



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CRISTALES FOTÓNICOS DE BAJO CONTRASTE
INMERSOS EN SU-8

T E S I S

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

PRESENTA:

DANIEL MICHELL PÉREZ RUIZ

TUTOR:

DR. AMADO MANUEL VELÁZQUEZ BENÍTEZ

Ciudad Universitaria, CD. MX.

2022





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

1. Datos del alumno

Pérez
Ruiz
Daniel Michell
5558183953
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
313165816

2. Datos del tutor

Dr
Amado Manuel
Velázquez
Benítez

3. Datos del sinodal 1

Dr
Neil Charles
Bruce
Davidson

4. Datos del sinodal 2

Dr
Alejandro
Reyes
Coronado

5. Datos del sinodal 3

Dr
Naser
Qureshi

6. Datos del sinodal 4

Dr
César
Leonardo
Ordóñez
Romero

7. Datos del trabajo escrito

Cristales Fotónicos de Bajo Contraste Inmersos en SU-8
93
2022

A mi familia, mis amigos, tutores, profesores y a la gente que siempre me ha acompañado, pero sobre todo a mi gran amigo Alejandro Heredia.

Una persona que no cometió un error nunca intento algo nuevo (A.H.)

Albert Einstein

Agradecimientos

Este ha sido un trabajo lleno de retos y dificultades que he sabido superar gracias al apoyo de las personas que me brindaron su tiempo y dedicación.

Primero quiero agradecer a mis más cercanos, mi familia que ha estado ahí en toda mi formación académica: A mis padres Estela y Juan, mis hermanos Nancy y Jhonny y a mis sobrinos Keith Arleth y Diego, así como a mis acompañantes en cada noche de desvelo y de diversión interminable, mis perritos Milán y Gigi.

También agradecer a todas esas amistades que he tenido a lo largo de mi vida, en especial a mis mejores amigas y amigos que me han acompañado durante varios años.

Un especial y sincero agradecimiento al Dr. Amado, el cual siempre me motivó y aportó conocimiento al desarrollar este trabajo, conté con su disposición y apoyo incondicional, sus consejos y guía van más allá de lo que en este escrito se pueda expresar, ya que más que ser mi tutor se ha convertido en un gran amigo y persona que estimo mucho.

Al Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la UNAM por permitirme hacer uso de sus instalaciones y equipos para desarrollar mi trabajo.

Al Dr. Naser por la autorización y brindar el visto bueno a cada proyecto realizado en su equipo de trabajo.

A la coordinación de Becas del ICAT en el programa de *Becas para Realización de Tesis de licenciatura* y los proyectos DGAPA-PAPIIT IN116019 *Fabricación de micro-estructuras de material grafítico basado en tecnología Carbón-MEMS*, DGAPA-PAPIIT AG100519 *Dispositivos fotónicos de fibra estructurada para óptica y terahertz* y DGAPA-PAPIIT TA101220 *Interconexión óptica de circuitos fotónicos integrados* por brindarme su apoyo. Y a todas las personas que estuvieron ahí en algún momento, amigos, colegas, maestros, gracias a cada uno concluí este trabajo.

Resumen

Hoy en día, los cristales fotónicos son un objeto de estudio en la física. Estos se hallan en la rama de la fotónica y han tenido un avance significativo en los últimos años gracias a sus posibles aplicaciones en sensores, guías de onda, detectores, etc. Los cristales fotónicos son estructuras que presentan un cambio periódico en su índice de refracción en el espacio, a partir de esto se pueden crear dispositivos que filtren, guíen, manipulen o detecten de manera selectiva las ondas electromagnéticas.

El tema de interés en esta tesis son los cristales fotónicos de bajo contraste a partir de un mismo material, la resina fotosensible SU-8. La aplicación y utilización de éstos se estudia en el rango de terahertz. Se fabrican cristales fotónicos bidimensionales, los cuales son representados por una matriz de pilares inmersos en el mismo material, pero con una diferencia en su índice de refracción con respecto a la base.

Se realiza el estudio computacional de los cristales fotónicos, examinando el cambio en índice de refracción tanto en la base como en los pilares. También se modifican parámetros físicos de la estructura, como es la variación en la constante de red y el diámetro de los pilares. Todo lo anterior se realiza para obtener una estructura fotónica donde sea posible obtener brechas de energía fotónica y así analizar su respuesta óptica a partir de la reflexión y transmisión.

En los resultados obtenidos se establecen los parámetros idóneos para la fabricación de estas estructuras en las que es posible hallar brechas de energía. Se realiza una evaluación de fabricación mediante un sistema de fotolitografía, analizando desde el proceso de fabricación hasta la caracterización de la matriz polimérica. Con lo anterior se establecen las bases para crear estructuras fotónicas en un futuro, donde se tengan geometrías variantes y sean aplicadas en diversos dispositivos.

Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	III
1 Motivación y objetivos	1
2 Introducción	4
§2.1 Cristales fotónicos	5
§2.2 Ecuaciones de Maxwell para cristales fotónicos (medios periódicos dieléctricos)	10
§2.2.1 Propiedades de las ecuaciones de Maxwell en cristales fotónicos . . .	13
§2.3 Parámetros fundamentales y representación de los cristales fotónicos	14
§2.3.1 Estructura de bandas	15
§2.3.2 Difracción de Bragg	15
§2.3.3 Polarización transversal eléctrica y magnética	16
§2.3.4 Red de Bravais y celda unitaria	17
§2.3.5 Primer zona de Brillouin	19
§2.4 Dependencia en frecuencia de cristales fotónicos	19
§2.4.1 Frecuencia terahertz (THz)	21
3 Análisis computacional de cristales fotónicos	24
§3.1 Simulaciones computacionales	25
§3.1.1 Parámetros S	26
§3.2 Cambios en el índice de refracción del SU-8	27
§3.2.1 Variaciones del índice de refracción en los pilares: n_p	28
§3.2.2 Variaciones del índice de refracción en la base: n_b	30

§3.3	Cambios en la estructura física del cristal fotónico	32
§3.3.1	Variación en la constante de red	32
§3.3.2	Variación en el diámetro de los pilares	35
§3.4	Respuesta de un cristal fotónico óptimo: dependencia en polarización y defectos en la estructura.	37
§3.4.1	Dependencia en polarización	38
§3.4.2	Distribución de campo eléctrico	40
§3.4.3	Defectos para confinamiento de ondas	42
4	Fabricación de cristales fotónicos de bajo contraste	46
§4.1	Fotolitografía por escritura directa láser (DLW)	47
§4.1.1	Régimen de baja absorción (LOPA)	49
§4.1.2	Sistema de escritura directa láser	51
§4.2	Proceso de fabricación	53
§4.3	Caracterización de la matriz polimérica	56
§4.3.1	Potencia del haz	57
§4.4	Fabricación de la estructura fotónica	61
5	Conclusiones	62
§5.0.1	Resultados computacionales	63
§5.0.2	Resultados experimentales	64
§5.1	Comparación computacional-experimental	64
§5.2	Trabajo a futuro	67
A	Ecuación maestra y propiedades del operador $\hat{\Theta}$	68
B	SU-8	74

