CL formando una rejilla de difracción. Esta clase de dispositivos operan en el régimen de Bragg, lo cual representa una ventaja debido a que produce únicamente un orden de difracción y permite un rango de ángulos de incidencia amplio. Además el costo de fabricación de estos dispositivos es considerablemente bajo.

1.3. Objetivo

El objetivo del presente trabajo consiste en la fabricación y caracterización de un dispositivo híbrido que opere a longitudes de onda cercanas al infrarrojo, el cual esta

Capítulo 1. Introducción

compuesto por dos ventanas de arsenuro de galio semi-aislante (SI-GaAs) entre las que se coloca una capa de cristal líquido nemático. Esto con la finalidad de obtener un coeficiente de ganancia mayor, mediante la mezcla de dos ondas (TWM² por sus siglas en inglés), a los reportados anteriormente en rejillas estáticas y dinámicas creadas en GaAs.

A continuación se muestran las metas específicas para llevar a cabo la fabricación y caracterización del dispositivo híbrido:

- Obtener una película delgada de resina multipolímero de nailon (Elvamide 8023R) uniformemente depositada en el SI-GaAs mediante la técnica de spin coating, con el propósito de obtener una distribución homogénea de las moléculas de CL con un ángulo de pre-inclinación en ellas (en inglés pre-inclinación). El grosor de la película debe ser menor al periodo de la rejilla de difracción debido al rápido decaimiento del campo evanescente.

- Obtener el coeficiente de ganancia en función de la variación del periodo de la rejilla para el SI-GaAs únicamente. Una vez obtenidas las medidas experimentales realizar un ajuste con la curva teórica para encontrar características de este material fotorrefractivo tales como la densidad de aceptores y el coeficiente electro-óptico del material.

- Desarrollar un proceso de fabricación para dispositivos híbridos, la cual comprende las etapas de limpieza, depósito, rayado (rubbing en inglés) y ensamble de la celda.

- Adquirir el coeficiente de ganancia en función del periodo de la rejilla para el dispositivo híbrido (SI-GaAs y CL nemático). Este parámetro se obtiene midiendo la ganancia efectiva del dispositivo vacío y después con el CL depositado.

²TWM. Two wave mixing

-Observar el comportamiento de la celda híbrida mediante la variación del grosor de la película de cristal líquido.

1.4. Organización de la tesis

El trabajo de tesis presente consta de cuatro capítulos y conclusiones, además dos apéndices, los cuales se describen de forma breve a continuación.

Posteriormente a la introducción, el capítulo dos describe los conceptos básicos sobre el efecto fotorrefractivo. Primero se habla de la generación del campo de carga espacial debido a la formación de un patrón de interferencia en el material, tomando en cuenta un modelo de transporte de banda sencillo. Una vez formado el campo, se explica la formación de la rejilla y en consecuencia la difracción de los haces al pasar por esta. Por último se detalla el proceso de transferencia de energía de un haz a otro y por lo tanto se explica como se obtiene el coeficiente de acoplamiento de los mismos.

El efecto fotorrefractivo y la mezcla de dos ondas en materiales híbridos son explicados en el capítulo tres. Primero se describen las propiedades básicas de los cristales líquidos nemáticos, esto incluye su comportamiento en la presencia de un campo eléctrico. Posteriormente, se explica el mecanismo mediante el cual se obtiene la mezcla de dos ondas en híbridos para coeficientes de ganancia de órdenes de magnitud mayor a los reportados para únicamente GaAs. Se desarrolla la descripción de como el campo de carga espacial evanescente, induce un torque en las moléculas de cristal líquido generando así la rejilla de difracción en el material orgánico. También se menciona la importancia de una pre-inclinación de las moléculas para realizar la transferencia de energía y el efecto flexoeléctrico que se genera a partir de esto.

En el capítulo cuatro se muestran los resultados experimentales obtenidos a lo

Capítulo 1. Introducción

largo de este trabajo. Esto incluye el comportamiento del coeficiente de acoplamiento en el SI-GaAs y el ajuste de estos resultados para obtener algunas características del material. También se describe el proceso de fabricación para los dispositivos híbridos en cada una de sus etapas, así como los resultados del coeficiente de acoplamiento obtenidos para estos. Por último se muestra el comportamiento de la ganancia efectiva, variando el grosor de la película de CL y se hace una comparación entre los dispositivos híbridos y los materiales sencillos, así como los valores de pre-inclinación encontrados con la técnica de fabricación utilizada.

Se obtienen conclusiones con respecto a los resultados obtenidos y se proponen los proyectos que pueden ser desarrollados posteriormente a partir este trabajo. Posteriormente, en el apéndice B, se reseña de forma sencilla el funcionamiento del amplificador lock-in, el cual se utilizó para el experimento. Finalmente, en el apéndice A se describen las ecuaciones para obtener el ángulo de pre-inclinación a través de las mediciones de transmitancia de la celda con respecto al ángulo de incidencia.

Capítulo 2

Generación de una rejilla de difracción mediante el efecto fotorrefractivo

El efecto fotorrefractivo fué descubierto por primera vez en 1966 cuando G. D. Boyd *et al* estudiaban la transmisión de un haz láser en cristales electro - ópticos [9]. Observaron que el frente de onda era deformado debido a una inhomogeneidad en el índice de refracción al cual llamaron un "daño óptico". Como se mencionó en el capítulo anterior, este efecto ha sido observado en una gran variedad de cristales electro -ópticos.

Debido a que se presenta en una diversa cantidad de cristales, las aplicaciones que se le pueden dar a este efecto son variadas. Una de las aplicaciones más importantes es la amplificación de imágenes, en 1979 Kukhatarev *et al* amplificaron una imagen 10 veces al pasarla por el cristal de LiNbO_3 [10]. Posteriormente, en el año de 1995, Brignon *et al*, reportaron amplificaciones de imágenes con un factor de 1.5×10^5 en el cristal BaTiO_3 . Otra aplicación interesante son las llamadas memorias asociativas,

estas pueden construirse con el uso de un cristal fotorrefractivo, el cual funciona como conjugador de fase haciendo correlación de imágenes. Soffer *et al* realizaron la primera demostración de memoria asociativa con BaTiO_3 en 1986 [11]. Como estas aplicaciones, muchas más han sido descritas en la literatura [11],[12],[13] y [14].

Como se puede observar, el efecto fotorrefractivo es muy interesante, en este capítulo se describe la formación de una rejilla mediante este efecto, desde la generación del campo de carga espacial, hasta la difracción de los haces debido a la misma.

2.1. Campo de carga espacial

El efecto fotorrefractivo se puede definir a grandes rasgos como un cambio que se presenta en el índice de refracción de un material debido a un campo de carga espacial fotogenerado, esto puede ser mediante la incidencia de luz espacialmente no uniforme. Se les llama materiales fotorrefractivos a aquellos que cumplen con las siguientes propiedades:

I) Fotoconductor. La luz que incide sobre el material excitará electrones de los donadores que residen en la banda prohibida del mismo, logrando que la conductividad eléctrica aumente. La densidad de estos será proporcional a la intensidad de luz incidente.

II) Electro - óptico. Debido a la presencia de un campo eléctrico se presenta un cambio en la constante dieléctrica. Este, induce una anisotropía en el material o modifica la que pudiera existir anteriormente.

Para explicar el efecto fotorrefractivo, se va a utilizar un modelo sencillo desarrollado por Kukhtarev en 1979 [13], en el cual, el material contiene portadores de carga (electrones) y dos tipos de impurezas: aceptores y donadores, cuyo nivel de

Capítulo 2. Generación de una rejilla de difracción mediante el efecto fotorrefractivo

energía recide en algún lugar de la banda prohibida. En la figura 2.1 se muestran los niveles de energía de este modelo. Si se hace incidir luz sobre el material, los donadores pueden ser ionizados al absorber fotones debido a que se genera la excitación de los electrones a la banda de conducción. Por otra parte los donadores ionizados pueden recapturar electrones.

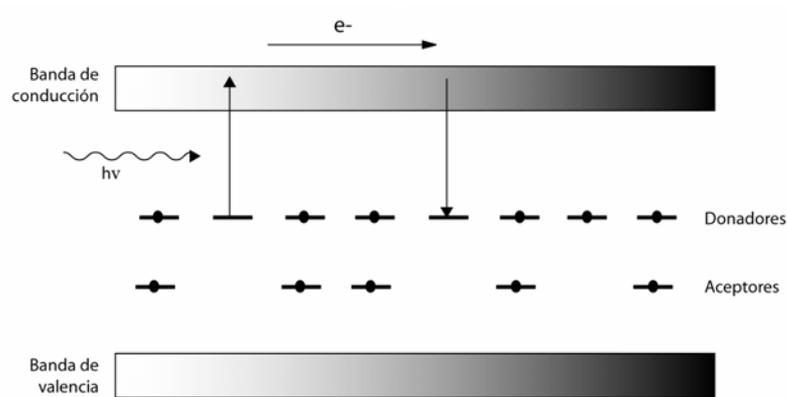


Figura 2.1: Modelo simple de transporte de banda para el efecto fotorrefractivo.

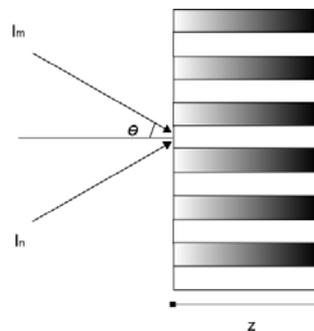


Figura 2.2: Patrón de interferencia formado en el material fotorrefractivo.

Supongamos que se hacen incidir dos haces coherentes en el material fotorrefractivo a un ángulo θ , formando un patrón de interferencia consistente de zonas brillantes

y oscuras (ver figura 2.2). La velocidad con la que se genera la densidad de donadores ionizados N_D^i está descrita por:

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = sI (N_D - N_D^i) - \gamma_R n N_D^i \quad (2.1)$$

donde s es la sección transversal de la fotoexcitación, γ_R es la velocidad de recaptura, I es la intensidad de la luz, N_D es la densidad de los donadores y n es la densidad de electrones. Se puede observar que la ecuación 2.1 es igual a la velocidad de generación de electrones $sI (N_D - N_D^i)$ menos la velocidad con la que los mismos son recapturados por los donadores ionizados. Por otro lado, la velocidad de generación de densidad de electrones es:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N_D^i}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla \cdot j \quad (2.2)$$

donde e es la carga del electrón y j es la densidad de corriente. Como se muestra en la ecuación 2.2, la velocidad con la que se genera n es casi la misma que para los donadores ionizados, excepto por una densidad de corriente generada. Los electrones son excitados a la banda de conducción y debido a que son móviles, estos comienzan a difundirse de zonas de mayor densidad (franja brillante) a menor densidad (franja oscura), mientras que las impurezas permanecen estáticas en la banda prohibida. Debido a que en las zonas oscuras no hay luz que re-excite a los electrones, se genera una distribución de carga espacial en la cual, en las franjas brillantes hay iones cargados positivamente y en las franjas oscuras hay iones cargados negativamente. Como consecuencia de esta separación de cargas, un campo eléctrico es generado, el cual a su vez afecta el transporte de los electrones y se conoce como *campo de carga espacial*. Por lo tanto, la densidad de corriente j está compuesta por una corriente de difusión, debido a la movilidad de los electrones y una corriente de deriva debido al campo eléctrico generado (ecuación 2.3):

$$j = \mu(en\mathbf{E} + k_{\beta}T\nabla n) \quad (2.3)$$

donde μ es la movilidad de los electrones, \mathbf{E} es el campo eléctrico, k_{β} es la constante de Boltzmann y T la temperatura. Todo el proceso anteriormente descrito se puede apreciar en la figura 2.3

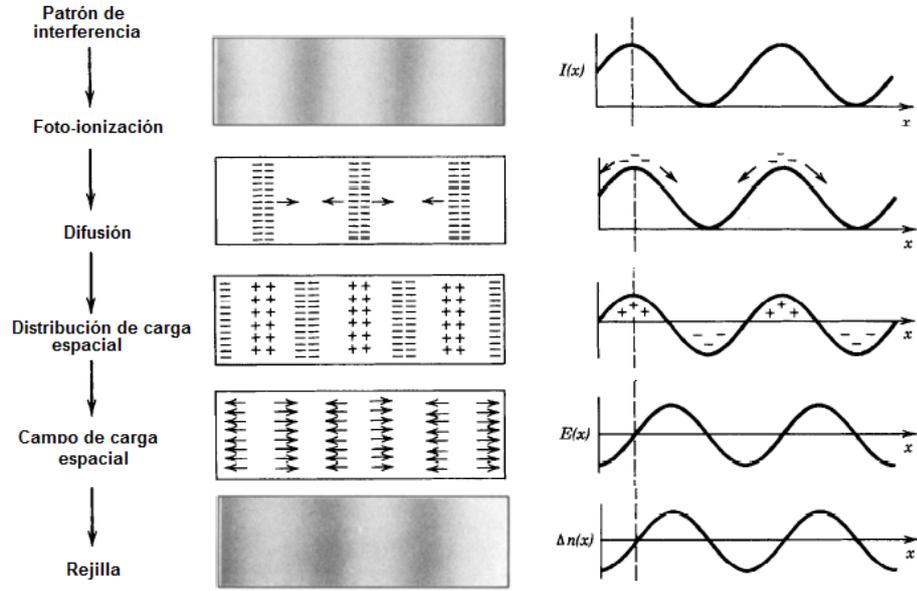


Figura 2.3: Etapas principales del efecto fotorrefractivo en un material [14].

El campo eléctrico generado obedece la ecuación de Poisson, la cual está descrita por:

$$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = \rho(\mathbf{r}) = -e(n - N_D^i + N_A) \quad (2.4)$$

donde ϵ es el tensor dieléctrico y $\rho(\mathbf{r})$ es la densidad de carga. Cerca de la banda de valencia se encuentran los aceptores, los cuales cumplen con la función de mantener la

Capítulo 2. Generación de una rejilla de difracción mediante el efecto fotorrefractivo

neutralidad de la carga, no participan de forma directa en el efecto fotorrefractivo. En ausencia de luz, tenemos: $n - N_D^i + N_A = 0$, donde N_A es la densidad de aceptores. La componente fundamental de la densidad de carga espacial puede ser escrita como[1]:

$$\rho = \rho_0 \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{r} \quad (2.5)$$

Si se sustituye la ecuación 2.5 en 2.4, obtenemos que el campo de carga espacial está dado por:

$$\mathbf{E} = \rho_0 \frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K} \cdot \epsilon \mathbf{K}} \sin (\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.6)$$

Como consecuencia se observa que el campo eléctrico está espacialmente desfasado $\pi/2$ con respecto a la distribución de carga . Como se mencionó anteriormetne, debido a que el material es electro-óptico, la presencia del campo eléctrico genera un cambio en la constante dieléctrica y por lo tanto una variación espacial del índice de refracción a través del efecto Pockels, el cual lo modifica linealmente con respecto al campo eléctrico (ver figura 2.3).

A continuación se describe la solución de este campo generado. Volviendo al punto de inicio, si dos haces interfieren con cierto ángulo a un material fotorrefractivo, con la misma frecuencia ω y la misma polarización formando un patrón de interferencia, el campo eléctrico y la distribución de intensidad están dadas por:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{E}_n \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}) \quad (2.7)$$

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}) = I_0 + \text{Re} \{ I_1 \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \} \quad (2.8)$$

Capítulo 2. Generación de una rejilla de difracción mediante el efecto fotorrefractivo

donde $I_0 = |\mathbf{E}_m|^2 + |\mathbf{E}_n|^2$, $I_1 = 2\mathbf{E}_n\mathbf{E}_m^*$, $\mathbf{K} = \mathbf{k}_m - \mathbf{k}_n$ es el vector de onda de la rejilla que se genera en el material, \mathbf{E}_m y \mathbf{E}_n son las amplitudes de las ondas que interfieren.

Se obtendrá la solución del campo de carga espacial en estado estacionario, debido a que no es de interés para el trabajo presente estudiar la generación del campo a través del tiempo. Entonces, de las ecuaciones 2.1 - 2.3 tenemos que:

$$sI(N_D - N_D^i) - \gamma_R N_D N_D^i = 0 \quad (2.9)$$

$$-e(n + N_A - N_D^i) = \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho(\mathbf{r}) \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = \mathbf{0} \quad (2.11)$$

De las ecuaciones anteriores, se puede notar que existen términos no lineales (por ejemplo IN_D), por lo que para obtener una solución más sencilla al campo, las ecuaciones son linealizadas, donde se considera que la parte perturbada periódicamente de la intensidad es muy pequeña $|I_1| \ll I_0$ [11]. Con lo anterior, los términos de mayor orden pueden ser ignorados y las expresiones para el estado estacionario pueden ser escritas como:

$$n(\mathbf{r}) = n_0 + \text{Re}\{N_1 \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \quad (2.12)$$

$$N_D^i(\mathbf{r}) = N_{D0}^i + \text{Re}\{N_{D1}^i \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \quad (2.13)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_0 + \text{Re}\{\mathbf{j}_1 \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \quad (2.14)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 + \text{Re}\{\mathbf{E}_1 \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})\} \quad (2.15)$$

donde $N_0, N_{D0}^i, \mathbf{j}_0, \mathbf{E}_0, \mathbf{E}_1, \mathbf{j}_1$, etc., son términos por resolver. Ahora, substituyendo las ecuaciones anteriores en 2.9 - 2.11, obtenemos:

$$sI_1 (N_D - N_{D0}^i) + sI_0 (-N_{D1}^i) - \gamma_R N_1 N_{D0}^i - \gamma_R N_0 N_{D1}^i = 0 \quad (2.16)$$

$$sI_0 (N_D - N_{D0}^i) - \gamma_R N_0 N_{D0}^i = 0 \quad (2.17)$$

$$\mathbf{K} \cdot (eN_1 \mu \mathbf{E}_0 + eN_0 \mu \mathbf{E}_1 - ik_\beta T \mu \mathbf{K} N_1) = 0 \quad (2.18)$$

$$-e (N_1 - N_{D1}^i) = -i\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_1 \quad (2.19)$$

$$N_0 + N_A - N_{D0}^i = 0 \quad (2.20)$$

De la ecuación de Maxwell para el caso estacionario $\nabla \times \mathbf{E} = 0$, se nota que $\mathbf{K} \times \mathbf{E}_1 = 0$, por lo tanto el vector \mathbf{K} es paralelo \mathbf{E}_1 . Mediante la manipulación de las ecuaciones 2,16 a 2,20 y tomando en cuenta lo anterior, podemos obtener la amplitud del campo de carga espacial \mathbf{E}_1 , la cual está dado por:

$$\mathbf{E}_1 = m \frac{iK \frac{k_\beta T}{e} - \frac{\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_0}{\mathbf{K}}}{1 + \frac{K^2}{k_d^2} + i \frac{e\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_0}{k_\beta T k_d^2}} \quad (2.21)$$

donde $m = \frac{I_1}{I_0}$ y se conoce como la modulación del patrón de interferencia, $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$, siendo Λ el período de la rejilla de difracción. Por otro lado, $k_d^2 = \frac{e^2}{\epsilon k_\beta T} \frac{N_A}{N_D} (N_D - N_A)$ donde ϵ es la constante dieléctrica efectiva. En la mayoría de los casos, la densidad de donadores es mucho mayor que la densidad de aceptores $N_D \gg N_A$, por lo que $k_d^2 = \frac{e^2 N_A}{\epsilon k_\beta T}$