Índice de figuras

2.1	Ejemplos de dimensionalidad en cristales fotónicos: (a) unidimensionales, 1D; (b) bidimensionales, 2D; y (c) tridimensionales, 3D. El contraste en cada dimensión, refleja la variación de la función dieléctrica en los materiales [5].	6
2.2	Ejemplo de tipos de topologías. a) Cermet: pilares inmersos en un medio con menor índice de refracción, b) Network: pilares en un medio con mayor índice de refracción [9].	8
2.3	Formación de bandas prohibidas en cristales fotónicos. a) La longitud de onda de la fuente que irradia sobre el cristal es del mismo orden de magnitud que el parámetro de red, al atravesar la estructura se produce difracción de Bragg. b) Recorrido de las ondas por el cristal fotónico. c) Representación del ancho de banda prohibido (bandgap), en la zona de Brillouin [12]. . . .	9
2.4	Representación de simetrías continua, eje X, y discreta, eje Y, en un cristal fotónico [17].	14
2.5	a) Representación tridimensional de un cristal fotónico formado por una red cuadrada con cilindros de radio r , constante de red a y función dieléctrica ϵ_r . El material del que está constituido el cristal fotónico es homogéneo a lo largo del eje z y periódico a lo largo del eje x e y . b) Estructura de bandas del cristal fotónico con frecuencia normalizada con respecto a la constante de red y la velocidad de la luz [19].	15
2.6	Diferentes polarizaciones de un campo electromagnético con respecto al plano de incidencia del vector de propagación: a) polarización TM y b) polarización TE [20].	17
2.7	Tipos de celda unitaria para diferentes dimensiones: a) 1D, b) 2D y c) 3D. El parámetro a representa la constante de red en cada caso. [22].	18

2.8	Cristales fotónicos de 1D, 2D y 3D con sus correspondientes zonas de Brillouin y sus zonas irreducibles [22].	20
2.9	Primer cristal fotónico 3D en banda de terahertz con estructura <i>woodpile</i> y bandgap entre 370 – 520 GHz [22].	22
2.10	a) Cronología de publicaciones realizadas en las últimas décadas donde se menciona el rango Terahertz. b) Tasa de cambio de las publicaciones en revistas científicas y de ingeniería [27].	23
3.1	Obtención de los parámetros de dispersión en un cuerpo considerando las componentes de reflexión (S_{11}) y transmisión (S_{21}) de una onda electromagnética al pasar por un sistema.	27
3.2	Espectro de transmisión del cristal fotónico de bajo contraste con respuesta en dependencia al cambio de índice de refracción de los pilares considerando un índice de refracción en la base $n_b = 1.80$	29
3.3	Cambio en el mínimo de transmisión al modificar el índice de refracción de los pilares, el cual muestra una simetría al desplazarse ya sea para índices de refracción mayores o menores a la base.	30
3.4	Respuesta óptica mostrando el mínimo en transmisión, realizando variaciones en el índice de refracción de la base y en los pilares con un ajuste lineal en cada caso.	31
3.5	Espectro de transmisión de la red cristalina al realizar variaciones en la constante de red (a) utilizando un índice de refracción en la base $n_b = 1.80$ y en los pilares $n_p = 1.85$ con un diámetro en pilares de $d = 75 \mu\text{m}$	33
3.6	Relación entre el mínimo de transmisión y la frecuencia asociados al cambio en la constante de red de los pilares, realizando un ajuste lineal en ambos casos.	34
3.7	Espectros de transmisión de la red cristalina obtenidos al cambiar el diámetro de los pilares que conforman la estructura periódica en un rango de 40 a 120 μm en intervalos de 10 μm . Recuadro) Respuesta de la transmisión en un rango de 90 a 120 μm con un intervalo de 5 μm	35

3.8 Cambios en la transmisión del cristal fotónico al realizar variaciones en el diámetro de los pilares. El ajuste de línea obedece a un polinomio cuadrático. 36

3.9 Respuesta en transmisión en un cristal fotónico óptimo a partir de los parámetros seleccionados. 38

3.10 Espectro de transmisión y reflexión normalizados producidos por el cristal fotónico en condiciones óptimas. El cristal cuenta con las características indicadas en el inicio de la sección. 39

3.11 Espectro de reflexión y transmisión del cristal fotónico con parámetros optimizados utilizando señales con polarizaciones TE y TM. 40

3.12 Campo eléctrico al atravesar la muestra, con $n_b = 1.80$ y $n_p = 1.85$, con constante de red $a = 137.5\mu\text{m}$ y con tamaño de pilares $d = 90\mu\text{m}$, en un rango de 0.56 a 0.64 THz con paso de 0.01 THz. 41

3.13 Comportamiento de la red cristalina en una estructura sin defectos, con un defecto puntual y con un defecto lineal, retirando un pilar del centro de la estructura y una hilera de pilares de la parte central respectivamente. . . . 43

3.14 Comportamiento de la red cristalina a la transmisión de una estructura con un defecto lineal retirando tres hileras de pilares de la parte central. . . . 44

3.15 Campo eléctrico al pasar sobre la muestra con un defecto lineal, retirando 3 hileras de pilares de la parte central. 45

4.1 Mecanismos de fabricación mediante fotolitografía utilizando tanto una fotoresina positiva y negativa. El patrón deseado se transfiere mediante una máscara obstruyendo el paso de luz en ciertas zonas de la resina. 48

4.2 Espectro de absorción del SU-8 en función de la longitud de onda. Se muestran los diferentes rangos espectrales donde operan los mecanismos OPA, LOPA y TPA [47]. 50