De la ecuación 2.21, \mathbf{E}_0 corresponde a un campo eléctrico de corriente directa (dc) aplicado. Debido que para el caso de esta investigación no es necesario aplicar un campo externo al material, se va a considerar que $\mathbf{E}_0 = 0$, por lo tanto tenemos que:

$$E_1 = im \frac{K \frac{k_\beta T}{e}}{1 + \frac{K^2}{k_d^2}} = im \frac{E_d}{1 + \frac{E_d}{E_q}} \quad (2.22)$$

donde $E_d = K \frac{k_B T}{e}$ es el campo de difusión y $E_q = \frac{e N_A}{\epsilon K}$ es el campo de saturación, llamado así debido a que representa el valor máximo alcanzable para cierta densidad de aceptores N_A . En la ecuación 2.22 se observa que E_1 es proporcional a m y que además i representa un desfase espacial de $\pi/2$ [1] con respecto a la distribución de carga, como se mencionó anteriormente (ver figura 2.3)

En la figura 2.4, se muestran diferentes valores del campo espacial como función del periodo de la rejilla de acuerdo a la ecuación 2.22. Se graficaron los valores para SI-GaAs, con el que se desarrolló este trabajo de investigación. Para este semiconductor $\epsilon = 1,14 \times 10^{-10}$ y de acuerdo a [15] N_A tiene valores del orden de $10^{15}/\text{cm}^3$. Se considero una temperatura ambiente $T = 300\text{K}$

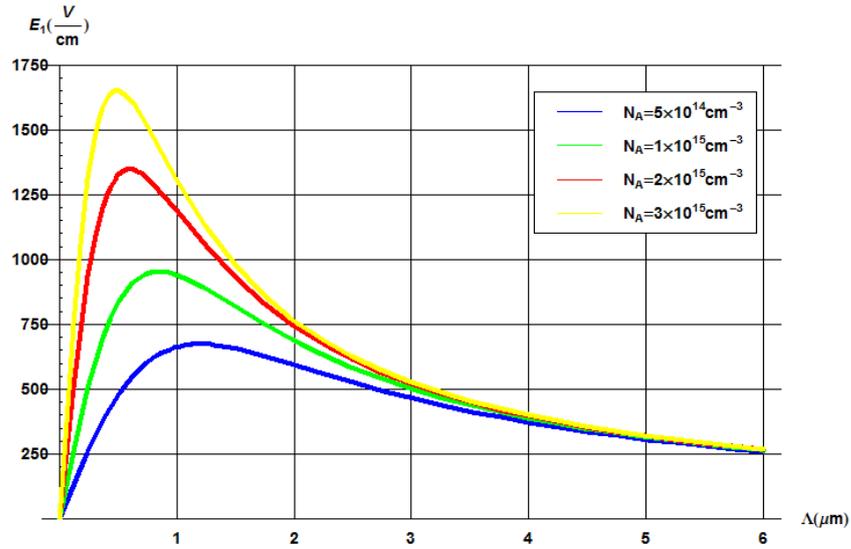


Figura 2.4: Campo de carga espacial en GaAs-SI, para diferentes valores de N_A .

De la figura 2.4 se puede observar que el campo de carga espacial crece rápidamente hasta alcanzar un valor máximo. Después de esto, la curva comienza a decrecer

suavemente hasta adquirir un comportamiento lineal. Cuando el campo llega a su punto máximo, quiere decir que el campo de difusión es igual al campo de saturación $E_d = E_q$. Si se sustituye esto en la ecuación 2.22, obtenemos que $E_{1\text{máx}} = \frac{m}{2} \sqrt{\frac{N_a k_B T}{\epsilon}}$, esto ocurre justo en $\Lambda_d = \frac{2\pi}{k_d}$, donde Λ_d se conoce como la longitud de Debye, la distancia sobre la cual existe una separación de carga significativa y por lo tanto el campo de carga espacial obtiene su valor máximo. Por ejemplo, para $N_A = 1 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ se obtiene en $\Lambda_d \sim 1\mu\text{m}$, en cambio para $N_A = 3 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ se obtiene en $\Lambda_d \sim 0.5\mu\text{m}$. Por lo tanto, se puede deducir que entre mayor sea la densidad de aceptores, el valor máximo del campo ocurrirá en periodos de la rejilla más pequeños.

A partir de la ecuación de $E_{1\text{máx}}$, se puede deducir también que la magnitud del campo de carga espacial depende fuertemente de la densidad de aceptores. Finalmente, de la figura 2.4 podemos notar que simplemente al iluminar un material fotorrefractivo, es posible obtener campos eléctricos muy grandes, en este caso valores del orden de $10^3\text{V}/\text{cm}$.

2.2. Mezcla de dos ondas en fotorrefractivos

Una vez formado el campo de carga espacial, debido a que el material es electro-óptico, este campo provoca un cambio en la permitividad eléctrica y como consecuencia un cambio en el índice de refracción (ver figura 2.3). Cuando se forma la rejilla de difracción en el fotorrefractivo, la propagación de los dos haces que formaron esta se ve afectada, estos son difractados. A continuación se describe el proceso mediante el cual sucede este fenómeno y las consecuencias que esto conlleva.

Existen principalmente dos tipos de rejilla, las cuáles son clasificadas mediante el parámetro adimensional $Q = \frac{2\pi\lambda L}{n_0\Lambda^2}$ [15], donde λ es la longitud de onda de la luz, L el grosor de la rejilla y n_0 es el índice de refracción del material en ausencia de luz. Se puede notar que el periodo de la rejilla Λ es un factor cuadrático en Q ,

por lo tanto este puede determinar fuertemente el tipo de rejilla. Por otro lado el grosor también puede determinar su clasificación, ya que es posible variar este de una manera relativamente sencilla.

Si $Q \ll 1$ se le conoce como rejilla delgada y esta opera en el régimen de Raman-Nath, lo cual significa que se obtienen múltiples órdenes de difracción de los haces incidentes. En el caso en que $Q \gg 1$ se conoce como rejilla volumétrica y se encuentra en el régimen de Bragg con únicamente un orden de difracción. A partir de este punto, solamente se hablará sobre la difracción de los haces en rejillas volúmetricas, debido a que en el presente trabajo se generan este tipo de formaciones.

Para el caso del GaAs, si se supone un valor relativamente grande de periodo $\Lambda = 5\mu m$ y un grosor de la muestra de $L = 590\mu m$, se obtiene un parámetro $Q \sim 48$, lo cual confirma que la rejilla que se forma en este material es de tipo volumétrica. Es evidente que para valores más chicos de Λ el parámetro Q aumentará significativamente.

Entonces, para que una rejilla sea volúmetrica debe satisfacer la condición de interacciones acumulativas, mejor conocida como la condición de Bragg, la cual está descrita por:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2.23)$$

la cual es equivalente a $\mathbf{K} = \mathbf{k}_m - \mathbf{k}_n$ (el vector de onda de la rejilla), aunque normalmente se utiliza de la forma presentada en la ecuación 2.23.

Si la condición de Bragg no se satisface, los haces difractados no estarán en fase y por lo tanto la eficiencia de difracción está obligada a disminuir. Para mayores referencias acerca de la difracción de Bragg ver [11].

Como se mencionó anteriormente, el campo de carga espacial generado induce un

Capítulo 2. Generación de una rejilla de difracción mediante el efecto fotorrefractivo

cambio en el índice de refracción formando una rejilla volumétrica, la cual está dada por:

$$n = n_0 + \left[\frac{\Delta n}{2} \exp(i\phi) \frac{\mathbf{E}_n \mathbf{E}_m^*}{I_0} \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) + c.c \right] \quad (2.24)$$

donde Δn es la modulación del índice de refracción, el cual evidentemente depende del campo de carga espacial y del coeficiente electro-óptico efectivo. Este está dado por [2]:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{eff} E_1 \quad (2.25)$$

donde r_{eff} es el coeficiente electro-óptico efectivo del material. Regresando a la ecuación 2.24, ϕ es la diferencia de fase que existe entre la rejilla y el patrón de interferencia, debido a la ecuación de Poisson, en estos materiales el desfase siempre es de $\pi/2$, como se mencionó anteriormente. Esta es una consecuencia muy importante, ya que permitirá la transferencia de energía no recíproca entre los dos haces.

Para estudiar como los haces se difractan se parte de la ecuación de onda espacial:

$$\nabla^2 E + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 n^2 E = 0 \quad (2.26)$$

Para simplificar la solución a la ecuación, se considera que ambas ondas se propagan únicamente a lo largo de z . Haciendo uso de la aproximación de variación de amplitud lenta $\left| \frac{d^2}{dz^2} E_j \right| \ll \left| \frac{d}{dz} E_j \right|$ y sustituyendo las ecuaciones 2.7 y 2.24 en 2.25, tomando en cuenta el coeficiente de absorción α del material, tenemos que:

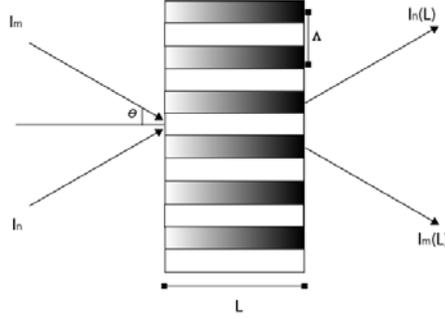


Figura 2.5: Haces difractados al pasar por la rejilla formada en el material fotorrefractivo.

$$\frac{dE_m}{dz} = -\frac{1}{2I_0}\Gamma \exp(-i\phi) |E_n|^2 E_m - \frac{\alpha}{2}E_m \quad (2.27)$$

$$\frac{dE_n}{dz} = \frac{1}{2I_0}\Gamma \exp(i\phi) |E_m|^2 E_n - \frac{\alpha}{2}E_n \quad (2.28)$$

donde Γ se conoce como coeficiente de acoplamiento o de ganancia, el cual es proporcional al campo de carga espacial. Este está dado por [5]:

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3 r_{eff} E_1}{\lambda \cos \theta} = \frac{4\pi \Delta n}{\lambda \cos \theta} \quad (2.29)$$

De la ecuación 2.29 se observa que el coeficiente de acoplamiento está determinado básicamente por la amplitud del holograma. De las ecuaciones 2.27 y 2.28, podemos ver que como resultado se obtienen dos ecuaciones diferenciales de primer orden acopladas. Para obtener su solución, se propone a la amplitud compleja del campo eléctrico de una forma general como:

$$E_{n,m} = A_{n,m} \exp(i\Psi_{n,m}) \quad (2.30)$$

donde $\Psi_{n,m}$ es la fase de la amplitud compleja. Es conveniente que la solución se obtenga como una función de la intensidad $I(\mathbf{r})$, con el fin de estudiar el comportamiento experimentalmente de una manera más sencilla, sustituyendo 2.30 en 2.28 y 2.27 y tomando en cuenta que $A_{n,m}^2 = I_{n,m}$, tenemos que:

$$\frac{dI_m}{dz} + \Gamma \frac{I_m I_n}{I_m + I_n} \sin \phi - \alpha I_m = 0 \quad (2.31)$$

$$\frac{dI_n}{dz} - \Gamma \frac{I_m I_n}{I_m + I_n} \sin \phi - \alpha I_n = 0 \quad (2.32)$$

$$\frac{d\Psi}{dz} + \frac{\Gamma}{2} \frac{I_m - I_n}{I_m + I_n} \cos \phi = 0 \quad (2.33)$$

donde $\Psi = \Psi_m - \Psi_n$. Recordando que para estos materiales $\phi = \frac{\pi}{2}$, la soluciones a las ecuaciones acopladas para las intensidades de las ondas propagadas a lo largo de la rejilla (ver figura 2.5) se pueden escribir como:

$$I_m(z) = I_m(0) \frac{1 + \beta^{-1}}{1 + \beta^{-1} \exp(\Gamma z)} \exp(-\alpha z) \quad (2.34)$$

$$I_n(z) = I_n(0) \frac{1 + \beta}{1 + \beta \exp(-\Gamma z)} \exp(-\alpha z) \quad (2.35)$$

$$\Psi = 0 \quad (2.36)$$

donde $\beta = \frac{I_m(0)}{I_n(0)}$ es la relación de las intensidades de los haces incidentes. En la figura 2.6 se graficaron las ecuaciones 2.34 y 2.35 para el GaAs, con el propósito de observar el comportamiento de los haces difractados. Se tomó el coeficiente de acoplamiento máximo reportado en la referencia [2] $\Gamma = 0.45 \text{ cm}^{-1}$ y se consideró que no existe absorción en el material.

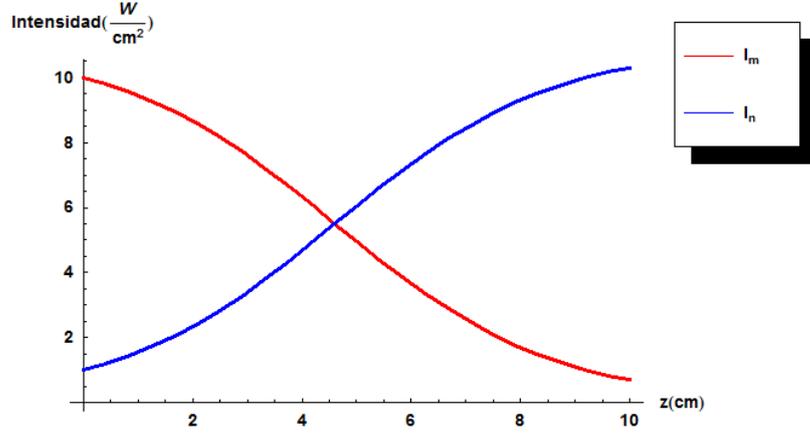


Figura 2.6: Transferencia de energía para el GaAs-SI con $\alpha = 0$ y $\beta = 10$.

De la figura 2.6 se puede notar que el haz I_n se amplifica a expensas de I_m conforme estos se propagan a largo de z , en otras palabras, se observa que existe una transferencia de energía de un haz hacia otro. El proceso continúa a lo largo de z hasta que I_n adquiere toda la energía, esto sucede debido a que no se está considerando absorción en el material, además de que a lo largo del modelo se realizaron diversas consideraciones que no necesariamente se cumplen en el fenómeno real. En este proceso I_n si es amplificado considerablemente, pero no recibe toda la energía del haz I_m .

Una conclusión muy importante que se puede obtener a partir de las ecuaciones anteriores, es que el sentido de la transferencia de una haz a otro depende del coeficiente de acoplamiento. Si Γ fuera negativo entonces I_m sería el haz amplificado. De acuerdo a la ecuación 2.29, Γ está relacionado con el coeficiente electro-óptico, el

cual puede ser positivo o negativo, esto depende de la dirección en la que el medio fotorrefractivo es colocado con respecto a los haces incidentes.

Por otro lado, si se considera que un haz es mucho más intenso que otro $I_n(0) \ll I_m(0)$, la ecuación 2.35 puede reescribirse como $I_n(z) = I_n(0) \exp[(\Gamma - \alpha)z]$. Despejando lo anterior para $z = L$, el grosor del material fotorrefractivo, se obtiene la ganancia efectiva, la cual se puede escribir como:

$$G = \frac{I_n(L)}{I_n(0)} = \exp[(\Gamma - \alpha)L] \quad (2.37)$$

El haz con mayor intensidad comunmente se conoce como haz de bombeo $I_m = I_p$, mientras que al haz débil se le llama haz de señal $I_n = I_s$. Experimentalmente se mide I_s en la presencia del haz de bombeo y en la ausencia de este para obtener la ganancia efectiva en función del periodo de la rejilla, la cual esta dada por:

$$G_{ef} = \frac{I_s(L) \text{ con la presencia de } I_p}{I_s(L) \text{ sin la presencia de } I_p} = \frac{\exp[(\Gamma - \alpha)L]}{\exp[-\alpha L]} \quad (2.38)$$

De la ecuación 2.38, podemos ver que α es cancelado. Es importante mencionar que para el GaAs, la absorción a la longitud de onda que se utilizó en el experimento ($\lambda = 1,06\mu m$) es considerablemente pequeña, de aproximadamente $1cm^{-1}$ [15]. Despejando la ecuación anterior se puede obtener el coeficiente de acoplamiento en función de la ganancia efectiva.

$$\Gamma = \frac{1}{L} \ln(G_{ef}) \quad (2.39)$$

Con esta ecuación y mediante las mediciones experimentales de la intensidad del haz de señal, es posible obtener el coeficiente de acoplamiento de los haces en función

del periodo de la rejilla, el cual como ya se mencionó anteriormente, está relacionado directamente con el campo de carga espacial .

2.3. Efecto fotorrefractivo en GaAs

El GaAs se considera un material fotorrefractivo debido a la existencia de un donador llamado EL2[16], cuyo nivel de energía reside en algún lugar de la banda prohibida. Este estado es un defecto en el material que actúa como donador para que pueda realizarse la formación del campo de carga espacial. Específicamente la concentración de EL2 en el SI-GaAs es de $1 \times 10^{16}/cm^3$ aproximadamente. La banda prohibida de energía y la posición del nivel dominante, determinan el rango de las longitudes de ondas para las cuales el efecto fotorrefractivo existe. En el caso del GaAs, la banda prohibida tiene un valor de 1.43 eV, mientras que para el nivel EL2 es de 0.75eV[15], por lo tanto, este fenómeno se puede presentar en un rango de longitudes de onda $0.8\mu m$ a $1.6\mu m$.

A pesar de tener un coeficiente de acoplamiento bajo, este semiconductor tiene características favorables para el efecto fotorrefractivo, entre ellas las más importantes son:

- I) Existe en forma semi-aislante, esto significa que la concentración de portadores oscuros no enmascara el efecto de los portadores fotoinducidos.
- II) Es un cristal cúbico no centrosimétrico, por lo tanto tiene únicamente un componente del tensor electro-óptico cuyo valor es de $1.43pm/V$ a una longitud de onda de $1.15\mu m$. Esto quiere decir que tanto en la ecuación 2.25 y 2.29, r_{eff} será sustituido por el valor del componente del tensor r_{41} correspondiente a la longitud de onda a utilizar.
- III) La movilidad de los electrones tiene un valor considerablemente

alto. A temperatura ambiente típicamente se encuentra entre: 5000 - 8000 cm^2/Vs .

IV) Tiene una absorción extrínseca significativa entre 0.95 y $1.6\mu m$, debido a la transición de los donadores a la banda de conducción.

V) Debido al atrapamiento de cargas se puede observar el efecto fotorrefractivo con una intensidad del haz menor a $1mW/cm^2$.

En la figura 2.7 se muestra el coeficiente de acoplamiento descrito por la ecuación 2.29 para el SI-GaAs en función del periodo de la rejilla.