4.3	Sistema de fotolitografía por escritura directa láser desarrollado en el Instituto de Ciencias Aplicada y Tecnología (ICAT-UNAM). a) Efecto puntual que realiza el laser al incidir sobre la fotoresina. b) Esquema del sistema de fotolitografía, camino óptico que recorre la muestra hasta llegar a la resina. (LD: diodo láser, BS: divisor de haz, PD: fotodetector, PH: pinhole, CP: polarizador circular, M: espejo, LP: polarizador lineal; FL: lente de enfoque, XY: movimiento en el plano XY, Z: movimiento en Z).	52
4.4	Proceso de fabricación de la fotoresina SU-8, desde la limpieza del sustrato hasta la exposición a la luz UV.	54
4.5	Pilares en estructura fotónica una vez concluido el proceso de fabricación y analizado a partir del microscopio óptico.	56
4.6	Curva de caracterización de la matriz polimérica con una polarización circular, a una potencia de 4.53 mW incidiendo un haz a una longitud de onda $\lambda = 532$ nm. Recuadro: Pilares fabricados a una potencia de 4.53 mW. . . .	58
4.7	Curva de caracterización de la matriz polimérica con una polarización circular, a una potencia de 6.33 mW incidiendo un haz a una longitud de onda $\lambda = 532$ nm. Recuadro: Pilares fabricados a una potencia de 6.33 mW. . . .	59
4.8	Curva de caracterización de la matriz polimérica con una polarización circular, a una potencia de 6.33 mW incidiendo un haz a una longitud de onda $\lambda = 532$ nm. Recuadro: Pilares fabricados a una potencia de 4.53 mW. . . .	60
4.9	Comportamiento lineal entre la altura de los pilares y su diámetro. La velocidad de escritura de los pilares es de $100 \mu\text{m}$ incidiendo un haz con una potencia de 6.33 mW.	60
4.10	Red de pilares bidimensional para una estructura fotónica con constante de red: $a = 170 \mu\text{m}$, diámetro: $d = 70 \mu\text{m}$ y altura $h = 100 \mu\text{m}$	61
B.1	Trasmisión de la luz UV sobre el SU-8 para diferentes longitudes de onda [54].	75

Capítulo 1

Motivación y objetivos

La evolución de las tecnologías fotónicas requieren de estructuras con una selectividad muy alta y fácil integración en los sistemas actuales. Los cristales fotónicos son estructuras que permiten manipular la propagación de ondas electromagnéticas con extraordinaria selectividad, ya que poseen una estructura periódica con la cual se crean brechas de energía específicas. El desarrollo de dispositivos basados en cristales fotónicos es actualmente un tema de investigación enfocado en diseñar estructuras micro o nanométricas las cuales sean utilizadas en diferentes aplicaciones, como sensores, guías de onda, láseres, procesadores de señales, etc. Estos elementos pueden presentar una selectividad excepcional al ser utilizados como sensores.

El avance en las tecnologías y métodos de fabricación brindan la oportunidad de diseñar geometrías complejas en diversos materiales desde escalas nanométricas hasta de unos cuantos centímetros. Esto ha despertado el interés de múltiples grupos de investigación a nivel mundial para estudiar las implicaciones en el campo de la fotónica. Por consiguiente, esto ha resultado en la rama de la fotónica topológica estableciendo dispositivos con geometrías no regulares. En su inicio se diseñaron estructuras simples, tales como una serie de capas en las cuales se variaba el índice de refracción, guías de onda con geometría diversas, matrices de pilares con una distribución periódica a lo largo de un plano. Hoy en día se busca diseñar estructuras con un nivel de elaboración más complejo para poder manipular la luz de una manera más selectiva.

La radiación emitida por las ondas en frecuencias de terahertz (THz) presenta ventajas

debido a que su absorción y transmisión en los materiales es diferente a la presentada en el rango visible. La radiación terahertz es no ionizante, por lo cual se considera segura para su operación, pero debido a su gran absorción con moléculas dipolares ésta es restringida a ciertos análisis en el cuerpo humano, lo que impone límites sobre el tipo de material en el cual puede ser empleado este rango de frecuencias, teniendo un gran potencial en aplicaciones como son las comunicaciones, diagnósticos médicos, sistemas de control, seguridad, sensores, entre otros. Por otra parte, las frecuencias del espectro electromagnético en el rango de 0.1 THz - 10 THz es un sector poco estudiado hasta hace algunos años. Esta parte del espectro se encuentra entre el infrarojo y las microondas.

La motivación de este trabajo es hacer uso de la capacidad de fabricación de estructuras fotónicas con diversas geometrías y estudiar la posibilidad de crear brechas de energía fotónica para explorar sus posibles aplicaciones.

El objetivo general del siguiente proyecto se basa en el estudio y fabricación de cristales fotónicos bidimensionales con bajo contraste en el índice de refracción. Esto incluye su análisis mediante simulaciones y la caracterización de su respuesta óptica analizando su reflexión y transmisión a partir de una fuente de terahertz.

En los objetivos particulares se enlistan:

1. Estudio de cristales fotónicos mediante asistencia de simulaciones computacionales con el programa COMSOL Multiphysics. Esto incluye análisis de las características de los cristales fotónicos bidimensionales:
 - Cambios en índice de refracción,
 - Cambios en la estructura fotónica,
 - Distribución del campo electromagnético a lo largo de los cristales fotónicos y defectos estructurales.
2. Diseño del cristal fotónico definiendo las características ópticas mediante el análisis realizado en COMSOL Multiphysics para la obtención de brechas fotónicas.
3. Fabricación de cristales fotónicos a partir del método de fotolitografía por escritura

directa láser (DLW por sus siglas en inglés) en el régimen de baja absorción utilizando la resina polimérica SU-8.

4. Explorar diversas geometrías del cristal fotónico al realizar variaciones en la estructura periódica cambiando las condiciones de escritura del láser.

Debido a la pandemia producida por el SARS-CoV-2 el trabajo experimental se ha visto limitado, imposibilitando la adquisición de espectros electromagnéticos a partir de un sistema TDS, pero se ha logrado realizar algunas estructuras fotónicas, haciendo un análisis cuantitativo de ellas. Con lo anterior, se tiene una base para que una vez que las condiciones sanitarias lo permitan se realicen más pruebas para el estudio de los cristales fotónicos.

En los capítulos siguientes se desarrollan los fundamentos sobre los cristales fotónicos, empezando desde la teoría electromagnética, pasando después a las simulaciones de las estructuras fotónicas y finalizando con los parámetros para la fabricación.

Capítulo 2

Introducción

El gran avance tecnológico actualmente se debe al extensivo trabajo de miles de científicos e ingenieros por el entendimiento de los materiales y la fabricación de dispositivos basados en ellos [5]. Durante el siglo pasado se logró un desarrollo en el estudio de los semiconductores comprendiendo a profundidad sus propiedades eléctricas, con lo cual se generó una revolución en la industria de la electrónica y la comunicación [17]. En paralelo se ha explorado una rama de la ciencia en la cual se busca entender, controlar y manipular las propiedades ópticas de los materiales. Esta rama es conocida como *fotónica*. Se ha demostrado que existe una extensa posibilidad de desarrollos tecnológicos al lograr diseñar materiales y estructuras en los cuales se controla la propagación de la radiación electromagnética en un rango de frecuencias específico, así como confinar y propagar la radiación electromagnética en trayectorias definidas dentro de un volumen. Es de interés realizar estructuras que posean algunas de las características mencionadas [17].

Haciendo una analogía con el estudio de las propiedades eléctricas de los materiales, los semiconductores poseen un arreglo cristalino en su estructura atómica. Esto les permite tener un potencial eléctrico periódico y dependiendo de la geometría que posean es posible acotar o controlar sus propiedades eléctricas. De este modo, el equivalente óptico de un cristal semiconductor es el cristal fotónico, en donde el potencial periódico tiene su equivalencia en la variación periódica de la función dieléctrica del material. Al poder generar estructuras de cristales fotónicos se pueden crear dispositivos que puedan filtrar, guiar, manipular o detectar de manera selectiva ondas electromagnéticas específicas [5].