Figura 2.7: Coeficiente de acoplamiento para SI-GaAs con respecto al periodo de la rejilla para $\lambda = 1,064\mu m$.

Se puede observar que el perfil de la gráfica es similar al campo de carga espacial, con un máximo acoplamiento en $\Lambda \sim 1\mu m$ del periodo de la rejilla aproximadamente.

Capítulo 2. Generación de una rejilla de difracción mediante el efecto fotorrefractivo

Nuevamente, a través de esta gráfica se puede notar que Γ para este material específicamente es muy bajo, es por esto que es necesario aumentar significativamente su valor, ya que podría tener aplicaciones a sistemas de comunicaciones ópticos muy importantes. En el siguiente capítulo se explica como puede hacerse esto posible.

Capítulo 3

Dispositivos híbridos semiconductor - cristal líquido.

En este capítulo primero se describirán brevemente los cristales líquidos y sus propiedades, específicamente de tipo nemático. Esto incluye las propiedades físicas de este material orgánico, como se comporta al aplicar un campo eléctrico y los diferentes tipos de alineamiento de las moléculas con respecto a las superficies que las contienen.

Posteriormente, una vez descritas las propiedades básicas del CL, se hablará sobre los dispositivos híbridos, esto comprende su estructura, el efecto fotorrefractivo y la mezcla de dos ondas en ellos. Se explicará como se genera el campo de carga espacial, la formación de la rejilla y como existe el intercambio de energía entre los dos haces a través de la difracción de los mismos. Finalmente se describirá como medir de forma experimental la ganancia neta y el coeficiente de acoplamiento en estos dispositivos.

3.1. Cristales líquidos.

Los cristales líquidos son materiales muy particulares, estos manifiestan diferentes fases en las que pueden fluir como los líquidos, sin embargo tienen propiedades características de un cristal. Existen diferentes tipos de CL, sin embargo la tesis presente únicamente se enfoca en los termotrópicos. Estos son los más estudiados y usados debido a sus propiedades tanto lineales como no lineales. Las diferentes mesofases que presenta son obtenidas mediante la variación de la temperatura y son divididas en tres clases: nemáticos, colerísticos y esméticos.

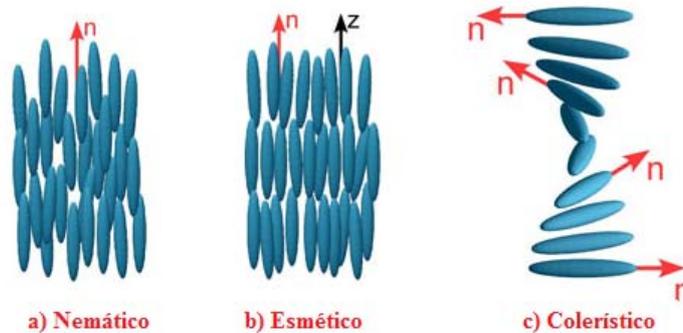


Figura 3.1: Clasificación de los cristales líquidos termotrópicos [16].

En la figura 3.1 se muestran los tipos de CL termotrópico, como se puede observar, su clasificación está directamente relacionada con la dirección de las moléculas a través del vector director unitario \hat{n} . En los CL nemáticos, las moléculas son posicionalmente aleatorias, es decir que no poseen un orden posicional, sin embargo, en promedio están orientadas a lo largo de este director, esto significa que tienen un orden orientacional. Por otra parte, las moléculas esméticas tienen un cierto orden posicional, estas son divididas en capas cuyo grosor es aproximadamente igual a la longitud de las mismas y su director \hat{n} se define con respecto al vector z (normal al plano de la capa). En la figura 3.1 c) se observa el comportamiento de los cristales

líquidos colerísticos, en estos las moléculas tienden a alinearse de una manera helicoidal, esto quiere decir que el director va rotando en un sentido.

3.1.1. Cristales líquidos nemáticos

Dentro de los cristales líquidos termotrópicos, los más utilizados son los de tipo nemático, estos se emplean en la fabricación de pantallas de cristal líquido (LCD¹, por sus siglas en inglés). En el presente trabajo, los dispositivos híbridos están compuestos por SI-GaAs y cristal líquido nemático (como se explicará detalladamente en la siguiente sección), es por esto que a continuación se hablará sobre las propiedades físicas de estos.

Comúnmente las moléculas nemáticas son centrosimétricas, esto significa que sus propiedades físicas son las mismas tanto para la dirección $+\hat{n}$ como para $-\hat{n}$. En otras palabras, si cada molécula porta su momento dipolar particular, en promedio el momento dipolar del volumen será igual a cero.

Un desarrollo teórico ampliamente aceptado para describir el comportamiento dual del cristal líquido nemático es la teoría continua elástica [18], en donde se ignoran los detalles estructurales de las moléculas y estas son vistas como barras rígidas cuyo comportamiento se describe en términos de \hat{n} . Debido a la fluidez de este elemento, al aplicar un campo (ac,cd, óptico o magnético), se pueden presentar tres tipos de deformaciones diferentes en el director de las moléculas de cristal líquido: torsión, doblado y separación.

En la figura 3.2 a) se puede observar la torsión en el material, en este tipo de deformación simplemente existe una rotación de las moléculas en la dirección del torque, no hay desplazamiento traslacional del centro de gravedad, como en un sólido comúnmente ocurría, y por lo tanto la energía elástica utilizada es muy pequeña. Para

¹LCD. Liquid crystal display

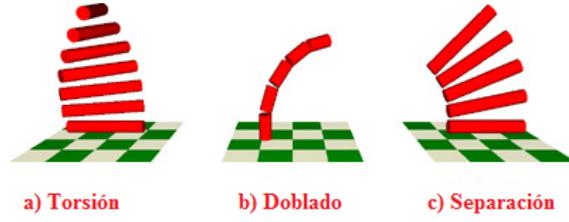


Figura 3.2: Deformaciones presentes en el cristal líquido [19].

las distorsiones de doblado y separación, los cambios en el director son variados (ver figura 3.2 b y c), en consecuencia, la energía elástica requerida es mayor, sin embargo no es comparable con la necesaria para deformar un sólido debido a la fluidez del CL. Con lo explicado anteriormente, se puede inferir que el director \hat{n} es altamente susceptible a orientarse mediante la aplicación de un campo externo.

La densidad de energía libre para estas distorsiones, de acuerdo al desarrollo matemático hecho por Frank [20], está dada por:

$$F_1 = \frac{1}{2}k_1 \left(\nabla \cdot \hat{n} \right)^2 \quad \text{Separación} \quad (3.1)$$

$$F_2 = \frac{1}{2}k_2 \left(\hat{n} \cdot \nabla \times \hat{n} \right)^2 \quad \text{Torsión} \quad (3.2)$$

$$F_3 = \frac{1}{2}k_3 \left(\hat{n} \times (\nabla \times \hat{n}) \right)^2 \quad \text{Doblado} \quad (3.3)$$

donde k_1 , k_2 y k_3 son las constantes elásticas de Frank. Si aplicamos la aproximación de una sola constante ($k = k_1 = k_2 = k_3$), la cual para fines prácticos puede ser aplicada en diversas situaciones, la densidad de energía de distorsión está dada por:

$$F_d = \frac{1}{2}k \left[\left(\nabla \cdot \hat{n} \right)^2 + \left(\nabla \times \hat{n} \right)^2 \right] \quad (3.4)$$

Capítulo 3. Dispositivos híbridos semiconductor - cristal líquido.

Para diversas aplicaciones, las moléculas de CL son colocadas entre dos superficies separadas por una distancia L (ver figura 3.3), en este caso se debe de incluir la energía de interacción de las moléculas y las fronteras de la celda (conocido como fuerzas de anclaje). Por lo tanto la densidad de energía libre total se escribe como:

$$F_T = F_d + F_{\text{superficie}} \quad (3.5)$$

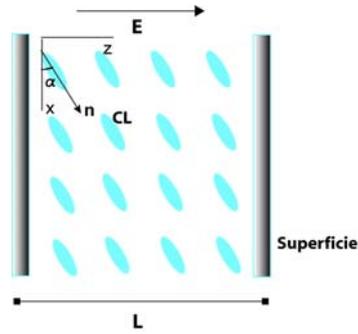


Figura 3.3: Orientación de las moléculas de cristal líquido entre dos superficies al aplicar un campo.

Los cristales líquidos son materiales anisotrópicos, lo cual significa que sus propiedades dependen de la dirección de polarización y propagación de la luz. Por ejemplo, la permitividad eléctrica paralela al director ϵ_{\parallel} es diferente a la permitividad perpendicular ϵ_{\perp} al mismo, esta diferencia $\epsilon_d = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ se conoce como anisotropía dieléctrica. Al aplicar un campo eléctrico es posible inducir la orientación de las moléculas en cierta dirección preferencial. Si la anisotropía es positiva $\epsilon_d > 0$, el director tenderá a alinearse en dirección del campo (ver figura 3.3); en cambio, si la anisotropía es negativa $\epsilon_d < 0$, el director se orientará perpendicularmente a este. Para un campo eléctrico cualquiera aplicado al cristal líquido, el desplazamiento eléctrico está dado por [21]:

$$\mathbf{D} = \epsilon_{\perp} \mathbf{E} + \epsilon_d \left(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E} \right) \hat{\mathbf{n}} \quad (3.6)$$

La densidad de energía de interacción eléctrica está dada por la siguiente integral:

$$U_E = - \int_0^E \mathbf{D} \cdot d\mathbf{E} = - \frac{1}{2} \epsilon_{\perp} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) - \frac{\epsilon_d}{2} \left(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E} \right)^2 \quad (3.7)$$

De la ecuación anterior podemos observar que el primer término es independiente del director $\hat{\mathbf{n}}$, este puede ser despreciado ya que no está asociado a la deformación del CL. Por lo tanto la densidad de energía libre F_d es:

$$F_d = - \frac{\epsilon_d}{2} \left(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E} \right)^2 = - \frac{\epsilon_d}{2} \mathbf{E}^2 \sin^2 \alpha \quad (3.8)$$

en donde α es el ángulo que se forma entre la dirección x y el director $\hat{\mathbf{n}}$ y \mathbf{E} (el campo aplicado) es perpendicular a la superficie de acuerdo a la figura 3.3. El torque de las moléculas de cristal líquido al aplicar el campo eléctrico, está dado por [18]:

$$\mathbf{\Gamma}_E = \mathbf{D} \times \mathbf{E} = \epsilon_d \left(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E} \right) \left(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} \right) \quad (3.9)$$

Podemos observar que la dirección del torque está determinada por la anisotropía de las moléculas. En la figura 3.3 se muestra el caso en donde las molécula se orientan paralelas al campo eléctrico $\epsilon_d > 0$, el alineamiento no sucederá hasta alcanzar el valor umbral del campo. Bajo estas condiciones físicas, hay que tomar en cuenta la energía de distorsión producida por las superficies. El director, en el centro de la celda, se alineará en dirección del campo eléctrico tanto como sea posible, en cambio cerca de

Capítulo 3. Dispositivos híbridos semiconductor - cristal líquido.

las paredes, las moléculas se encontrarán paralelas al campo (condición de frontera suave) debido a las fuerzas de anclaje de la superficie.

La densidad de energía debido a la distorsión provocada por la superficie, se puede escribir como [22]:

$$F_{\text{superficie}} = \frac{1}{2}k \left(\frac{dn_x}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2}k \left(\frac{dn_z}{dz} \right)^2 = \frac{1}{2}k \left(\frac{d\alpha}{dz} \right)^2 \quad (3.10)$$

donde $n_x = \cos \alpha$ y $n_z = \sin \alpha$, son las componentes de \hat{n} en x y z respectivamente (ver figura 3.3). Las derivadas indican la cantidad de distorsión de las moléculas cerca de la superficie debido al campo eléctrico aplicado, si esta fuerza de distorsión no es muy grande, la energía incrementará de forma cuadrática igual que un oscilador armónico simple. Sustituyendo las ecuaciones 3.8 y 3.9 en 3.10 tenemos que la densidad de energía total es:

$$F_T = \frac{1}{2}k \left(\frac{d\alpha}{dz} \right)^2 - \frac{\epsilon_d}{2} \mathbf{E}^2 \sin^2 \alpha \quad (3.11)$$

Por otro lado, α puede ser reescrito en términos de su valor máximo $\alpha_{\text{máx}}$, el cual se encuentra en $z = L/2$ como se mencionó anteriormente, por lo tanto tenemos que $\frac{d\alpha}{dz} = 0$ para $\alpha = \alpha_{\text{máx}}$. Entonces la derivada queda definida como [21]:

$$\frac{d\alpha}{dz} = L \sqrt{\frac{k}{\epsilon_d}} \sqrt{\sin^2 \alpha_{\text{máx}} - \sin^2 \alpha} E \quad (3.12)$$

donde $z = \frac{z}{L}$. La ecuación anterior no puede ser integrada de forma cerrada, solamente puede ser expresada como una integral elíptica, sin embargo, para el valor del campo eléctrico en el que la molécula de cristal líquido comienza a alinearse, el cual es el punto de interés, esto es cuando $\alpha_{\text{máx}} \ll 1$, la integral se vuelve cerrada y tenemos que:

$$\int_0^{\alpha_{\text{máx}}} \frac{d\alpha}{\sqrt{\alpha_{\text{máx}}^2 - \alpha^2}} = L \sqrt{\frac{k}{\epsilon_d}} E \int_0^{L/2} dz \quad (3.13)$$

La solución es $\frac{L}{2} \sqrt{\frac{k}{\epsilon_d}} E = \frac{\pi}{2}$. Por lo tanto, para que la molécula de CL comience a orientarse, el campo eléctrico debe de alcanzar un valor de al menos:

$$E_{\text{umbral}} = \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{k}{\epsilon_d}} \quad (3.14)$$

A esto se le conoce como la transición de Freedericksz. Existe una competencia entre la fuerza elástica y el campo eléctrico, hasta que este es lo suficientemente fuerte para lograr inducir un torque en las moléculas de cristal líquido [23]. Para un cristal líquido determinado, de la ecuación 3.14 podemos observar que entre más grande sea la distancia L entre superficies, el campo requerido para inducir un torque a las moléculas es menor, esto es debido a que la densidad de energía aumenta con la distancia, por lo cual las moléculas de cristal líquido se distorsionan más libremente. Es importante notar que E_{umbral} también depende de la constante elástica de deformación y de la anisotropía

3.1.2. Distribución y alineación en las celdas de cristal líquido.

Generalmente para su estudio, los cristales líquidos nemáticos son colocados en celdas cuya alineación y distribución depende del tratamiento que se da a las paredes que los contienen. Básicamente existen dos tipos de alineamiento: homogéneo y homeotrópico, los cuales se muestran en la figura 3.4 a) y b).

En el alineamiento planar o homogéneo, las moléculas de cristal líquido son orientadas paralelas al sustrato, esto se logra mediante la deposición de una película

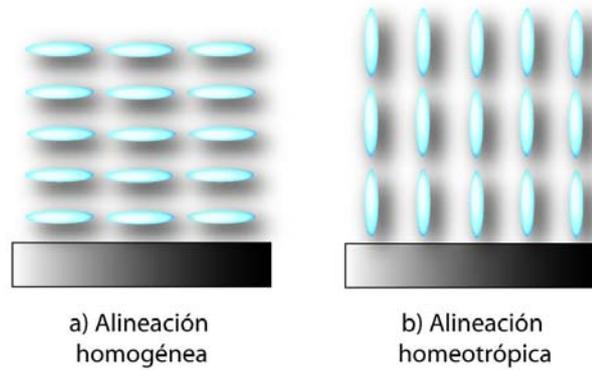


Figura 3.4: Tipos de alineamiento en las celdas de cristal líquido nemático.

delgada de algún polímero sobre la muestra, posteriormente se aplica la técnica de rayado unidireccional, la cual consiste, a grandes rasgos, en frotar la película con un pañuelo de terciopelo en un sólo sentido. Gracias a estos surcos formados en la capa del polímero, el vector director \hat{n} de las moléculas de CL se orienta de forma paralela a la dirección del rayado (figura 3.4 a). Sin embargo, debido a las fuerzas de interacción que existen entre la superficie y las moléculas, la alineación no es completamente planar, existe un ángulo formado entre el sustrato y el vector director el cual es llamado *pre-inclinación*, esto se puede ver en la figura 3.5. El ángulo de pre-inclinación depende de la fuerza y la profundidad con la que el rubbing es realizado.

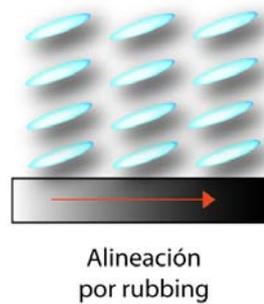


Figura 3.5: Alineación por rayado.

Capítulo 3. Dispositivos híbridos semiconductor - cristal líquido.

Por otro lado, para obtener un alineamiento homeotrópico, los sustratos son tratados con un surfactante, usualmente jabón, cuyas partículas se alinean perpendicularmente al sustrato de forma natural y en consecuencia inducen esta misma orientación a las moléculas de cristal líquido (ver figura 3.4b).

Existen tres diferentes tipos de distribución de las moléculas, las cuales dependen de la dirección en las que los sustratos son colocados con respecto a la dirección del rayado.

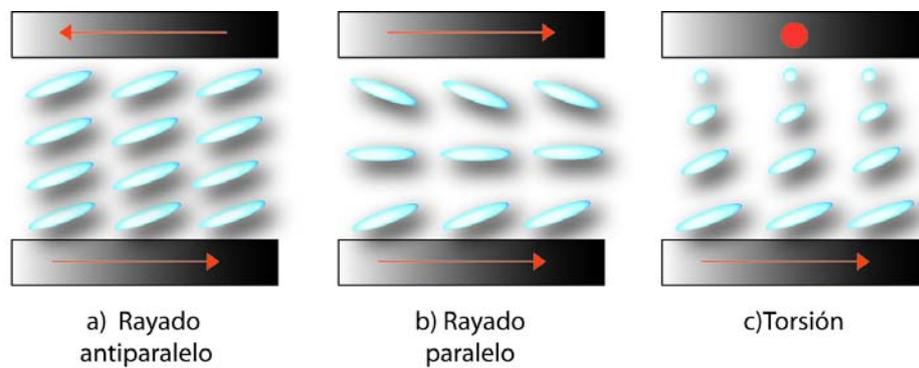


Figura 3.6: Tipos de alineamiento de una celda de CL a partir de la técnica de rayado.

Si los dos sustratos que componen la celda son colocados de tal forma que sus direcciones de rayado sean opuestas o antiparalelas, la distribución de las moléculas será uniforme, en otras palabras, esto quiere decir que el ángulo de pre-inclinación es aproximadamente el mismo a lo largo de toda la muestra, como se puede observar en la figura 3.6 a). El caso contrario se presenta en la figura 3.6 b), en donde la distribución de la celda no es homogénea, el director \hat{n} es distorsionado y el ángulo varía de una superficie a otra obteniéndose un valor de pre-inclinación muy pequeño en el centro, para este caso al colocar las muestras de forma paralela con respecto al rubbing, se genera la distorsión de separación, mencionada en la sección anterior. Por último, si los sustratos son colocados de tal manera que las direcciones de rubbing formen un ángulo de noventa grados entre ellas, se obtiene un ángulo de torsión del

director con respecto a la normal de la superficie (ver figura 3.5 c), por lo que las moléculas van rotando a lo largo de la celda.

Para el caso de este trabajo de investigación, la distribución antiparalela es la más conveniente, debido a que en ella el efecto flexoeléctrico (el cual será explicado más adelante) es mayor y como consecuencia la ganancia en el dispositivo también.

3.2. Dispositivos híbridos.

Como se ha mencionado en el capítulo uno, de forma general un dispositivo híbrido está compuesto por un par de ventanas fotorrefractivas inorgánicas, una capa de cristal líquido nemático (material orgánico) entre ellas y una película delgada depositada en las mismas para lograr la distribución de las moléculas deseada. En trabajos anteriores recientes, se ha demostrado que cuando el campo de carga espacial se origina de un cristal fotorrefractivo inorgánico y este reorienta las moléculas de CL, se pueden alcanzar coeficientes de ganancia muy altos en el régimen de Bragg [8]. En estos dispositivos, el periodo de la rejilla es mucho menor que el grosor de la película de cristal líquido.

3.2.1. Mezcla de dos ondas en dispositivos híbridos

La mezcla de dos ondas en los dispositivos híbridos se manifiesta de manera diferente a los cristales inorgánicos. De igual forma, se inciden dos haces para formar el patrón de interferencia, el cual a su vez generará el campo de carga espacial en el cristal fotorrefractivo. El campo evanescente proveniente del GaAs induce un torque en las moléculas de cristal líquido modificando el índice de refracción del mismo. Es importante recordar que este cambio es dos órdenes de magnitud mayor que para los materiales fotorrefractivos, lo cual podría significar ganancias muy altas en el

dispositivo.

Para un campo de carga espacial senoidal, el potencial electrostático en el CL está dado por [7]:

$$V(x, z) = \frac{i E_1}{2 K} \exp(iKx - Kz) + c.c \quad (3.15)$$

recordando que E_1 es el campo de carga espacial y $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$. Sustituyendo la ecuación 2.21 en 3.15 y tomando el gradiente, se obtiene que el campo de carga espacial evanescente está dado por:

$$E(x, z) = m \frac{E_d E_q}{E_d + E_q} (\cos Kx + \sin Kx) \exp(-Kz) \quad (3.16)$$

De la ecuación anterior, podemos notar que la profundidad de penetración del campo es proporcional a K y tiene un decaimiento exponencial. Cuando $z = \frac{1}{K}$, el campo decae a un valor de $\exp(-1)$, a esta se le conoce como longitud de penetración, debido que para valores más grandes de z el campo ya es muy pequeño. En la figura 3.7 se muestra la gráfica de la ecuación, se presenta el campo evanescente hasta 1.5 veces el periodo de la rejilla aproximadamente.

Con lo anterior, se puede deducir que entre más grande sea el periodo de la rejilla mayor será la longitud de penetración del campo evanescente Sin embargo, la amplitud del campo de carga espacial en el SI-GaAs tiene un valor máximo en aproximadamente $1\mu m$ del periodo y después decrece lentamente. Esto quiere decir, que se puede obtener un campo máximo a este periodo de la rejilla en las moléculas de CL, sin embargo su longitud de penetración es menor que para otros periodos mayores.

Es importante mencionar que a pesar de que el campo de carga espacial evanescente decae muy rápido dentro de la capa de CL y solo induce el torque de las

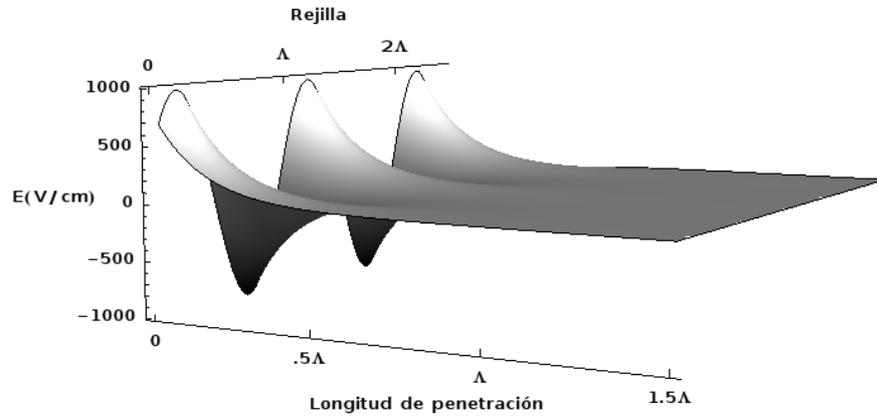


Figura 3.7: Campo de carga espacial proveniente del SI-GaAs.

moléculas cercanas a la superficie del fotorrefractivo, estas provocan el movimiento de las que se encuentran cercanas a ellas. De tal forma que entre más lejanas se encuentre las moléculas de la superficie, el torque será menor.

Debido al carácter centrosimétrico del CL, si por ejemplo se tiene una distribución homogénea en el dispositivo, es decir que las moléculas se encuentren paralelas al sustrato, el cambio en el índice de refracción Δn es independiente al signo de campo de carga espacial, en otras palabras, el mismo ángulo de rotación para campos negativos y positivos de la misma magnitud, resultará en el mismo cambio Δn . Como consecuencia, esta modulación tendrá el doble de frecuencia espacial con respecto al patrón de interferencia, haciendo que los haces sean difractados a un ángulo mayor que el de incidencia, perdiendo así la transferencia de energía unidireccional que se obtiene al formar una rejilla de Bragg (ver figura 3.8a).

Debido a lo anterior, la simetría en la distribución de la celda híbrida debe ser

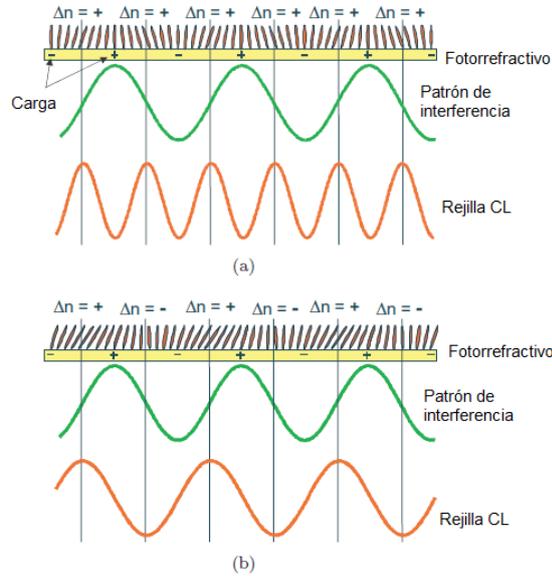


Figura 3.8: a) Rejilla formada sin un ángulo de pre-inclinación. b) Rejilla con una pre-inclinación $\neq 0$ [8].

anulada, de esta forma, las moléculas de CL serán sensibles al signo del campo de carga espacial y como consecuencia Δn no será el mismo para campos de la misma magnitud con signos opuestos (ver figura 3.8b). Por lo tanto, la frecuencia espacial de la rejilla será la misma que la del patrón de interferencia asegurando que los haces sean difractados en el régimen de Bragg y en consecuencia el intercambio de energía unidireccional suceda.

Para romper con la simetría, en lugar de tener una distribución homogénea en la que las moléculas se encuentran paralelas al sustrato, a través del tratamiento de las ventanas inorgánicas se induce un ángulo (pre-inclinación) en estas. Esto se logra mediante la deposición y tallado de una película delgada de polímero, como se mencionó anteriormente. En el capítulo 4, se muestra detalladamente como se realiza este procedimiento.

Una vez obtenido el campo evanescente que reorientará a las moléculas, se puede

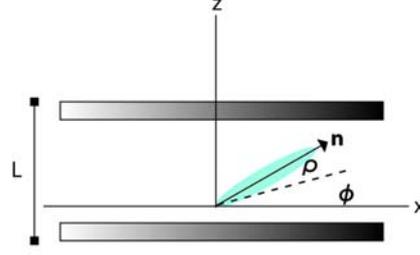


Figura 3.9: Torque de las moléculas de CL en el dispositivo híbrido con una pre-inclinación determinada.

calcular la energía almacenada por unidad de volumen W en el CL cuando este induce un torque, rotando las moléculas a un ángulo ρ medido a partir del ángulo de pre-inclinación ϕ (ver figura 3.9). El torque se puede calcular como $\mathbf{P} \times \mathbf{E}$, entonces tenemos que [22]:

$$W = \int_{\phi}^{\rho} |\mathbf{P} \times \mathbf{E}| d\rho^1 = \Delta\epsilon \int_{\phi}^{\rho} (\hat{n} \cdot E) \left| \hat{n} \times E \right| d\rho^1 \quad (3.17)$$

$$W = \frac{\Delta\epsilon}{2} E^2 \cos(\phi + \rho) \sin(\phi - \rho) \quad (3.18)$$

Otra forma de medir el ángulo de pre-inclinación es con respecto a la incidencia de los dos haces que forman el patrón de interferencia, esto con el propósito de obtener el cambio en el índice de refracción en las moléculas de CL. El índice de refracción efectivo para un nemático está dado por [24]:

$$n = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \chi + n_e^2 \sin^2 \chi}} \quad (3.19)$$

donde n_o y n_e son los índices de refracción ordinario y extraordinario respectivamente. Además χ es el ángulo entre el vector de polarización y el vector director.

Capítulo 3. Dispositivos híbridos semiconductor - cristal líquido.

Considerando ángulos de incidencia muy pequeños y tomando en cuenta que existe una pre-inclinación en el dispositivo, tenemos que $\chi = \frac{\pi}{2} - (\phi - \rho)$. Entonces, la permitividad relativa del cristal líquido está dada por:

$$\varepsilon_r = \frac{n_o^2 n_e^2}{n_o^2 \sin^2(\phi - \rho) + n_e^2 \cos^2(\phi - \rho)} \quad (3.20)$$

Esto puede ser reescrito de la siguiente manera [24]:

$$\varepsilon_r = \Delta\varepsilon_r \left[\frac{\bar{n}^2}{\Delta n^2} + \frac{1}{2} \cos(2\phi) + \sin(2\phi) \rho - \cos(2\phi) \rho^2 \right] \quad (3.21)$$

donde $\Delta\varepsilon_r = \frac{\Delta n^2 n_o^2 n_e^2}{\bar{n}^2 + \frac{\Delta n^2}{2} \cos(2\phi)}$, $\bar{n}^2 = \frac{n_o^2 + n_e^2}{2}$ y $\Delta n^2 = n_e^2 - n_o^2$. Se puede observar con las ecuaciones anteriores que la modulación de la permitividad en el CL consta del armónico fundamental, además de otros órdenes superiores. Por ejemplo para $\phi = 0$, es decir, sin un ángulo de pre-inclinación, se observa que existe un efecto de segundo orden muy débil mediante la componente fundamental de ρ^2 , sin embargo este no es lo suficientemente fuerte para que se de el acoplamiento entre haces. Es por esta razón que para poder obtener ganancia en materiales híbridos es necesario tener una distribución con un pre-inclinación en la celda.

Como se puede notar, la mezcla de dos ondas en dispositivos híbridos es muy complicada y hasta la fecha no se ha encontrado un modelo adecuado que explique detalladamente el intercambio de energía entre haces, es por esto que en este trabajo de tesis no es posible desarrollar matemáticamente este fenómeno, ya que va más allá de los objetivos del mismo.

3.2.2. Efecto flexoeléctrico

En el proceso de rayado, las cadenas del polímero son ordenadas en una dirección específica, éstas se acomodan en el eje donde se encuentra la máxima tensión de la película rayada. Las moléculas de CL son alineadas con el polímero orientado, por lo tanto este ángulo creado en el polímero es el que genera la pre-inclinación en el CL.

En trabajos anteriores, se ha planteado que la orientación del polímero es influenciada por la superficie del sustrato. Es decir, que las fuerzas de interacción entre la estructura del cristal y el polímero, son las causantes del ángulo de pre-inclinación en la celda híbrida.

Se ha sugerido en [8] que el ángulo, el cual rompe con la simetría en la celda, genera un efecto flexoeléctrico. De forma general este consiste en la formación de una polarización debido a la deformación del director \hat{n} . Las moléculas de cristal líquido polarizadas, en una configuración antiparalela de la celda, tienden a interactuar con las moléculas cercanas a ellas.

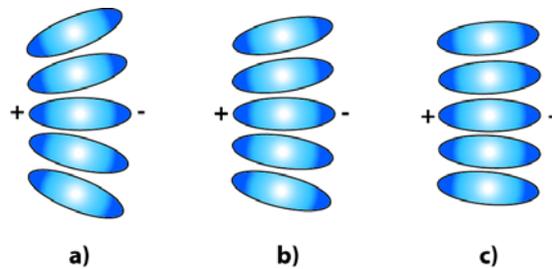


Figura 3.10: Magnitud del dipolo inducido. a) Grande. b) Moderada. c) Pequeña.

Entre más grande sea el ángulo de pre-inclinación, la magnitud del dipolo inducido será mayor [8]. Esto se puede observar en la figura 3.10, donde se representa una magnitud grande, moderada y pequeña del dipolo inducido. Como se puede notar, es este efecto flexoeléctrico el que provoca que las moléculas de cristal líquido sean

Capítulo 3. Dispositivos híbridos semiconductor - cristal líquido.

sensibles al signo del campo eléctrico. Es importante mencionar que este efecto aumenta cuando el valor de $\frac{d\phi}{dL}$ (el cambio de pre-inclinación con respecto al cambio del grosor de la capa de cristal líquido), entre mayor sea el grosor, la flexoelectricidad será menor.

Capítulo 4

Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

En este capítulo, primero se describe el proceso de fabricación de los dispositivos híbridos, se explica principalmente la caracterización de la deposición de la película delgada de polímero. También se muestra el arreglo experimental utilizado para medir el coeficiente de acoplamiento en las muestras. Se presentan los resultados obtenidos para el coeficiente de acoplamiento del cristal fotorrefractivo GaAs y el ajuste de los mismos con respecto a la ecuación 2.29. Se obtienen los valores del coeficiente electro-óptico, así como la densidad de aceptores en el material mediante el valor máximo del coeficiente de acoplamiento y el ajuste de la curva.

Posteriormente, se muestran los resultados de la mezcla de dos ondas para dispositivos híbridos y la ganancia neta de los mismos para dos diferentes grosores de la capa de CL. Finalmente se muestran los resultados del valor de pre-inclinación obtenidos para la técnica de fabricación utilizada.

4.1. Proceso de fabricación

Para el caso de este trabajo de investigación, los dispositivos híbridos fabricados están compuestos de SI-GaAs y cristal líquido nemático **LC5CB**. A continuación se describe el proceso de fabricación, el cual comprende tres etapas principales: depósito de película delgada de polímero en el GaAs, rayado y ensamble de la celda.

4.1.1. Depósito de película delgada

Previamente al depósito, se realizó la limpieza estandar de desengrasado en los sustratos con el propósito de remover contaminantes orgánicos, de esta forma es posible obtener una mejor adhesión de la película. Este procedimiento consiste en los siguientes pasos:

- I) Vibración ultrasónica en tricloretileno (TCE) por 10 minutos. Este solvente se encarga de remover la grasa de las muestras.
- II) Vibración ultrasónica en acetona por 10 minutos. Esta retira el TCE de las muestras.
- III) Enjuages con agua des ionizada.
- IV) Enjuage por tres minutos en metanol para remover el exceso de agua.

Una vez realizada la limpieza de las muestras, se depositó una solución de resina multipolímero de nylon(Elvamide 8023R) disuelta al 2.5% en metanol anhídrico en la cara interna de estas, mediante la técnica de spin coating. Esta resina tiene la ventaja de disolverse más rápidamente que otras, además de dar soluciones con viscosidad baja [25].

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

En esta etapa, como se muestra en la figura 4.1, una gota de la solución es colocada en el sustrato, el cual es rotado a velocidades considerablemente altas para distribuir el fluido uniformemente mediante fuerza centrífuga. Para controlar el grosor de la película los parámetros de velocidad en RPM (revoluciones por minuto) y tiempo de rotación pueden ser variados, limitado únicamente por la concentración.

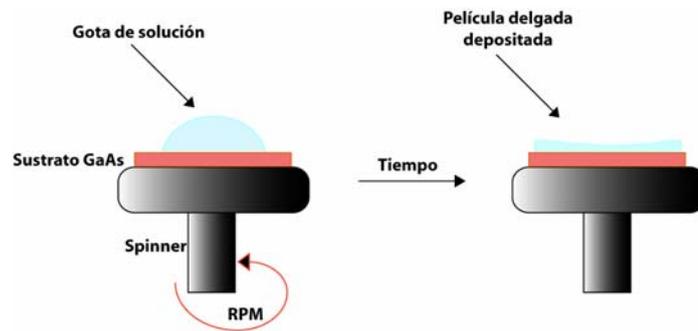


Figura 4.1: Técnica para deposición de películas delgadas: Spin coating.

Primero se varió la concentración de Elvamide en el metanol, con el fin de obtener un valor que proporcionara una película delgada sin tomar en cuenta, por el momento, la uniformidad de la misma. Se comenzó con la proporción reportada en [26] de 1.15 % a 3000 RPM, sin embargo con estos valores, el polímero solo se adhería a algunas partes del sustrato, dejando espacios vacíos en la superficie. Después de ver los resultados con diferentes concentraciones de Elvamide, se determinó que a 2.5 % se obtiene una película del orden de los cientos de nanómetros a lo largo de toda la muestra.

Una vez determinada la concentración, se depositó la solución de Elvamide a diferentes RPM en un tiempo fijo de rotación con el fin de obtener la caracterización de una distribución uniforme y mantener un grosor del orden de centenas de nanómetros.

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

A continuación se muestran las películas obtenidas con diferentes parámetros, estas fueron analizadas mediante el microscopio interferométrico Wyko NT110 (Veeco Metrology) con un objetivo de 5X.

En la figura 4.2 se puede observar que la película con 3000 RPM durante 10s de rotación tiene una variación de espesor máxima en la dirección x de 29nm aproximadamente y en la dirección y de 35nm. El grosor medido de este depósito fue de 77.7nm, es decir que se obtuvieron variaciones de un 50% del valor de espesor, por lo tanto puede determinarse que la película no es uniforme. Esto se debe a que el metanol, una sustancia altamente volátil, era evaporado antes de que la película terminara de distribuirse en todo el sustrato.