En los últimos años los cristales fotónicos han despertado una gran curiosidad a razón de sus propiedades electromagnéticas, sus aplicaciones tecnológicas en la fotónica y la optoelectrónica. Además, a través del desarrollo de los cristales fotónicos es posible obtener láseres sin pérdidas, superlentes, circuitos integrados, entre otros sistemas ópticos [22]. El desarrollo de plataformas en el rango de frecuencias terahertz (THz) ofrece la posibilidad de estudiar fenómenos en sistemas ópticos y electrónicos en donde usualmente se presentan limitaciones. Dichas frecuencias pueden penetrar en materiales no conductores sin ionizarlos, con lo cual se puedan desarrollar sensores más especializados.

2.1. Cristales fotónicos

Un cristal fotónico es una estructura en la cual su función dieléctrica presenta cambios periódicamente, generando de manera selectiva los estados de propagación de fotones u ondas electromagnéticas. Es decir, controla que rango de frecuencias es permitido atravesar por la estructura [1]. El concepto de cristal fotónico fue propuesto en 1987 por E. Yablonovitch y S. John a través de investigaciones simultáneas, aunque independientes [2]. E. Yablonovitch creó una estructura tridimensional en la cual se tiene una brecha de banda fotónica; es decir, una banda de frecuencias en la que las ondas electromagnéticas están prohibidas independientemente de la dirección de propagación en el espacio [3]. Su desarrollo se basó en la teoría de Bloch, la cual es utilizada para analizar el comportamiento de electrones en estructuras definidas con cierta periodicidad. Yablonovitch propuso la utilización de estos materiales para aumentar la eficiencia de los láseres, evitando las pérdidas por emisión espontánea. Por su parte S. John buscaba diseñar un medio en el cual fuera posible confinar luz. Reportó una fuerte localización de fotones a cierto rango de frecuencia a partir del agrupamiento cuidadoso de microestructuras basadas en superceldas con un contraste dieléctrico suficientemente alto, tomando como punto de partida las reflexiones de Bragg [1,4].

Los cristales fotónicos se pueden describir a través de un arreglo periódico en el cual se tienen zonas con un contraste en la función dieléctrica del material. Estos cambios periódicos pueden ser originados en un mismo material o alternando diferentes materiales. La

periodicidad en la función dieléctrica se puede clasificar dependiendo de su distribución espacial. En la Fig. 2.1 se ilustran estructuras de cristales fotónicos de una, dos y tres dimensiones [5].

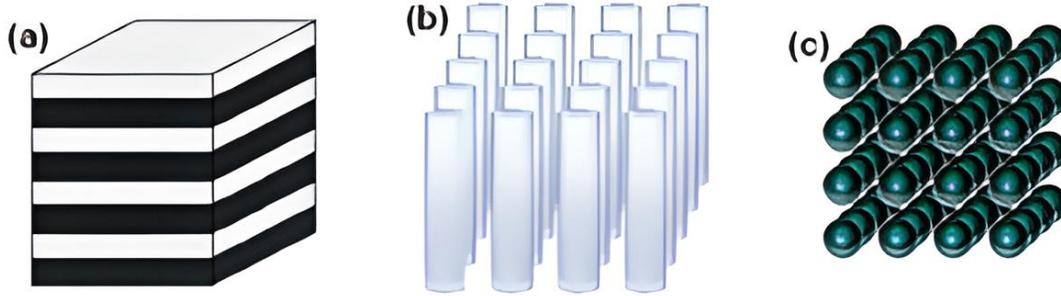


Figura 2.1: Ejemplos de dimensionalidad en cristales fotónicos: (a) unidimensionales, 1D; (b) bidimensionales, 2D; y (c) tridimensionales, 3D. El contraste en cada dimensión, refleja la variación de la función dieléctrica en los materiales [5].

Para comenzar la descripción de los cristales fotónicos es necesario establecer primero su naturaleza, la cual es de carácter electromagnético. Para este fin se tiene que analizar su comportamiento a partir de las ecuaciones de Maxwell en medios dieléctricos, las cuales están dadas por [15]:

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho_{\text{ext}}(\vec{r}, t), \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} = \vec{J}_{\text{ext}}(\vec{r}, t), \quad (2.4)$$

donde:

- $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ son el campo eléctrico y el campo H, respectivamente.

- $\vec{D}(\vec{r}, t)$, $\vec{B}(\vec{r}, t)$ son el vector desplazamiento eléctrico y el campo magnético, respectivamente.
- $\rho_{\text{ext}}(\vec{r}, t)$ es la densidad de carga (carga libre externa) y $\vec{J}_{\text{ext}}(\vec{r}, t)$ es la densidad de corriente externa.
- (\vec{r}, t) representa la dependencia en la posición y tiempo.

Otro concepto importante a mencionar es el índice de refracción, el cual se define como [13]:

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \sqrt{(\epsilon/\epsilon_0)(\mu/\mu_0)}, \quad (2.5)$$

en donde ϵ y ϵ_0 ($8.8541 \times 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{Nm}^2}$) son la permitividad del material y el vacío, respectivamente; mientras que μ y μ_0 ($4\pi \times 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{A}^2}$) son la permeabilidad del material y vacío. Entonces, ϵ_r y μ_r representan la permitividad y permeabilidad relativas, donde la primera también se le conoce como *función dieléctrica*. Dado que los cristales fotónicos no son magnéticos, se considera que $\mu_r \approx 1$ y ϵ_r posee una dependencia tanto en la posición (\vec{r}) como en la frecuencia (ω), permitiendo expresar n de manera aproximada como [6]:

$$n(\vec{r}, \omega) = \sqrt{\epsilon_r(\vec{r}, \omega)}. \quad (2.6)$$

Por otra parte, la función dieléctrica es una cantidad adimensional compleja, la cual se expresa de la siguiente manera:

$$\epsilon_r(\vec{r}, \omega) = \frac{\epsilon(\vec{r}, \omega)}{\epsilon_0} = \epsilon'_r(\vec{r}, \omega) - i\epsilon''_r(\vec{r}, \omega), \quad (2.7)$$

donde $\epsilon'_r(\vec{r}, \omega)$ es la parte real de la función dieléctrica relacionada con el almacenamiento de energía en el medio (la cual es directamente proporcional a la amplitud del campo) y $\epsilon''_r(\vec{r}, \omega)$ es la parte imaginaria de la función dieléctrica, la cual esta asociada con la absorción de energía por parte del material. En un cristal fotónico ideal (dieléctrico perfecto) la función dieléctrica es real y positiva [6, 7].