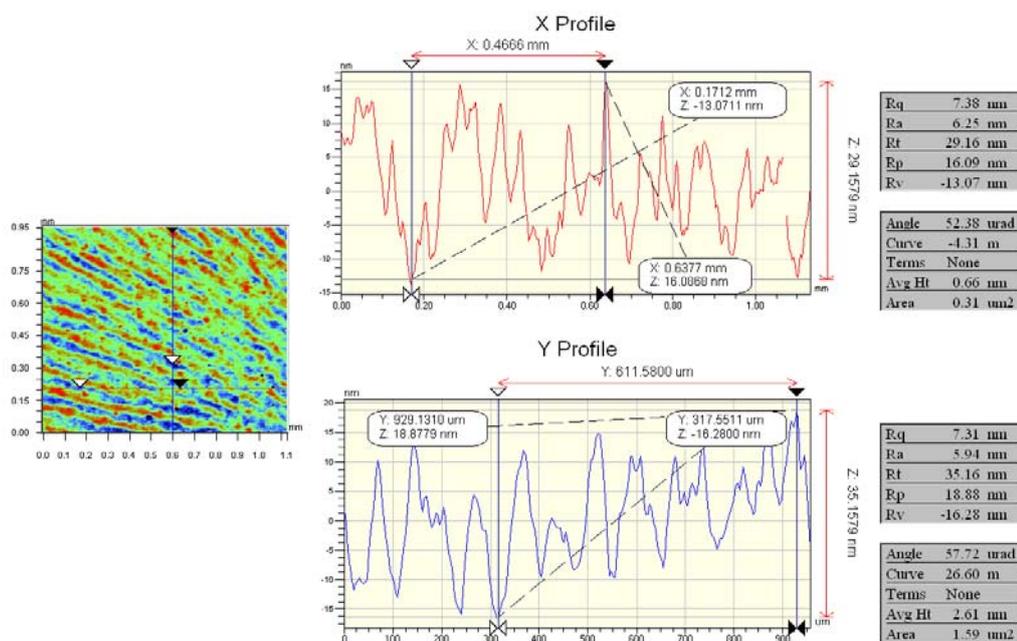


Figura 4.2: Depósito de solución a 3000 RPM durante 10 segundos de rotación.

Para reducir la rapidez de evaporación del metanol, se disminuyó la velocidad a 2500 RPM. En la figura 4.3 se puede notar que las variaciones de la película fueron

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

disminuidas significativamente, ya que en los dos ejes la diferencia máxima de grosor fué de 20nm aproximadamente, sin embargo estos valores continuaban siendo grandes para considerar una distribución uniforme.

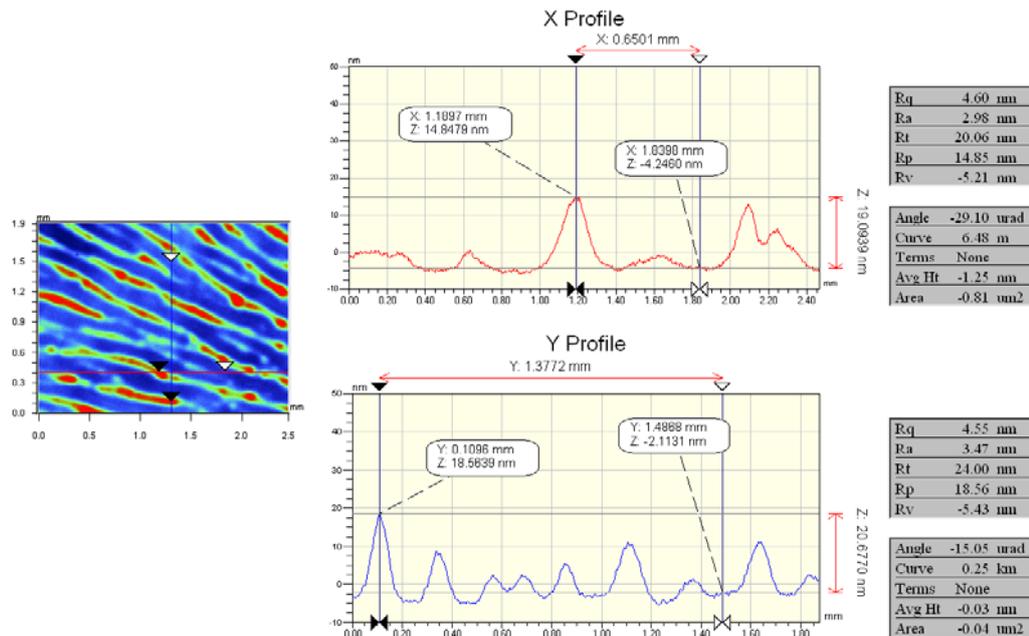


Figura 4.3: Depósito de solución a 2500 RPM durante 10 segundos de rotación.

La velocidad de rotación fué nuevamente reducida con el mismo objetivo anteriormente mencionado. En la figura 4.4 se muestra que con el depósito a 1500 RPM durante diez segundos, las variaciones de espesor se redujeron a valores de 6 y 5nm aproximadamente. El grosor de la película para este caso fué de ~ 103 nm, con lo cual se obtienen cambios únicamente del 5%. A partir de esto reusltados se determinó que el depósito bajo los parámetros anteriores fué considerablemente uniforme.

Una vez determinada la película uniforme a 1500RPM durante 10 segundos, para medir su espesor, se retiró una parte del depósito de Elvamide del sustrato, dejando un escalón como se muestra en la figura 4.5. Debido a que la deposición mediante

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

la técnica de spin coating no es uniformemente distribuída en toda la superficie (ver figura 4.1), se midió la zona central, en donde la caracterización del dispositivo fue realizada.

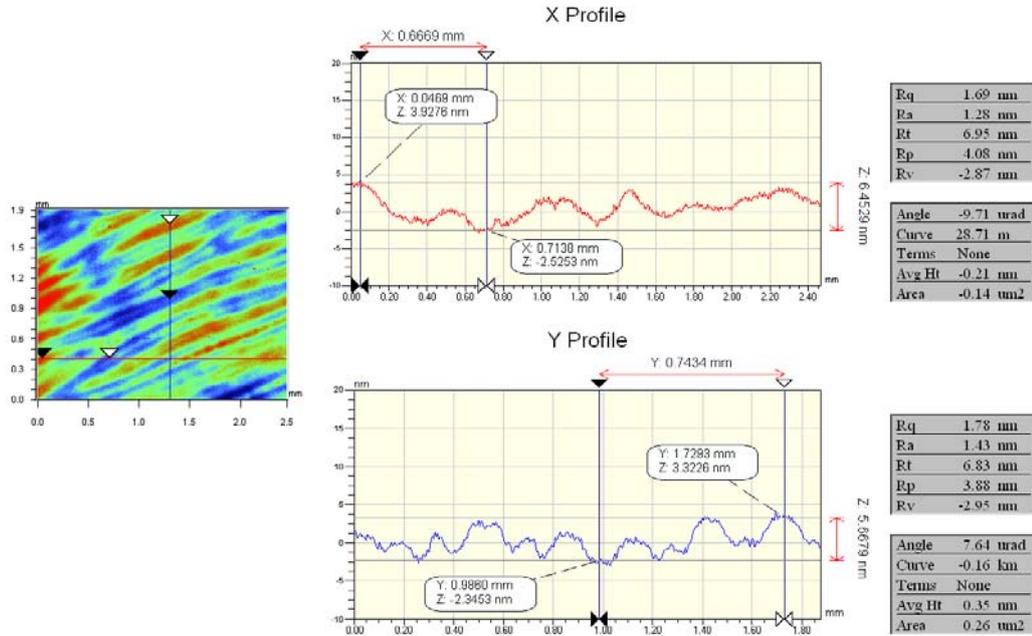


Figura 4.4: Depósito de solución a 1500 RPM durante 10 segundos de rotación.

Para determinar si se podía obtener una mayor uniformidad en el depósito, se redujo la velocidad a 1000 RPM. En este caso los resultados no fueron satisfactorios debido a que la solución, con este valor del parámetro no alcanzaba a distribuirse en toda la superficie. Además la película era notablemente desigual, ya que a esta velocidad la plataforma del spinner tenía vibraciones, causando inestabilidad en el giro.

Finalmente, una vez determinada la velocidad, se aumentó el tiempo de rotación con el propósito de analizar si este parámetro podía causar uniformidades en la película.

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

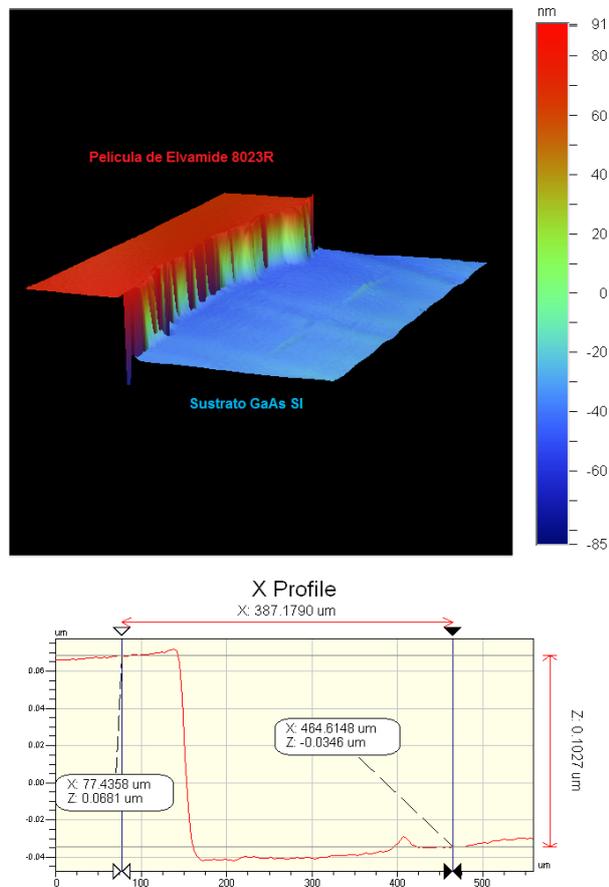


Figura 4.5: Grosor de la película uniforme obtenida a 1500RPM durante 10s de rotación.

En la figura 4.6 se observa la película depositada a 1500RPM durante 30 segundos, las variaciones bajo estas condiciones son de 8 y 6 nm en los ejes x y y respectivamente, por lo que solo existe una diferencia de sólo 2nm con respecto a los resultados anteriores. Con esto se determinó que el tiempo rotación afecta la uniformidad de manera poco significativa y que la características obtenidas para lograr una película considerablemente uniforme son 1500 RPM durante 10 segundos.

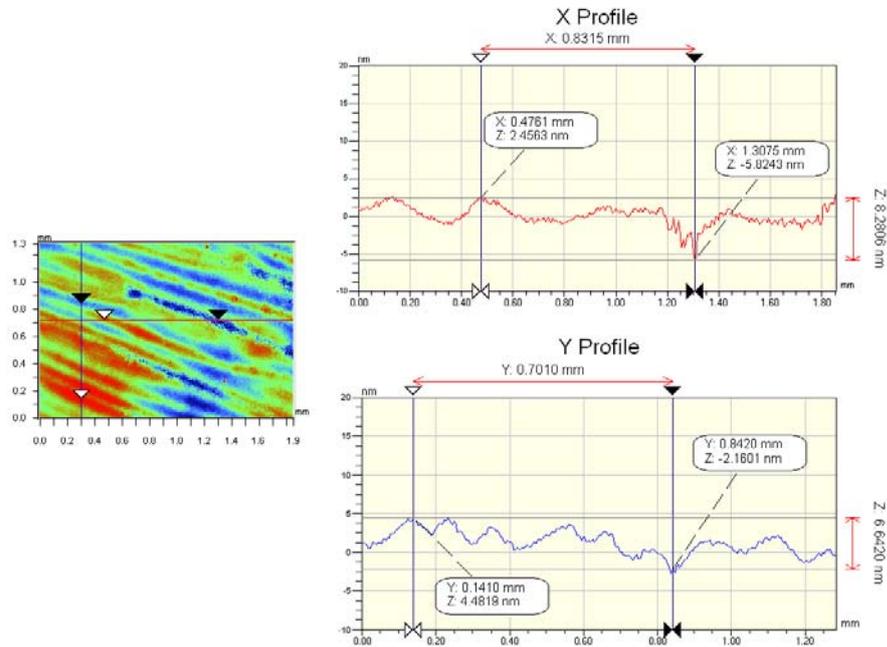


Figura 4.6: Depósito de solución a 1500 RPM durante 30 segundos de rotación.

4.1.2. Técnica de rayado

Como se mencionó anteriormente, para que las moléculas de CL sean sensibles al signo del campo de carga espacial, se necesita obtener una distribución con pre-inclinación en el dispositivo, esto se logra realizando el rubbing sobre la película de polímero. Por esta razón, una vez depositada la película uniforme sobre el SI-GaAs, se aplicó esta técnica previamente utilizada en otros trabajos de investigación.

En la figura 4.7 se muestra el equipo para llevar a cabo esta etapa. La muestra es colocada en la base del mecanismo y desplazada en la dirección de un rodillo colocado en la parte superior de la base, el cual está cubierto por una capa de terciopelo. Este se encarga de rayar la superficie de la película, el polímero es tallado en la dirección de rotación, mientras que la velocidad del rodillo es variada a través de un controlador

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

en un rango de 7 a 95 RPM. Para variar la distancia entre la base y el rodillo, se utilizan dos monturas con desplazamiento micrométrico, con esto se controla la fuerza del rayado.

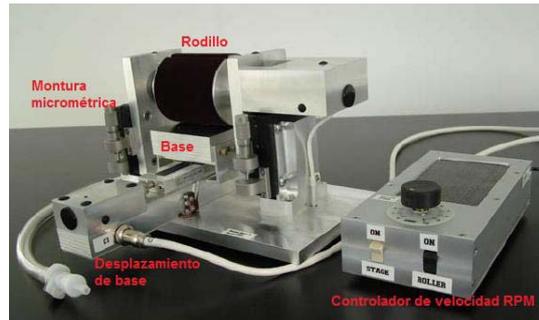


Figura 4.7: Máquina de rubbing de la compañía Beam Engineering for Advanced Measurements, modelo RM-4i-8.

Previo a realizar el tallado en las muestras, se encontró la dirección en la que el coeficiente electro-óptico es positivo para ambos sustratos de GaAs con respecto a los haces de incidencia, esto es muy importante ya que el signo de este parámetro determinará si el coeficiente de acoplamiento es positivo o negativo y por lo tanto, la dirección del intercambio de energía entre los haces. Esto se determinó mediante el arreglo experimental para mezcla de dos ondas, el cual se describe a detalle en la sección 4.2, buscando en que dirección de la muestras el coeficiente de acoplamiento era positivo. Basado en esto, se realizó el tallado en ambos sustratos en esta misma dirección.

La base se colocó a una distancia $590 \pm 5 \mu m$ (el grosor del sustrato de GaAs) para asegurar que el terciopelo apenas alcanzara a rayar la película delgada de polímero de 103 nm. El rubbing se realizó a una velocidad media de 20RPM, un valor previamente caracterizado.

4.1.3. Ensamble de celda

Una vez determinada la dirección de rubbing de los sustratos, se procedió a ensamblar la celda híbrida, en la figura 4.8 se muestran los pasos realizados. En la cara donde se encuentra la película del polímero de uno de los sustratos fueron colocados espaciadores, lo cuales determinan el grosor la película de cristal líquido. Posteriormente, en dirección anti- paralela del rayado se colocó el segundo sustrato sobre los espaciadores y el primer sustrato. El ensamble se realizó en esta dirección, con el propósito de obtener una distribución uniforme en toda la celda y también para aumentar el efecto flexoeléctrico el cual favorece al coeficiente de acoplamiento.

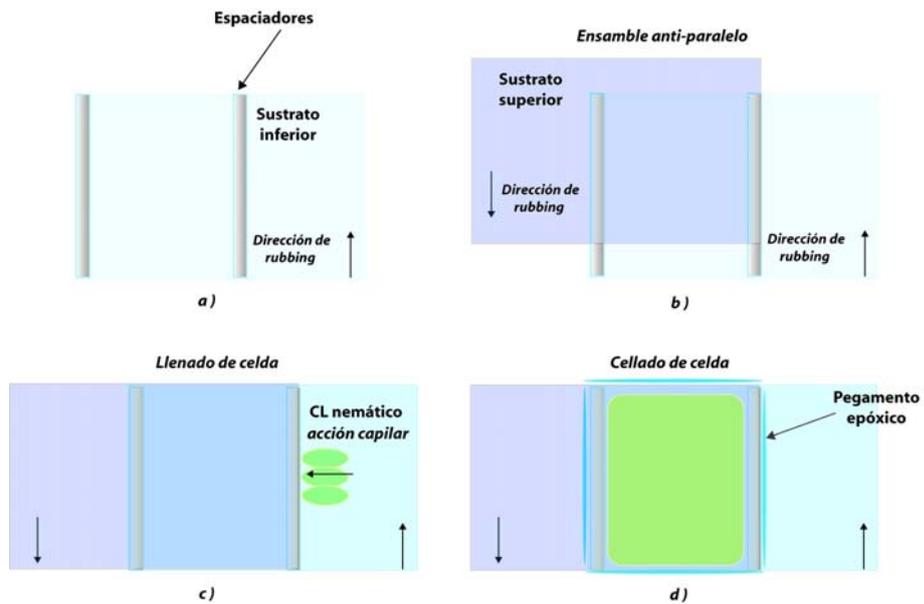


Figura 4.8: Ensamble de un dispositivo híbrido.

El llenado de la celda se realizó colocando una gota del CL nemático **LC5CB** (de la compañía Merck) en una de las orillas. Por capilaridad, el líquido es introducido por las paredes de la celda, la cual finalmente fué sellada con pegamento epóxico para evitar que el líquido se derrame.

4.2. Arreglo experimental para mezcla de dos ondas.

Debido a que se midió el coeficiente de acoplamiento con respecto al periodo de la rejilla, se montó un arreglo experimental de tal forma que el ángulo de incidencia de los dos haces que forman el patrón de interferencia pudiera ser variado a lo largo de las mediciones. A continuación se muestra un esquema, así como una imagen del arreglo montado.

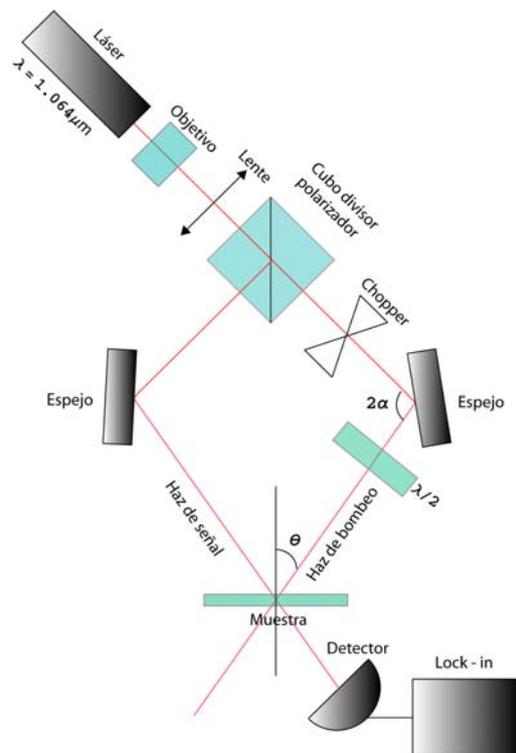


Figura 4.9: Esquema del montaje experimental para medir el coeficiente de acoplamiento.

Se utilizó un diodo láser de $1.064 \mu\text{m}$ modelo TECIRL-100G(World Star Tech), el cual es separado en dos mediante un cubo polarizador, este divide los componentes de

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

polarización s y p, reflejando s en el recubrimiento dieléctrico, mientras que permite la transmisión del componente p. Se utilizó este tipo de elemento debido a que se desconocía el estado de polarización del láser. Los dos haces provenientes del divisor, son reflejados a través de dos espejos para infrarrojo, los cuales están montados sobre bases rotatorias graduadas con pasos de dos grados con un giro total de 360° , esto con el propósito de cambiar el ángulo de incidencia de los haces sobre la muestra. El cubo divisor polarizador entrega el par de haces con polarizaciones cruzadas, por esta razón en uno de estos se colocó una placa retardadora $\lambda/2$ con el eje rápido a 45° , de tal manera que la polarización rote 90° y coincida con la del otro haz. A la salida del láser, se colocó un objetivo de 10x y antes del cubo divisor, se montó una lente para infrarrojo de 100mm de distancia focal para colimar el haz proveniente de láser (ver figura 4.9).



Figura 4.10: Fotografía del montaje experimental para mezcla de dos ondas.

En el haz de señal, después de pasar por la muestra, se montó el equipo de medición, el cual consta de un detector de potencia modelo DET110 (Thorlabs) que va conectado a la entrada de un amplificador lock-in modelo SR830DSP (Standford

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

Research Systems). Este instrumento tiene dos funciones principalmente, recuperar señales sepultadas en el ruido o alternativamente proveer medidas de muy alta resolución de señales relativamente limpias. Debido a que el lock-in otorga una señal DC proporcional a una señal AC de entrada, en el haz de bombeo se colocó un chopper con su respectivo controlador a una frecuencia de 84Hz, como se muestra en la figura 4.10. Se escogió este valor de frecuencia ya que la luz proveniente de los focos comunes oscila a 60 Hz, de esta manera se evitó que esta interfiriera en las mediciones. Para detectar la señal y eliminar el ruido, el amplificador requiere de una señal de referencia con la misma frecuencia, la cual se extrajo del controlador del chopper y se conectó al lock-in. En el apéndice A se describe el funcionamiento de este instrumento detalladamente.

Como se mencionó anteriormente, para medir el coeficiente de acoplamiento de forma experimental, primero se determinó la ganancia efectiva para diferentes ángulos de incidencia. Esta se define como la razón (de potencias o intensidades) del haz de señal con la presencia del haz de bombeo entre el haz de señal sin el haz de bombeo. Los ángulos de incidencia $\theta = 135 - 2\alpha$ (de acuerdo al arreglo experimental, figura 4.9) fueron variados desde 7 a 63 grados en pasos de 4 grados. Posteriormente se calculó el coeficiente de acoplamiento respecto al periodo de la rejilla mediante [2]:

$$\Gamma = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{P_s(L) \text{ con la presencia de } I_p}{P_s(L) \text{ sin la presencia de } I_p} \right) \quad (4.1)$$

donde L es el grosor de la muestra. Para obtener los periodos de la rejilla correspondientes al ángulo de incidencia se utilizó la relación $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$. Sabemos que la ecuación 4.1 se deriva al considerar un haz más fuerte que otro, por lo que se midió la potencia de los dos haces antes de entrar a la celda para asegurarnos que se pudiera tomar en cuenta esta aproximación. Para el haz de señal se detectó una potencia de $\sim 1mW$ y para el haz de bombeo fué de $\sim 9,5mW$, por lo que tenemos casi 10 veces un haz más potente que el otro, lo que es suficiente para considerar la ecuación 4.1.

4.3. Resultados para SI-GaAs

A continuación se muestran los resultados obtenidos únicamente en el GaAs, cuyo grosor es de $590 \pm 1 \mu m$. En la figura 4.11 se observan los valores obtenidos para el coeficiente de acoplamiento con respecto al periodo de la rejilla. Se puede notar que para un periodo de rejilla $\Lambda \simeq 0,93 \mu m$ se obtiene el máximo acoplamiento con un valor de $\Gamma \simeq 0,52 cm^{-1}$, es importante mencionar que este resultado está en concordancia con los resultados obtenidos anteriormente en [2] y [27]. A partir del valor $\Lambda \simeq 1,5 \mu m$ aproximadamente, el coeficiente de ganancia comienza a decaer de forma significativa proporcionalmente a $\frac{1}{\Lambda}$.

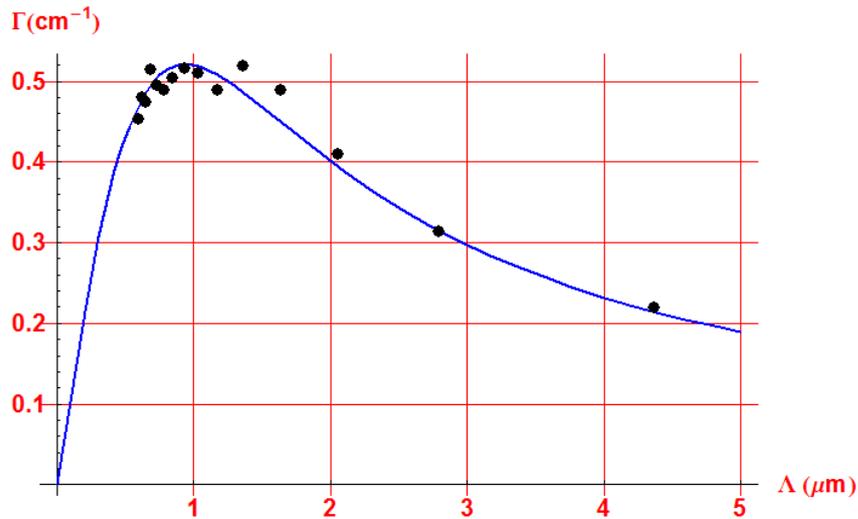


Figura 4.11: Gráfica de resultados experimentales del coeficiente de acoplamiento vs periodo de rejilla y ajuste para obtener el coeficiente electro-óptico con la curva teórica.

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

A partir de la longitud de Debye Λ_d (periodo de la rejilla donde se encuentra el máximo acoplamiento), se calculó la densidad de aceptores mediante la ecuación $\Lambda_d^2 = \frac{(2\pi)^2 \epsilon_s k_B T}{e^2 N_a}$ (encontrada en la sección 2.1), donde $\epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon_m$, siendo $\epsilon_m = 12,3$ la constante dieléctrica efectiva del GaAs. Tomando en cuenta una temperatura ambiente de 300K se obtuvo que:

$$N_a \simeq 8,2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$$

Una vez calculado este valor, se realizó el ajuste de los datos obtenidos experimentalmente mediante la curva teórica calculada con la ecuación 2.29, esto con el propósito de encontrar la magnitud del coeficiente de electro-óptico para el GaAs, además de comprobar y validar los resultados experimentales. El ajuste se efectuó en el programa Mathematica a través de la función FitFind, la cual encuentra valores numéricos de los parámetros que hacen que la expresión dé un mejor ajuste a los valores experimentales en función de variables. En este caso la expresión es la ecuación 2.29, la variable es el periodo de la rejilla y el parámetro a determinar es el coeficiente electro - óptico del SI-GaAs.

De la gráfica 4.11 se puede analizar que de forma global el ajuste realizado es adecuado, ya que los valores experimentales tienen un comportamiento cercano a la curva. Cuando el periodo de la rejilla Λ es pequeño, el campo de difusión E_d domina de acuerdo a la ecuación 2.22, el campo de carga espacial E_1 es proporcional a Λ y por lo tanto el coeficiente de acoplamiento también. Posteriormente, después de alcanzar el valor máximo, el campo de saturación E_q domina y Γ ahora decae en $\frac{1}{\Lambda}$. Específicamente, los puntos se ajustan mejor a partir del decaimiento en $\frac{1}{\Lambda}$, por otro lado, en la parte superior de la curva, existen variaciones importantes, sin embargo el valor máximo de acoplamiento coincide. A partir de este ajuste se encontró que el coeficiente electro-óptico para SI-GaAs a una longitud de onda $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ es:

$$r_{41} = 2,1 \text{pm/V}$$

De acuerdo a [28] el coeficiente electro-óptico para el GaAs a una $\lambda = 1,064\mu m$ es de $1.53pm/V$, por lo que el resultado obtenido es considerablemente satisfactorio. Finalmente, podemos notar que la ganancia en el GaAs es muy pequeña, con esto se confirma la necesidad de construir el dispositivo híbrido para aumentar la misma.

4.4. Resultados para híbridos.

Para el caso de los dispositivos híbridos la manera de obtener el coeficiente de acoplamiento es un poco diferente al caso anterior. Primero se midió la ganancia del dispositivo sin cristal líquido G_{aceite} de acuerdo a la ecuación 2.38. En lugar de la capa de CL, se depositó aceite de inmersión con el mismo índice de refracción ordinario ($n_o = 1,5$) para evitar efectos de reflexión en la celda. Posteriormente, se midió la ganancia del dispositivo sustituyendo el aceite por la capa de cristal líquido G_{LC} . A partir de esta información, se obtuvo el coeficiente de acoplamiento mediante [8]:

$$\Gamma = \frac{1}{L} \ln(G_{ef}) = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{G_{LC}}{G_{aceite}}\right) \quad (4.2)$$

La primera celda ensamblada tuvo un grosor final de $43\mu m \pm$. En la figura 4.12 se muestran las mediciones obtenidas tanto para el dispositivo con aceite como para el dispositivo con CL nemático. Se puede observar que el comportamiento es similar en ambos casos, lo que nos indica que los haces están siendo difractados de forma semejante. También es evidente, que al introducir el CL en la celda fotorrefractiva, hay un aumento significativo de la ganancia, el máximo valor para este caso se encuentra aproximadamente en $\Lambda = 1,3\mu m$.

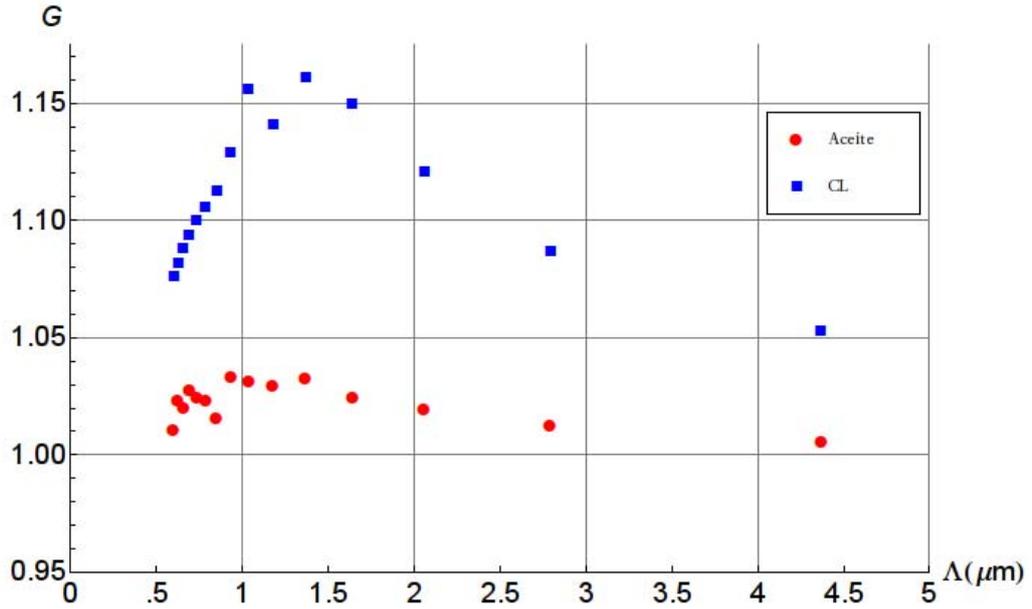


Figura 4.12: Ganancia de la celda con aceite de inmersión y con CL de un grosor de $43\mu\text{m}$.

Después de obtener las ganancias netas respectivas, se procedió a obtener la ganancia efectiva del dispositivo híbrido y posteriormente obtener el coeficiente de acoplamiento con la ecuación 4.2. En la figura 4.13 se puede observar que el valor máximo de acoplamiento que alcanza esta celda es de $\sim 27.4\text{cm}^{-1}$ en un periodo de $\Lambda \sim 1,3\mu\text{m}$. Si comparamos con los resultados obtenidos en el GaAs, se puede notar que el coeficiente de acoplamiento para el caso híbrido es aproximadamente 52 veces mayor que para el material fotorrefractivo puro. Además, se observa que hay un corrimiento del periodo de la rejilla, ya que para el GaAs el valor máximo se encuentra en $\Lambda = 0,927\mu\text{m}$ y a partir de este punto empieza el decaimiento del coeficiente, en cambio para el híbrido el punto máximo es en $\Lambda = 1,3\mu\text{m}$.

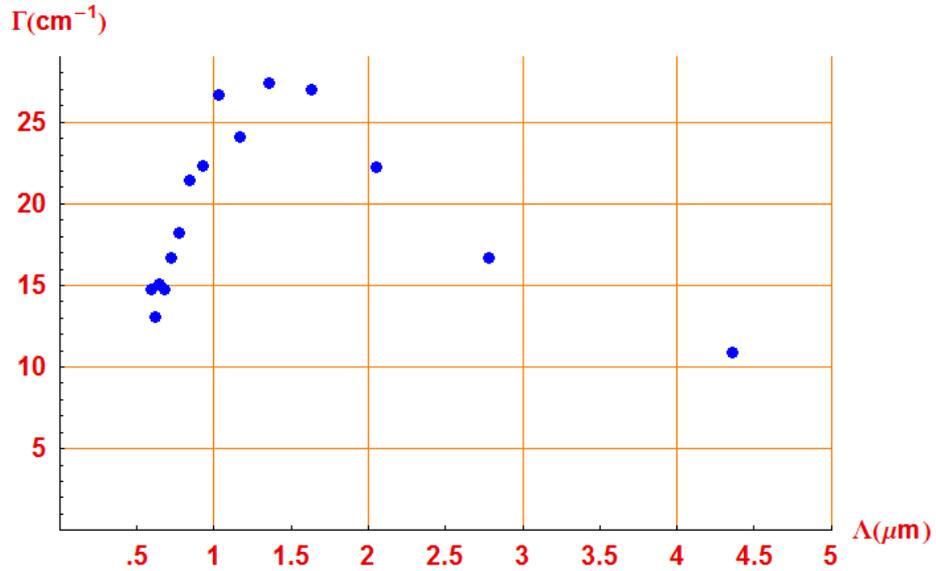


Figura 4.13: Coeficiente de acoplamiento para la celda híbrida de $43\mu\text{m}$.

Recordando del capítulo 2, en la figura 2.4 se graficó el campo de carga espacial para diferentes valores de la densidad de aceptores y se observó que conforme esta disminuye, existe un corrimiento hacia la derecha del valor máximo del campo en el periodo de la rejilla, además de que la amplitud disminuye significativamente. A partir de este conocimiento, se realizó el ajuste de los datos obtenidos para el material híbrido con un grosor de $43\mu\text{m}$ (ver figura 4.13) con la misma ecuación 2.29, que describe el coeficiente de acoplamiento únicamente para materiales fotorrefractivos puros.

De la figura 4.14 se puede observar que el ajuste para el caso anteriormente descrito no es adecuado. Podemos ver que los valores máximos coinciden, sin embargo la diferencia de amplitud es notable, además de que el decaimiento en el caso experimental es mucho más abrupto que el describe la curva teórica.

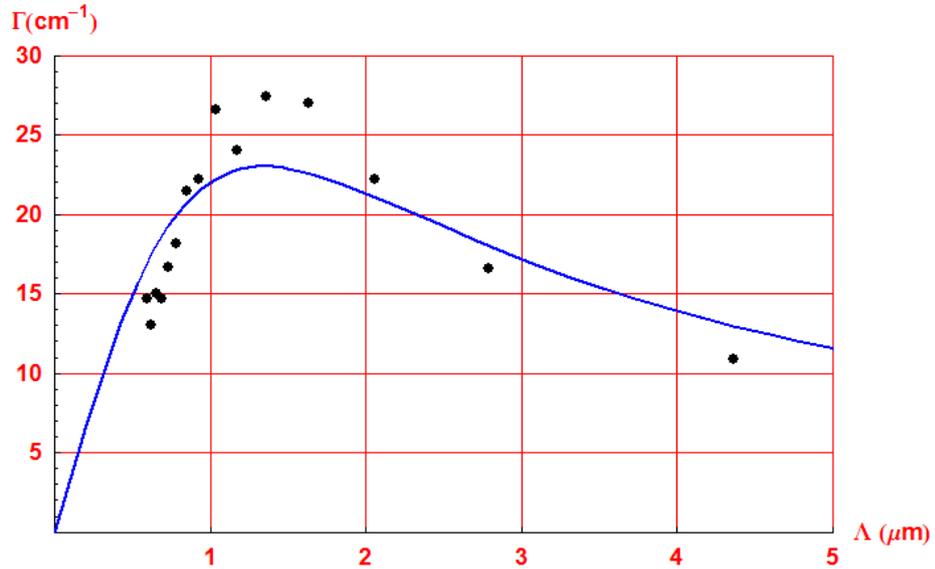


Figura 4.14: Ajuste de los datos experimentales para el dispositivo híbrido con un grosor de $43\mu\text{m}$.

Debido a lo anterior se puede decir que pensar en un aumento de densidad de aceptores N_A para explicar la ganancia en híbridos no es suficiente, existe algo más presente para que esto suceda. Con estos resultados podemos comprobar que la teoría desarrollada para la mezcla de dos ondas en materiales fotorrefractivos no es suficiente para explicar el comportamiento de los dispositivos híbridos y que las ecuaciones para describir el coeficiente de acoplamiento para estos casos son muy complejas como se mencionó en el capítulo anterior.

Es importante mencionar que se está observando el efecto global del dispositivo. Como se dijo en el capítulo 3, la magnitud del torque en las moléculas de cristal

líquido es menor conforme estas se alejan del GaAs, por lo tanto, si se quiere obtener el coeficiente de acoplamiento de una forma más precisa, sería conveniente dividir la capa de cristal líquido en capas más delgadas, de tal forma que se analice el comportamiento de Γ por partes a lo largo de todo el CL.

4.4.1. Variación del espesor del CL

Una vez medido el coeficiente de acoplamiento para la celda de $43\mu m$, se procedió a variar el espesor de la capa de CL para analizar su comportamiento. Debido a limitaciones de los materiales en el laboratorio y posteriormente de tiempo, únicamente fué posible estudiar celdas con dos grosores diferentes al anterior. Se midió la ganancia neta del cristal líquido para los dispositivos cuyo grosores finales fueron de $30\mu m$ y $83\mu m$.