Para una adecuada caracterización y descripción de los cristales fotónicos es necesario definir diferentes parámetros, estos se listan a continuación:

- i) **Estructura cristalina.** Se refiere a un conjunto idéntico de unidades que cumplen una condición de periodicidad tanto a corto como a largo alcance, formando un patrón repetitivo (red) de puntos (átomos) en el espacio. Es decir, cuenta con una celda base que define la forma, el tamaño y organización atómica dentro de la red repetible de la estructura cristalina [8]. En el caso de los cristales fotónicos esto se presenta en términos del índice de refracción, dependiendo de la dimensión en la que se fabrique el cristal [2].
- ii) **Topología de la red cristalina.** El campo electromagnético que pasa por el cristal fotónico queda confinado en las zonas de mayor índice de refracción, por lo cual es importante conocer donde se ubican estos centros de confinamiento. Existen dos tipos de topologías que indican dónde se encuentran estos centros: *Cermet*, donde los centros de confinamiento se encuentran embebidos en un material con menor índice de refracción, por lo que se encuentran aislados; por otro lado en una topología *Network*, los centros de confinamiento forman una red continua que recorre todo el material compuesto, por lo que los centros de confinamiento están interconectados. En la Fig. 2.2 se muestran los tipos de topología mencionados [2, 9, 10].

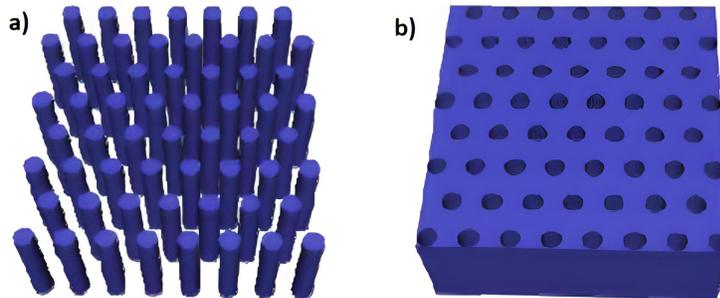


Figura 2.2: Ejemplo de tipos de topologías. a) Cermet: pilares inmersos en un medio con menor índice de refracción, b) Network: pilares en un medio con mayor índice de refracción [9].

- iii) **Contraste de índices de refracción.** Es la razón entre el índice de refracción menor y mayor que componen al cristal fotónico [9].
- iv) **Factor de llenado.** Es la razón del volumen ocupado de un material con respecto a otro [9].

Una de las peculiaridades del electromagnetismo es la escala fundamental, la cual se define a partir de la *constante de red*. Para cristales fotónicos se denota el parámetro de constante de red definido por la letra a , haciendo referencia a la periodicidad espacial del cristal. Es decir, a es la distancia desde el centro de un pilar a otro y con esto se definen las características de la estructura fundamental (o unitaria) del cristal. De este modo, se puede utilizar el mismo parámetro sin importar en qué parte del espectro se realicen los cristales fotónicos. [5].

La estructura periódica del cristal fotónico causa la generación de brechas de ondas electromagnéticas. Estas brechas producen la reflexión de la luz cuando la longitud de onda reflejada es comparable con la constante de red a través de la reflexión de Bragg [8, 11]. El ancho de banda es controlado a partir de la estructura cristalina, la topología de la red cristalina, el contraste entre índices de refracción, el factor de llenado y por la constante de red, definiendo así el rango de frecuencias en los cuales opera. El diagrama de bandas de un cristal fotónico se representa en la zona de Brillouin, se muestra ejemplificado en la Fig. 2.3 con un cristal fotónico formado por un material dieléctrico y aire [12]. El diagrama de bandas de un cristal fotónico y la zona de Brillouin serán detallados en las siguientes secciones.

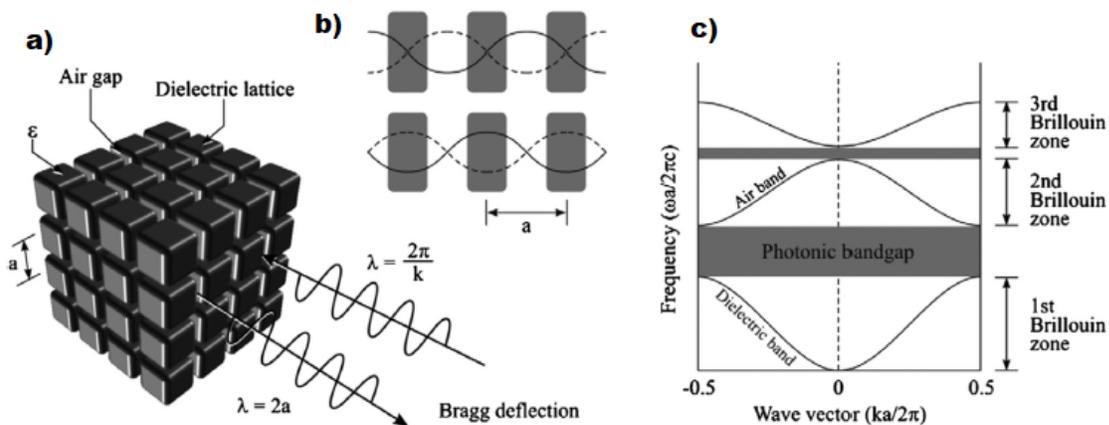


Figura 2.3: Formación de bandas prohibidas en cristales fotónicos. a) La longitud de onda de la fuente que irradia sobre el cristal es del mismo orden de magnitud que el parámetro de red, al atravesar la estructura se produce difracción de Bragg. b) Recorrido de las ondas por el cristal fotónico. c) Representación del ancho de banda prohibido (bandgap), en la zona de Brillouin [12].

2.2. Ecuaciones de Maxwell para cristales fotónicos (medios periódicos dieléctricos)

Es de interés describir cómo se comportan las ondas electromagnéticas al pasar por un cristal fotónico utilizando las ecuaciones de Maxwell. Se suponen estructuras periódicas en materiales dieléctricos, en las cuales se tiene ausencia de carga ($\rho = 0$) y corriente ($\vec{J} = 0$). Es decir, se abordan medios sin fuentes donde la forma macroscópica de los campos en las ecuaciones de Maxwell son [14, 15]:

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (2.11)$$

A su vez, las relaciones constitutivas entre los campos son [15]:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (2.12)$$

y

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \left(\vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t) \right) = \mu \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

donde \vec{P} es el vector de polarización y \vec{M} es el vector de magnetización. Por lo que, cuando se tiene un material dieléctrico en presencia de un campo eléctrico, las moléculas dentro del material forman dipolos que apuntan en la dirección del campo eléctrico, esto se le conoce como *polarización* (\vec{P}) [15]. De manera similar, cuando se tiene un campo magnético en presencia de un material se forman dipolos magnéticos que se alinean en la dirección del

campo, esto se le conoce como *magnetización* (\vec{M}). Por su parte $\epsilon \equiv \epsilon_0(1 + \chi_e)$ representa la *función dieléctrica*, donde χ_e es la susceptibilidad eléctrica que indica la forma en cómo un dieléctrico es polarizado por un campo eléctrico, esto se expresa como $\vec{P} = \epsilon_0\chi_e\vec{E}$. Equivalentemente $\mu \equiv \mu_0(1 + \chi_m)$, donde χ_m representa el grado de sensibilidad para magnetizar un material a través de un campo magnético, $\vec{M} = \chi_m\vec{H}$ [15].

Para el caso de la descripción del comportamiento de las ondas electromagnéticas en los cristales fotónicos, se llevan a cabo las siguientes consideraciones [16]:

- 1.- La intensidad de los campos eléctrico y magnético es lo suficientemente pequeña para considerar un régimen lineal, además de que los materiales de los que está compuesto el cristal son macroscópicos e isótropo. Por tanto, la relación entre el vector de desplazamiento y el campo eléctrico es: $\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_r\epsilon_0\vec{E}(\vec{r}, t)$.
- 2.- El arreglo periódico de los materiales en la estructura del cristal no varía con el tiempo. Se elige una frecuencia constante ω_0 , asumiendo una región del espectro electromagnético de entre 0.4 a 0.7 THz. Se tiene entonces $\epsilon_r \equiv \epsilon_r(\vec{r}, \omega) = \epsilon_r(\vec{r}, \omega_0)$. A partir de aquí se designa: $\epsilon_r \rightarrow \epsilon_r(\vec{r})$
- 3.- Los materiales de los cuales está compuesto el cristal no son magnéticos, es decir, estos tendrán una permeabilidad igual a la del vacío: $\mu = \mu_0$.

Dadas las relaciones constitutivas [Ec.(2.12), Ec.(2.13)] y las consideraciones mencionadas se pueden reescribir las ecuaciones de Maxwell en términos de los campos $\vec{E}(\vec{r}, t)$ y $\vec{H}(\vec{r}, t)$ como [19]:

$$\nabla \cdot \epsilon_0\epsilon_r(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.14)$$

$$\nabla \cdot \mu_0\vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.15)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0\frac{\partial\vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (2.17)$$

Dividiendo la ecuación (2.17) entre la función dieléctrica y aplicando el rotacional a las Ecs. (2.16) y (2.17) se obtiene:

$$\nabla \times \left(\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right), \quad (2.18)$$

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right). \quad (2.19)$$

Sustituyendo la igualdad derecha de las Ecs. (2.16) y (2.17) en las Ecs. (2.18) y (2.19), y definiendo $\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío ($c = 3 \times 10^8$ m/s), resulta en

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \left(\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (2.20)$$

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (2.21)$$

Debido a la linealidad de las Ecs. (2.20), (2.21), estas representan las ondas eléctricas y magnéticas presentes en un cristal fotónico. Con un tratamiento de series de Fourier, es posible hallar soluciones para el campo eléctrico y el campo H a través de modos armónicos en el tiempo para un caso ideal (ver apéndice A), tal como se muestra a continuación [16]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{-i\omega t}, \quad (2.22)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{-i\omega t}. \quad (2.23)$$

Finalmente, sustituyendo las soluciones en las ecuaciones de Maxwell se obtiene:

$$\nabla \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.24)$$

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r})) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{E}(\vec{r}), \quad (2.25)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.26)$$

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}). \quad (2.27)$$

Las ecuaciones [(2.24) - (2.27)] son las que gobiernan el comportamiento de las ondas electromagnéticas en un cristal fotónico dadas las condiciones de frontera. La Ec. (2.27) es conocida como **ecuación maestra**, siendo aquella que sirve como punto de partida para describir los efectos de un cristal fotónico [14–17].

2.2.1. Propiedades de las ecuaciones de Maxwell en cristales fotónicos

La ecuación maestra se asocia a un problema de valores propios donde los términos del lado izquierdo de la Ec. (2.27) actúan como un operador sobre $\vec{H}(\vec{r})$ (análogamente para la Ec.(2.25)). Cabe notar que al aplicar este operador regresa la misma función multiplicada por una constante, entonces $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$ es un valor propio de la función propia $\vec{H}(\vec{r})$. Por lo tanto los valores propios del sistema son las frecuencias permitidas, es decir [5]:

$$\hat{\Theta} \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}), \quad (2.28)$$

$$\hat{\Theta} = \nabla \times \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \quad (2.29)$$

La expresión (2.29) determina las siguientes propiedades de los cristales fotónicos [17]:

- i) **El operador $\hat{\Theta}$ es hermítico.** Esto implica que ω^2 es real y si el material es transparente (como es el caso de este trabajo) se tiene que $\epsilon_r > 0$.
- ii) **Regla de escalabilidad.** En electromagnetismo todo es relativo a la longitud de

onda de operación. Por lo tanto, si un cristal fotónico cambia sus dimensiones sólo es necesario escalar el parámetro de red para hallar sus respectivos valores propios o modos vibracionales.

- iii) **Simetría de translación continua y discreta en 2D.** La simetría de translación continua se define al no presentarse variación en la estructura del cristal a lo largo de un plano cartesiano, mientras que la simetría de translación discreta es aquella donde se repite un patrón cada cierta distancia, esta distancia es la constante de red (ver Fig. 2.4).

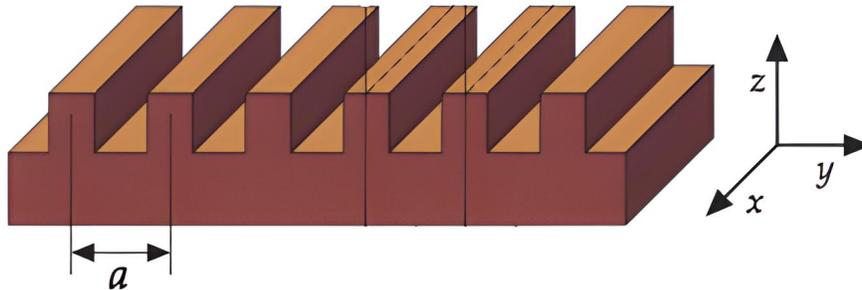


Figura 2.4: Representación de simetrías continua, eje X, y discreta, eje Y, en un cristal fotónico [17].

2.3. Parámetros fundamentales y representación de los cristales fotónicos

Para fabricar una estructura fotónica es necesario explicar ciertos conceptos propios de los cristales fotónicos, los cuales establecen la física y fenómenos que definen el funcionamiento de dichas estructuras. Una manera de conocer la respuesta de los cristales fotónicos consiste en obtener la estructura de bandas y saber la respuesta en frecuencia. Para la obtención de la estructura de bandas es necesario conocer los conceptos relacionados con la misma; como son la red de Bravais, la celda unitaria, la celda recíproca, su zona de Brillouin, la polarización del campo incidente y la estructura de Bragg [18]. A continuación se describe cada uno de estos conceptos.