En la figura 4.15 son comparados los valores de la ganancia del CL en las celdas de 30 y $83\mu m$ con la de $43\mu m$. Se escogió un valor mayor y otro menor de esta, con el propósito de analizar el comportamiento de estas con respecto al grosor de la capa de CL. Primero, en la figura 4.15 a) se puede observar que existe una disminución significativa de la ganancia al aumentar el grosor del dispositivo. Para el caso de $43\mu m$ el valor máximo es $G_{CL} = 1,161$, en cambio para la celda de $83\mu m$ tenemos que $G_{CL} = 1,067$.

En la figura 4.15 b) se muestran los resultados para el caso contrario, es decir, el comportamiento de la ganancia neta al disminuir el grosor de la capa de CL. Debido a que solo existe una diferencia de $13\mu m$ entre ambas celdas, se observa que el aumento en la ganancia neta es pequeño (1.02 veces), sin embargo, si se obtiene el coeficiente de acoplamiento (ec. 2.29) debido a que tiene un comportamiento logarítmico, los valores aumentarían significativamente.

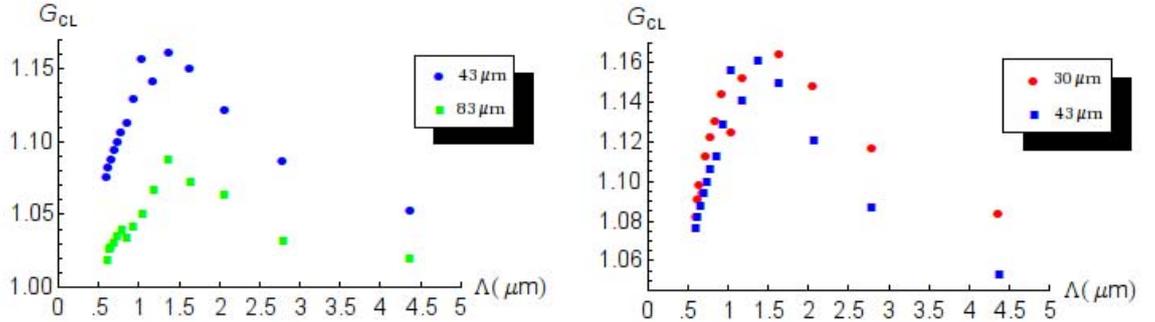


Figura 4.15: a) Comparación de la ganancia neta para $43 \mu\text{m}$ y $83 \mu\text{m}$. b) Comparación de la ganancia neta para $43 \mu\text{m}$ y $30 \mu\text{m}$.

Con los resultados anteriores se puede notar que conforme el grosor de la película de cristal líquido aumenta, la ganancia es más débil. Este comportamiento ha sido atribuido al efecto flexoeléctrico en [8], el cual genera una polarización de las moléculas nemáticas, debido a la deformación del director. El ángulo de pre-inclinación en las moléculas genera el efecto flexoeléctrico, este es incrementado al disminuir el grosor de la celda y en consecuencia la ganancia neta del dispositivo aumenta. Además, las moléculas, entre más distanciadas se encuentren del sustrato, son más difíciles de alinear, ya que el campo evanescente decae rápidamente conforme se aleja del GaAs.

En la figura 4.16 vemos los valores medidos para los tres diferentes grosores. Si al disminuir el grosor de la celda, la ganancia neta aumenta, es evidente que el coeficiente de acoplamiento también tenga un aumento significativo.

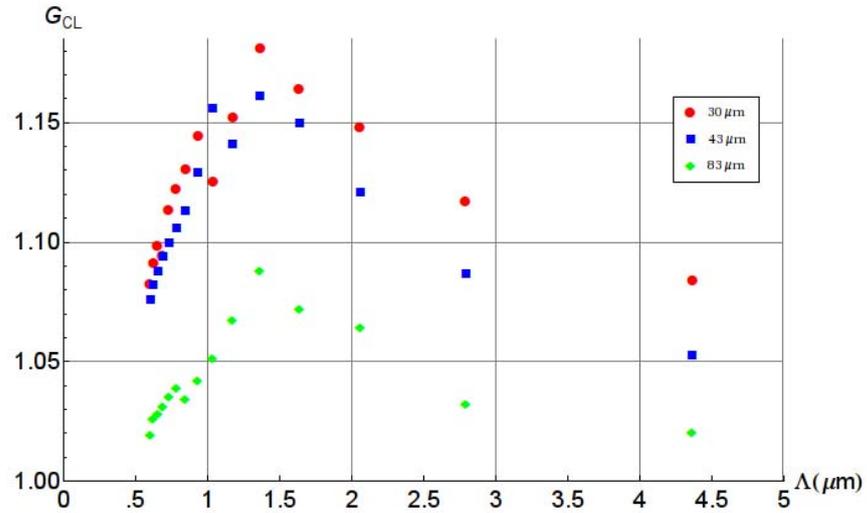


Figura 4.16: Ganancia neta para diferentes grosores de la película de CL.

4.5. Mediciones de pre-inclinación

Para medir el ángulo de pre-inclinación generado mediante la técnica de fabricación anteriormente desarrollada, se midió la transmitancia de las celdas entre polarizadores cruzados para diferentes ángulos de incidencia. Debido a la falta de polarizadores que operen en longitudes de infrarrojo cercano, estas mediciones se realizaron en celdas estándar de vidrio y CL nemático. A pesar de no obtener el valor del ángulo de pre-inclinación para las celdas híbridas, nos da una idea de lo que se puede obtener mediante la técnica de fabricación realizada, además que sirve como referencia para futuros trabajos en los que se quiera implementar un experimento para medir la magnitud del ángulo de pre-inclinación.

En la figura 4.17 se muestra el esquema del arreglo que se utilizó para medir el ángulo de pre-inclinación. La muestra fue colocada entre polarizadores cruzados

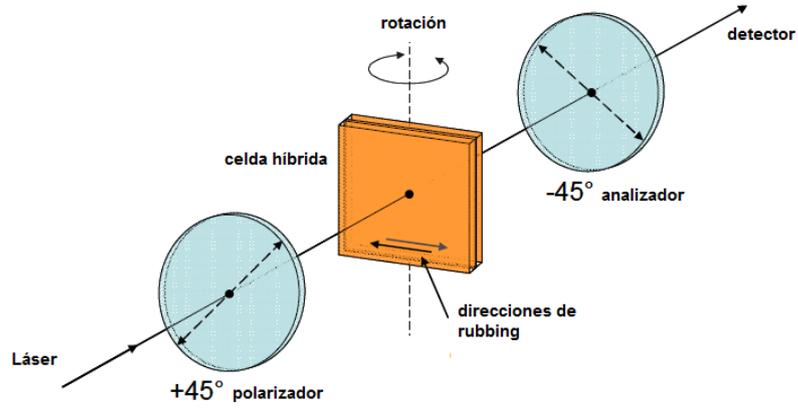


Figura 4.17: Arreglo experimental para medir el ángulo de pre-inclinación en la celda de cristal líquido [30].

a 45° y -45° respectivamente, a la cual se le hizo incidir un haz láser de He-Ne a $\lambda = 633nm$. La celda se montó sobre una base rotatoria y se midió la transmitancia de ésta para diferentes ángulos de rotación, lo que es equivalente a cambiar el ángulo de incidencia del láser.

Las mediciones de transmitancia se obtuvieron para ángulos con pasos de 3° . Posteriormente, se realizó el ajuste de estos valores con la ecuación de la transmitancia, la cual de forma general se obtiene mediante el análisis del comportamiento de las ondas de polarización paralela p y perpendicular s , a través de las diferentes interfaces de la celda. Se considera la aproximación de birrefringencia pequeña y se utiliza el método de matrices dinámicas cuyos elementos son los coeficientes de transmisión de fresnel para medios anisotrópicos [29]. En el apéndice B se muestra detalladamente como es obtenida la transmitancia, la cual está dada por:

$$T = \frac{1}{4} [T_s^2 T_p^2 - 2T_s T_p \cos(2\Delta\varphi_{vidrio} + \Delta\varphi_{CL})] \quad (4.3)$$

donde T_s y T_p son los coeficientes de transmisión de Fresnel finales al salir de la

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

celda, además de que $\Delta\varphi_{vidrio}$ y $\Delta\varphi_{CL}$ son los cambios de fase del vidrio y del cristal líquido en la celda respectivamente. El cambio de fase en el CL está dado por:

$$\Delta\varphi_{CL} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[f(\theta, \theta_p) - n_o \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{n_o^2}} d \right] \quad (4.4)$$

donde $f(\theta, \theta_p)$ es una función en donde está contenido el ángulo de pre-inclinación θ_p , además de el índice de refracción extraordinario n_e y el ángulo de incidencia del láser. Mediante el ajuste de la función de transmitancia (ec. 4.3) con los valores experimentales se obtuvo el ángulo de pre-inclinación y también el grosor de la capa de CL. Para realizar el ajuste se utilizó un programa que fue desarrollado previamente por el grupo de T. Galstian, el cual encuentra la mejor curva ajustada a los datos experimentales después de varias iteraciones, mostrando los resultados a través de una interfaz gráfica realizada en el programa LabVIEW.

Se realizaron las medidas de transmitancia para celdas con valor aproximado de $50\mu m$. En la figura 4.18 se muestra el ángulo de pre-inclinación para tres diferentes partes de la celda (superior, media e inferior). En los tres casos podemos observar que el ángulo de pre-inclinación se encuentra entre un valor de 5° a 6° aproximadamente, esto nos indica que la distribución a lo largo de la celda es considerablemente uniforme. También podemos observar que la curva de la transmitancia en los tres casos tiene un corrimiento hacia la derecha, es decir en lugar de ser simétrica a partir del origen para ángulos positivos y negativos, la simetría empieza a partir de $\sim +20^\circ$. Esto nos indica que existe un ángulo de pre-inclinación, el cual es proporcional al corrimiento de la transmitancia (la relación matemática entre estos se encuentra en el apéndice B. Por lo tanto, cuando no existe un ángulo de pre-inclinación $\theta_p = 0$, la curva de transmitancia está centrada en el origen.

La pre-inclinación obtenida para estas celdas estandar es relativamente pequeño, sin embargo en [30] se han reportado ángulos de 12° bajo una técnica de fabricación

Capítulo 4. Resultados del coeficiente de acoplamiento en híbridos

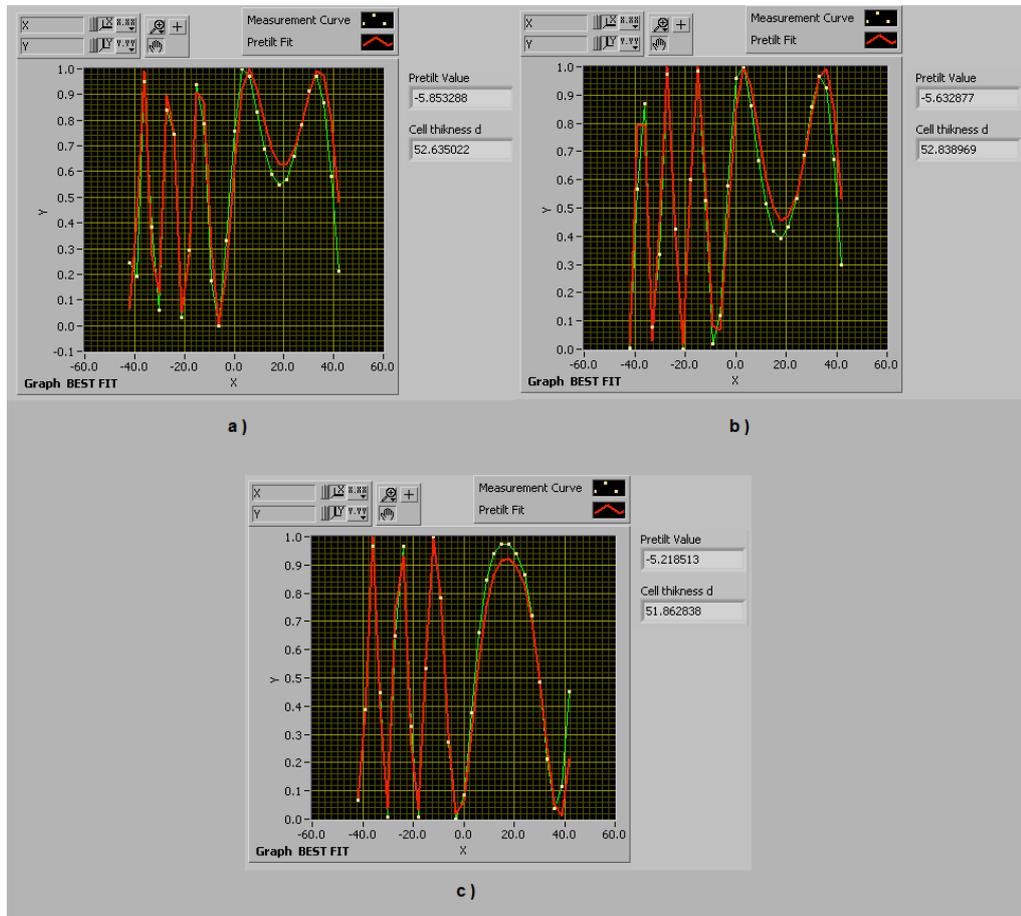


Figura 4.18: a) Medición de θ_p en la parte superior de la celda. b) Medición de θ_p en la parte media. c) Medición de θ_p en la parte inferior.

muy similar para dispositivos de Ce:SBN y CL nemático. Esto lo atribuyen a la interacción del SBN con la película de polímero. Lo anterior, nos indica que mediante la técnica de rayado en celdas de vidrio con CL, no se pueden obtener ángulos de pre-inclinación mucho mayores a los obtenidos en este trabajo de tesis. Sin embargo, es probable que en las celdas híbridas de GaAs, se obtengan valores de pre-inclinación mayores.

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo a futuro

A partir de los resultados descritos en el capítulo 4 de este trabajo, de forma general se puede concluir que la utilización de dispositivos híbridos como recurso para aumentar el coeficiente de acoplamiento es favorable. Como se ha mencionado anteriormente, el GaAs tiene un coeficiente de acoplamiento muy bajo, sin embargo al introducir el componente orgánico (CL) para formar el dispositivo, el coeficiente tuvo un aumento significativo, con lo cual se abre la posibilidad de utilizar estos en aplicaciones para sistemas de comunicaciones ópticas, las cuales son muy importantes hoy en día. Otra razón relevante por la que esta aplicación es viable, se debe a que el tiempo de respuesta del GaAs es muy rápido ($28\mu s$).

El proceso de fabricación para el desempeño del dispositivo híbrido es muy importante. Primero se puede afirmar que es posible obtener una película de polímero considerablemente uniforme usando la técnica de spin coating con una velocidad de rotación de 1500RPM durante 10 segundos para una concentración de 2.5% de Elvamide. Bajo estas condiciones se produjo una película delgada con un valor aproximado de 103nm aproximadamente con variaciones del 5%.

Usando la técnica de rayado se generó un ángulo de pre-inclinación en la celda de

Capítulo 5. Conclusiones y trabajo a futuro

vidrio cercano a 6 grados. Además, a través de la técnica de ensamble, utilizada en esta investigación, se obtuvo un grosor de la capa de cristal líquido en toda la celda de $\sim 53\mu m$. Con esto se puede concluir que el proceso de fabricación utilizado es considerablemente efectivo, ya que se generan ángulos de pre-inclinación necesarios en la mezcla de dos ondas y por otra parte se obtiene una capa uniforme de CL, con lo cual se alcanzan aproximadamente los mismos valores de coeficiente de acoplamiento a lo largo de todo el dispositivo. Sin embargo aún falta caracterizar la etapa de rayado en el polímero para saber si se pueden obtener ángulos de pre-inclinación mayores a partir de esto.

En cuanto a la caracterización de las muestras, se obtuvieron los valores del coeficiente electro-óptico de $2.2pm/V$ y una densidad de aceptores N_A de $8,2 \times 10^{14}cm^{-3}$ para SI-GaAs mediante el ajuste de los valores experimentales y la ecuación del coeficiente de acoplamiento en materiales fotorrefractivos. Los valores reportados anteriormente de estos parámetros son muy cercanos a los obtenidos en este trabajo de tesis. Los resultados medidos experimentalmente para el coeficiente de acoplamiento, están en concordancia con los adquiridos en otros trabajos de investigación. De acuerdo a lo anterior, se puede argumentar que el experimento montado fué adecuado para la mezcla de dos ondas, ya que el ajuste a partir de lo que describe la teoría fué considerablemente aceptable.

En el dispositivo híbrido de $\sim 43\mu m$ (grosor de la capa de CL), se encontró un coeficiente de acoplamiento máximo de $27.4cm^{-1}$ para un periodo de rejilla de $\sim 1.3\mu m$, el cual es 52 veces mayor que para el GaAs puro. Con lo anterior, se puede resaltar que se obtuvieron valores hasta 3 veces mayor que los alcanzados en trabajos anteriores mediante el método de rejillas dinámicas. Además se observó que existe un corrimiento en el periodo, ya que para el caso de la muestra de solo GaAs el valor máximo se encontró en $\sim 0.93\mu m$, se realizó un ajuste mediante el cual se concluyó que la teoría para materiales fotorrefractivos no es suficiente para describir a los

Capítulo 5. Conclusiones y trabajo a futuro

dispositivos híbridos.

Al variar el grosor de la película de cristal líquido se encontró que para valores menores de esta, la ganancia neta del dispositivo aumenta. Gracias a lo anterior, se comprobó que el efecto flexoeléctrico, generado al tener una pre inclinación en la moléculas, es mayor al disminuir la capa de CL, esto se traduce en coeficientes de acoplamiento mayores.

En cuanto a las conclusiones, finalmente se puede decir que los dispositivos híbridos son una opción interesante, ya que combinan ventajas de semiconductores y cristales líquidos. Por una parte el CL tiene la capacidad de generar coeficientes de acoplamiento muy altos, sin embargo es inestable debido a su régimen de operación. Al acoplarlo con el semiconductor se obtienen todas las ventajas de un material fotorrefractivo, como su operación en el régimen de Bragg, además de un tiempo de respuesta rápido.

En cuanto a trabajo a futuro existen muchas cosas por desarrollar. Primero, es necesario obtener los valores de pre-inclinación que se generan en la celda híbrida mediante la técnica de fabricación aquí descrita. Además es importante variar la profundidad de rayado en el polímero para saber si es posible aumentar de manera significativa los ángulo de pre-inclinación. Por otra parte es conveniente reducir aún más las capa de CL, para saber hasta donde es posible aumentar el coeficiente de acoplamiento.

El desarrollo de un modelo teórico para analizar la ganancia en dispositivos híbridos es un trabajo a futuro muy importante, ya que, cómo se mencionó anteriormente la teoría desarrollada para fotorrefractivos no es suficiente. En este nuevo modelo, sería importante dividir el cristal líquido en capas más delgadas, de tal forma que se estudie el comportamiento del campo de carga espacial en cada una de éstas y por lo tanto obtener un coeficiente de acoplamiento mucho más preciso.