2.3.1. Estructura de bandas

Es la representación gráfica de las frecuencias que son permitidas y reflejadas en el cristal en función del vector de onda $\omega(\vec{k})$, donde esta dependencia es conocida como *relación de dispersión* [21]. A través de los resultados obtenidos de esta representación es posible identificar las brechas de energía electromagnética no permitidas por la estructura del cristal. Un ejemplo se muestra en la Fig. 2.5, donde se observa una estructura compuesta por una red de pilares y su diagrama de bandas correspondiente.

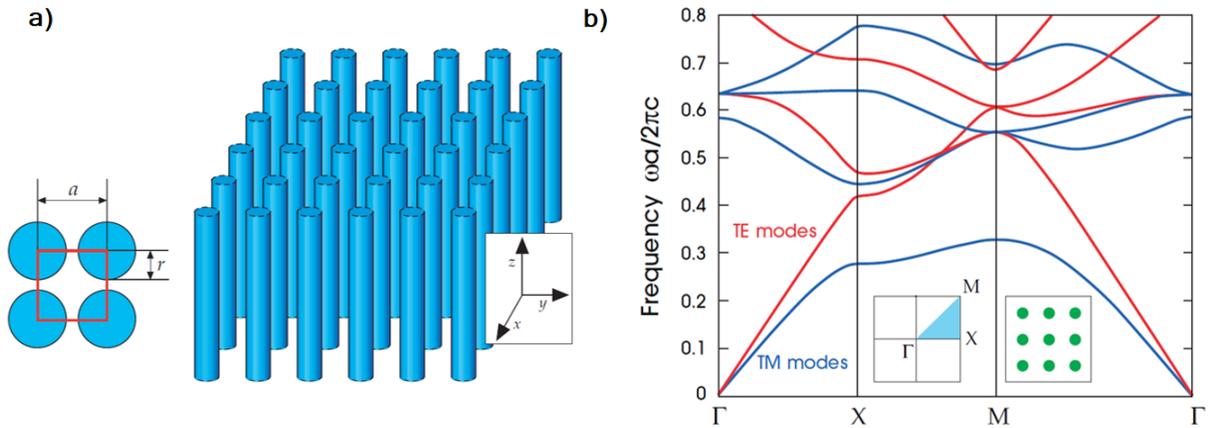


Figura 2.5: a) Representación tridimensional de un cristal fotónico formado por una red cuadrada con cilindros de radio r , constante de red a y función dieléctrica ϵ_r . El material del que está constituido el cristal fotónico es homogéneo a lo largo del eje z y periódico a lo largo del eje x e y . b) Estructura de bandas del cristal fotónico con frecuencia normalizada con respecto a la constante de red y la velocidad de la luz [19].

2.3.2. Difracción de Bragg

La difracción de Bragg se refiere a los efectos generados por el fenómeno de difracción en una estructura periódica, considerando las condiciones de reflexión y transmisión en las múltiples interfaces. Es decir, al incidir diferentes haces de luz de direcciones preferenciales con una longitud de onda comparable a la de la constante de red en el cristal, los haces que llegan a ciertos planos cristalográficos se ven reflejados y las componentes reflejadas en cada interfaz se superponen, se refuerzan o producen interferencia. La condición para que esto se cumpla es por medio de la ley de Bragg definida como [8, 11]:

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2d}, \quad (2.30)$$

donde θ es el ángulo formado entre los haces incidentes y los planos cristalográficos, λ es la longitud de onda del haz incidente y d es la distancia entre los planos o espesor de la capa que permiten un reforzamiento constructivo en los haces. A partir de θ , λ y d se define la respuesta del cristal, determinando cuáles son las longitudes de onda que se reflejan y cuáles son las que transmiten a través de la estructura.

2.3.3. Polarización transversal eléctrica y magnética

La polarización es una característica de las ondas electromagnéticas que se asocia a la orientación y trayectoria del vector de campo eléctrico. La polarización puede adquirir una orientación tal que el campo electromagnético se propague en un cierto plano determinado, este plano es conocido como el plan de incidencia del vector de propagación. Una polarización lineal hace referencia al caso cuando el vector de campo electromagnético se encuentra confinada a un plano.

Para el análisis que se realizará es conveniente considerar polarizaciones lineales y separarlas en dos casos: transversal eléctrica (TE) y transversal magnética (TM). Las ondas TE se caracterizan por considerar campos eléctricos con coordenadas en el mismo plano que el vector de propagación, mientras en ondas TM el campo magnético es el que se orienta con el vector de propagación, pero cada polarización es independiente de la otra, para así construir una base ortogonal capaz de describir cualquier campo electromagnético que se propague en el plano [20]. En la Fig. 2.6 se observa una descripción gráfica de la polarización TE y TM.

Se consideran cristales fotónicos bidimensionales, al incidir una onda electromagnética dentro del cristal fotónico, se desea conocer la propagación del campo electromagnético dentro del cristal. Suponiendo que el vector de propagación se encuentra sobre el plano XY tal como se muestra en la Fig. 2.6, la onda observará contrastes en índices de refracción de acuerdo a la polarización que se presente dentro del cristal. Esto permite tener dos tipos de modos de propagación en el cristal fotónico: modos de propagación transversal eléctricos

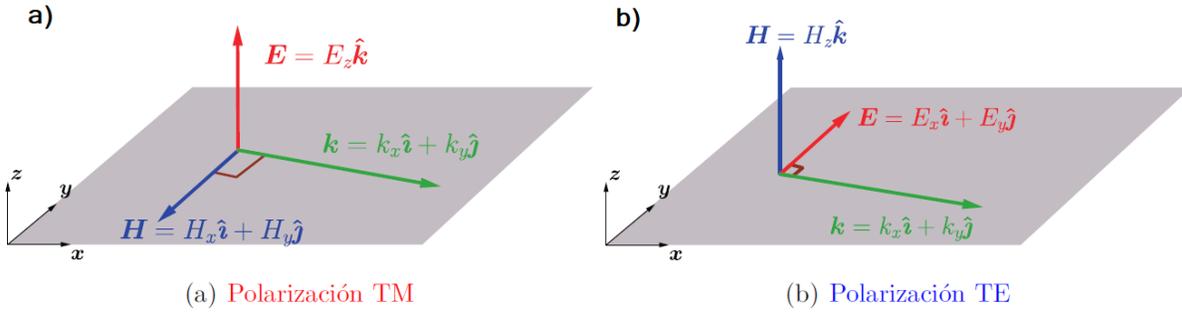


Figura 2.6: Diferentes polarizaciones de un campo electromagnético con respecto al plano de incidencia del vector de propagación: a) polarización TM y b) polarización TE [20].

y magnéticos [20].