Capítulo 5. Conclusiones y trabajo a futuro

Una vez optimizado el dispositivo híbrido se podría utilizar como elemento para diversas aplicaciones. Entre ellas, por ejemplo, existe la posibilidad de realizar ampliación de imágenes mediante la mezcla de dos ondas, así como conjugación de fase para corregir distorsiones de fase, así como aberraciones. Algo muy importante por lo que estos dispositivos pueden ser utilizados para sistemas de comunicaciones ópticas es el tiempo de respuesta del GaAs, el cual es mucho mas rápido que el tiempo de reorientación del CL, por lo que sería interesante estudiar la dinámica del coeficiente de acoplamiento.

Apéndice A

Técnica de lock-in

Como se mencionó en el capítulo 4, para tomar las mediciones del coeficiente de acoplamiento se hizo uso de un amplificador lock-in. A continuación se explica de forma breve su funcionamiento, así como los tipos de mediciones que se obtienen a partir de este.

La técnica de lock-in se utiliza para detectar y medir señales ac muy pequeñas, inclusive señales que tienen un ruido mucho mayor que la misma. Estos amplificadores tienen una sensibilidad de hasta un orden de nV [31].

Para lograr utilizar esta técnica, se requiere que el experimento sea excitado a una frecuencia fija en la zona relativamente baja del espectro de ruido. Este dispositivo detecta la respuesta de lo que se está midiendo a la frecuencia de excitación en un ancho de banda muy angosto. A grandes rasgos, un lock-in es un filtro con un ancho de banda cualquiera, el cual es sintonizado a la frecuencia de la señal.

En la figura A.1 se muestra la estructura interna del lock-in. El dispositivo requiere de una señal de referencia, la cual debe de ser igual a la señal que es de interés analizar. Esta señal puede ser generada internamente en el dispositivo, o se puede

Apéndice A. Técnica de lock-in

introducir externamente a través de una entrada específica. La referencia es introducida a un PLL¹ (por sus siglas en inglés) el cual se encarga de rastrear la señal e inducirle un corrimiento de fase. Entonces, la señal de referencia está dada por:

$$A_r = a \cos(w_r + \phi) \quad (\text{A.1})$$

,donde w_r es la frecuencia de referencia y ϕ es la fase agregada por el PLL.

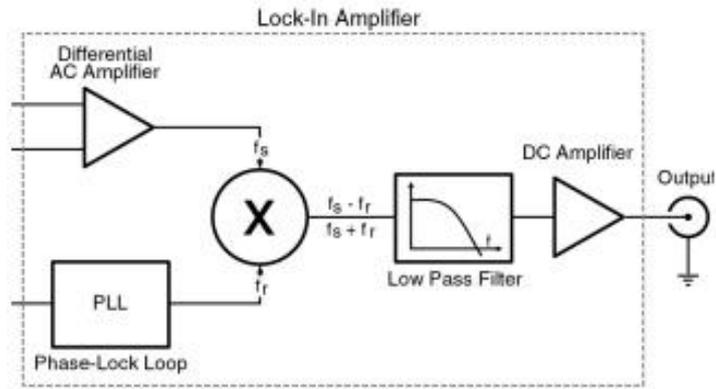


Figura A.1: Estructura interna de un amplificador lock-in [32].

Por otro lado, la señal a estudiar es incrementada a través de un amplificador diferencial acoplado de ac. Posteriormente, esta es multiplicada por la señal proveniente del PLL mediante un PSD²(por sus siglas en inglés), esta multiplicación proporciona un corrimiento a cada componente de frecuencia de la señal de entrada w_s por la frecuencia de referencia w_r . La salida que provee el PSD está dada por:

$$V = a \cos(w_r t + \phi) b \cos(w_s t) = \frac{ab}{2} \cos[(w_r + w_s) + \phi] + \frac{ab}{2} \cos[(w_r - w_s) + \phi]$$

¹PLL. Phase- Lock Loop

²PSD. Phase Sensitive Detector.

(A.2)

El término de V donde las frecuencias son sumadas es atenuado mediante un filtro pasa bajas, el cual tiene un ancho de banda muy angosto. En consecuencia, únicamente se tiene el segundo término de la ecuación A.2: $V = \frac{ab}{2} \cos[\phi]$, debido a que $w_s = w_r$. Finalmente este término es aumentado a través de un amplificador dc, por lo que se tiene una señal directa proporcional a la señal ac de entrada. En la pantalla del instrumento es desplagada la fase ϕ y la amplitud $\frac{ab}{2}$ amplificada.

Las aplicaciones que tiene esta técnica de medición son variadas, entre ellas se encuentra la detección de luz a bajos niveles de energía. También, en el área de electrónica, se utiliza para hacer pruebas tipo C-V en semiconductores.

Apéndice B

Obtención del ángulo de pre-inclinación

Como se mencionó en el capítulo 4, el ángulo de pre-inclinación se obtiene a partir de un ajuste entre las mediciones de transmitancia de la celda, respecto al ángulo de incidencia y la ecuación que la describe. En este apéndice, se explica como se adquirió esta ecuación a partir de los coeficientes de transmisión de Fresnel.

Al pasar por el polarizador colocado a 45° , la luz se descompone en un componente p (perpendicular) y en un componente s (paralelo), como se muestra en la figura B.1. A partir de esto, lo que se quiere encontrar son las componentes de campo transmitidas por el analizador. Para encontrar estos valores, se utiliza el método extendido de Jones desarrollado por Yeh en [29], donde las reflexiones internas son ignoradas, debido a que su valor es muy pequeño comparado con la transmisión. Por otra parte, en este procedimiento se utiliza la aproximación de birrefringencia pequeña $|n_e - n_o| \ll n_e$, por lo que las ondas s y p mantienen su estado de polarización al ser transmitidas en una interface. En otras palabras, los coeficientes de Fresnel pueden ser aproximados a los que se utilizan para medios isotrópicos.

Apéndice B. Obtención del ángulo de pre-inclinación

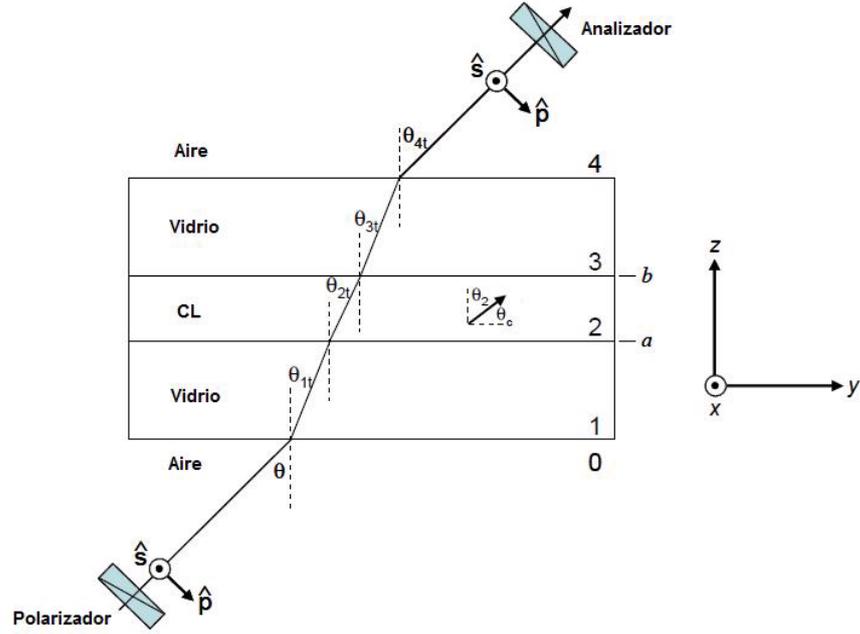


Figura B.1: Diagrama de propagación de la luz a través de las diferentes capas de la celda [30].

De acuerdo a lo anterior, tenemos un sistema matricial de la forma [30]:

$$\begin{pmatrix} E'_s \\ E'_p \end{pmatrix} = P_A \prod_{j=1}^3 C_{sal} P C_{ent} \begin{pmatrix} E_s \\ E_p \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

donde P_A es la matriz de propagación en el analizador, P es la matriz de propagación para los medios correspondientes a la celda (vidrio, CL y vidrio), E_p y E_s son las amplitudes de las ondas paralela y perpendicular respectivamente, C_{ent} y C_{sal} se les llama matrices dinámicas, las cuales están constituidas por los coeficientes de fresnel de transmisión del sistema.

Apéndice B. Obtención del ángulo de pre-inclinación

La matriz de propagación de analizador se puede escribir como:

$$P_A = \begin{pmatrix} \cos^2 \psi & \cos \psi \sin \psi \\ \cos \psi \sin \psi & \sin^2 \psi \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

donde ψ según el montaje experimental es igual a -45° . Por otro lado la matriz de propagación en el CL (de acuerdo a la ecuación y la figura B.1, P para $j = 2$), tiene un grado mayor de complejidad debido a su anisotropía, en comparación con las interfaz de vidrio, cuya matriz es una simplificación de la anterior. Entonces tenemos que P para el CL es:

$$P = \begin{pmatrix} \exp(k_{oz}d_{CL}) & 0 \\ 0 & \exp(k_{ez}d_{CL}) \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

donde, de acuerdo a la figura B.1, se ha considerado que la onda se propaga únicamente por z . De la ecuación B.3 tenemos que d_{CL} es el grosor de la celda. Además:

$$k_{oz} = \frac{2\pi}{\lambda} n_o \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{n_o^2}} \quad (\text{B.4})$$

$$k_{ez} = \frac{2\pi}{\lambda} f(\theta, \theta_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (\text{B.5})$$

donde θ es el ángulo de incidencia y f es una función que incluye θ_2 , el ángulo transmitido en la capa de cristal líquido. De acuerdo a la figura B.1, se puede notar que $\theta_2 = 90^\circ - \theta_c$, donde θ_c es el ángulo de pre-inclinación de las moléculas que se desea encontrar. La función f es la solución a una ecuación cuadrática y está dada por:

Apéndice B. Obtención del ángulo de pre-inclinación

$$f(\theta, \theta_2) = \frac{b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (\text{B.6})$$

Los términos de la función f están dados por:

$$a = \frac{\cos^2 \theta_c}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \theta_c}{n_o^2} \quad (\text{B.7})$$

$$b = \sin \theta \sin(-2\theta_c) \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) \quad (\text{B.8})$$

$$c = \sin^2 \theta \left[\frac{\cos^2 \theta_c}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta_c}{n_e^2} \right] - 1 \quad (\text{B.9})$$

donde n_e es el índice de refracción extraordinario del CL. Una vez resuelto el sistema matricial, se puede encontrar la transmitancia T de la celda, entonces tenemos que:

$$T = \frac{|E'_s|^2 + |E'_p|^2}{|E_s|^2 + |E_p|^2} \quad (\text{B.10})$$

De acuerdo a todas las consideraciones y aproximaciones descritas anteriormente, la transmitancia puede ser escrita como:

$$T = \frac{1}{4} [\tau_s^2 + \tau_p^2 - 2\tau_s\tau_p \cos(2\Delta\phi_{vid} + \Delta\phi_{LC})] \quad (\text{B.11})$$

donde $\tau_s = t_s(\text{aire} - \text{vidrio})t_s(\text{vidrio} - \text{CL})t_s(\text{CL} - \text{vidrio})t_s(\text{vidrio} - \text{aire})$, es el coeficiente de transmisión de Fresnel final de la onda perpendicular, lo mismo que

Apéndice B. Obtención del ángulo de pre-inclinación

para el caso paralelo τ_p . Además $\Delta\phi_{vid}$ y $\Delta\phi_{LC}$, son las fases que adquiere la onda al propagarse por el vidrio y el cristal líquido respectivamente. Estas están dadas por:

$$\Delta\phi_{vid} = \frac{2\pi}{\lambda} n_v \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{n_v^2}} d_v \quad (\text{B.12})$$

$$\Delta\phi_{LC} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{2\pi}{\lambda} f(\theta, \theta_2) - \frac{2\pi}{\lambda} n_o \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{n_o^2}} \right] d_{CL} \quad (\text{B.13})$$

donde n_v es el índice de refracción del vidrio y d_v es el grosor de las capas de vidrio.

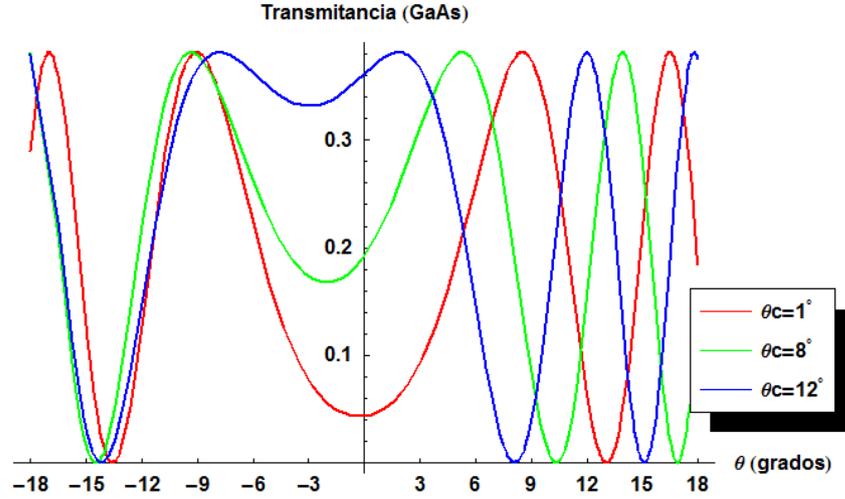


Figura B.2: Transmitancia de la celda híbrida para diferentes valores de pre-inclinación

Apéndice B. Obtención del ángulo de pre-inclinación

Con todo lo anterior, a partir de la ecuación B.10 se puede realizar el ajuste de los valores experimentales con esta ecuación.

En la figura B.2 se muestran las curvas de transmitancia con respecto al ángulo de incidencia para diferentes valores de pre-inclinación en el dispositivo híbrido de SI-GaAs y cristal líquido nemático.

Para un valor de pre-inclinación igual a 12 grados, la transmitancia tiene un corrimiento de aproximadamente 3 grados a la izquierda, mientras que para valores menores de pre-inclinación el desplazamiento de la curva es menor. Se puede advertir que el corrimiento en los valores de transmitancia es proporcional al ángulo de pre-inclinación que se obtiene en la celda híbrida, como se mencionó en la sección 4.5.

Es importante indicar que para valores de θ_c negativos, el corrimiento en la transmitancia es de lado positivo de los grados; que θ_c sea negativo únicamente indica la posición de la celda con respecto a la polarización del haz de incidencia.

Bibliografía

- [1] Yeh Pochi. *Introduction to photorefractive nonlinear*. John Wiley & Sons, Inc. Interscience Publication, U.S.A., 1993.
- [2] M. B. Klein. *Beam coupling in undoped GaAs at 1.06 μm using the photorefractive effect*, *Optics Letters* Optics Letters (9) 1984.
- [3] S. Bian and J. Frejlich. *Photorefractive response time measurement in GaAs crystals by phase modulation in TWM*, *Optics Letters* (19) 1994.
- [4] G. Cook *et al.* *Substrate induced pre-inclinación in hybrid liquid crystal/inorganic photorefractives*. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* (453) 2006.
- [5] K. Walsh *et al.* *Influence of polarization state and absorption gratings on photorefractive twm in GaAs*. *Optics Letters* (12) 1987.
- [6] B. Imbert *et al.* *High photorefractive gain two-beam coupling with moving fringes in GaAs:Cr crystals*. *Optics Letters* (13) 1988.
- [7] M J Deer *et al.* *Characterization of an inorganic photorefractive liquid crystal hybrid cell*. *J. Phys. D. Appl. Phys* 39 (2006).
- [8] D.R. Evans and G. Cook. *Bragg-matched photorefractive two-beam coupling in organic-inorganic hybrids*. *JNOPM* (16) 2007.

Bibliografia

- [9] G. D. Boyd and A. Ashkin. *Theory of Parametric Oscillator Threshold with Single-Mode Optical Masers and Observation of Amplification in LiNbO₃*. Phys. Rev (146) 1966.
- [10] Kukhtarev *et al.* *Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification*. Ferroelectrics (22), 1979.
- [11] L. Solymar *et al.* *The physics and applications of photorefractive materials*. Oxford University Press, New York 1996.
- [12] Peter Günter and J. P. Huignard. *Photorefractive Materials and Their Applications 1. Basic Effects*. Springer 2006, U.S.A.
- [13] J. Frejlich. *Photorefractive materials: fundamental concepts, holographic recording and materials characterization*. John Wiley & Sons. Inc, 2007.
- [14] E. A. Saleh. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons. Inc, 1991.
- [15] Pochi Yeh and Claire Gu. *Photorefractive materials, effects and applications*. C.R.O.S.T (CR48) 1993, California.
- [16] David D. Nolte. *Photorefractive effects and materials*. Kluwer Academic Publishers, U.S.A., 1995.
- [17] Jonathan Fernsler. <http://atom.physics.calpoly.edu/~jfernslr/Research/Liquid%20Crystals/LCResearch.html>. CAL POLY Physics Department.
- [18] Iam-Choon Khoo. *Liquid crystals physical properties and nonlinear optical phenomena*. John Wiley & Sons. Inc, 1995.
- [19] Chris Desimpel. <http://trappist.elis.ugent.be/elisgroups/lcd/lc/lc2.php>. Universiteit Kent, Liquid crystals & photonics Group, 2006.
- [20] F. C. Frank. *Discussions*. Faraday Soc. (19) 1958.

Bibliografía

- [21] Iam-Choon Khoo. *Nonlinear optics of liquid crystalline materials*. ELSEVIER Physics Report. (471) 2009.
- [22] Peter J. Collings. *Liquid crystal displays*. Am. J. Phys. (11) 1995.
- [23] Thomas Moses and Brian Jensen. *The Fréedericksz transition in liquid crystals*. Am. J. Phys (66) 1998.
- [24] D.C. Jones and G. Cook. *Theory of beam coupling in a hybrid photorefractive-liquid crystal cell*. Optics communications (232) 2004.
- [25] DuPont Engineering Polymers. *Thread Bonding Guide*. Rev. Agosto 1995.
- [26] G. Cook *et al.* *Nanoparticle dope organic - inorganic hybrid photorefractives*. Optics express (16) 2008.
- [27] A. Partovi and Elsa Garmire. *Photorefractive characterization of deep level compensation in semi-insulating GaAs*. App. Phys. Lett. (55) 1989.
- [28] A. Partovi and Elsa Garmire. *Band- edge photorefractivity in semiconductors: theory and experiment*. J. Appl. Phys. (69) 1991.
- [29] Claire Gu and Pochi Yeh. *Extended Jones matrix metho. II*. J. Opt. Soc. Am (10) 1993.
- [30] Richard L. Sutherland *et al.* *Determination of a large nematic pre-inclinación in liquid crystal cells with mechanically rubbed photorefractive Ce:SBN windows*. Optics express (12) 2006.
- [31] PerkinElmer instruments. *What is a lock-in Amplifier*. Technical note TN100 2000
- [32] Standford Research Systems. *Manual operation of SR510*, 1985.