2.3.4. Red de Bravais y celda unitaria

Una red de Bravais se define como un arreglo infinito de puntos los cuales se observan de la misma forma desde cualquier punto del arreglo. Un cristal fotónico puede ser descrito a través de una red de Bravais debido a que contiene la información sobre la estructura periódica. Se describe por un vector en tres dimensiones de la siguiente forma [17]:

$$\vec{R} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3, \quad (2.31)$$

donde \vec{a}_i son los vectores base de la celda unitaria (la cual será definida a continuación), los cuales son linealmente independientes y los n_i son escalares asociados a cada vector base, para $i = 1, 2, 3$ (dependiendo de las dimensiones del cristal).

La *celda unitaria* representa el bloque fundamental que se repetirá para formar un cristal fotónico a partir de operaciones de translación [21]. La celda unitaria es definida a partir del desplazamiento de los vectores base mediante la red de Bravais, ocupando todos los espacios disponibles sin sobreponerse, también es conocida como celda de Wigner-Seitz [20]. En la Fig. 2.7 se ejemplifican estructuras fotónicas de diferentes dimensiones, así como sus tipos de celda unitaria.

Al realizar cálculos para obtener la estructura de bandas se utiliza la *celda recíproca* de la celda unitaria, la cual se encuentra en un espacio recíproco definido por la transformada

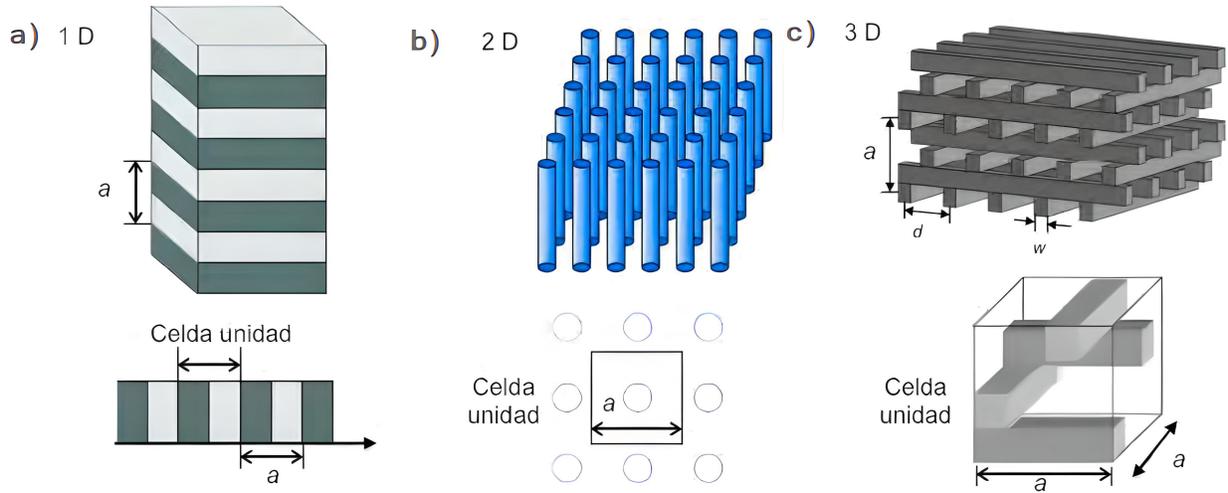


Figura 2.7: Tipos de celda unitaria para diferentes dimensiones: a) 1D, b) 2D y c) 3D. El parámetro a representa la constante de red en cada caso. [22].

de Fourier, tal que se cumple [11]:

$$\vec{G} \cdot \vec{R} = 2\pi N, \quad (2.32)$$

con N entero.

Por lo que los vectores que definen la red recíproca en tres dimensiones son de la forma:

$$\vec{G} = m_1 \vec{b}_1 + m_2 \vec{b}_2 + m_3 \vec{b}_3, \quad (2.33)$$

donde cada vector de la red recíproca se define como:

$$\vec{b}_p = 2\pi \frac{\vec{a}_q \times \vec{a}_r}{\vec{a}_p \cdot (\vec{a}_q \times \vec{a}_r)} \quad (2.34)$$

y p, q, r son cualquiera de los tres vectores base, los cuales tienen una permutación seguida $p \rightarrow q \rightarrow r$. Para el caso bidimensional el vector de la red recíproca se define de la siguiente manera:

$$\vec{b}_p = 2\pi \frac{\vec{a}_p \times \hat{k}}{|\vec{a}_p \times \vec{a}_q|}, \quad (2.35)$$

con \hat{k} un vector normal a la superficie bidimensional, generalmente el eje Z.

2.3.5. Primer zona de Brillouin

La primera zona de Brillouin se ubica en el espacio recíproco y tiene la misma definición que la celda de Wigner-Seitz en el espacio real, hereda las propiedades del espacio real y es de suma importancia ya que en ella se obtiene toda la información de cualquier campo que entre en el cristal [20]. Se construye de la siguiente manera: desde un punto de la red (punto central) se realizan segmentos de recta a los puntos más cercanos, posteriormente se generan otros segmentos de recta que pasan por los puntos de las rectas anteriores uniéndolos entre sí. El área (o volumen) encerrada por las nuevas rectas es conocida como la primera zona de Brillouin [11].

La zona de Brillouin posee simetrías, permitiendo que con un conjunto de vectores \vec{k} contenidos en una zona limitada de la primera zona de Brillouin, sea posible obtener las frecuencias permitidas del cristal $\omega(\vec{k})$ y con esto la estructura de bandas del cristal. Esta zona es conocida como zona irreducible de Brillouin, siendo diferente para cada tipo de estructura. En la Fig. 2.8 se muestra la primera zona de Brillouin y su zona irreducible para algunas estructuras de 1D, 2D y 3D.

2.4. Dependencia en frecuencia de cristales fotónicos

Es posible fabricar cristales fotónicos en cualquier rango de frecuencias, alterando la constante de red del cristal y variando el índice de refracción y la forma de los átomos que componen al cristal. Para estudiar cristales fotónicos dentro de diferentes rangos del espectro electromagnético, es necesario conocer las longitudes de onda y frecuencias correspondientes a cada rango. Para tener un entendimiento amplio se presenta la Tabla 2.1, donde se muestran distintas regiones relevantes del espectro electromagnético indicando sus correspondientes valores típicos en longitud de onda y frecuencia [22].

La fabricación de cristales fotónicos involucra crear estructuras similares al tamaño de la longitud de onda de la radiación electromagnética. Las estructuras que operan en longitudes de onda visible (VIS) se utilizan en el desarrollo de sensores o aplicaciones médicas. Usualmente las estructuras creadas para funcionar dentro de este rango miden cientos de nanómetros [1,22]. En contraparte, los dispositivos que trabajan dentro del infrarrojo (IR)

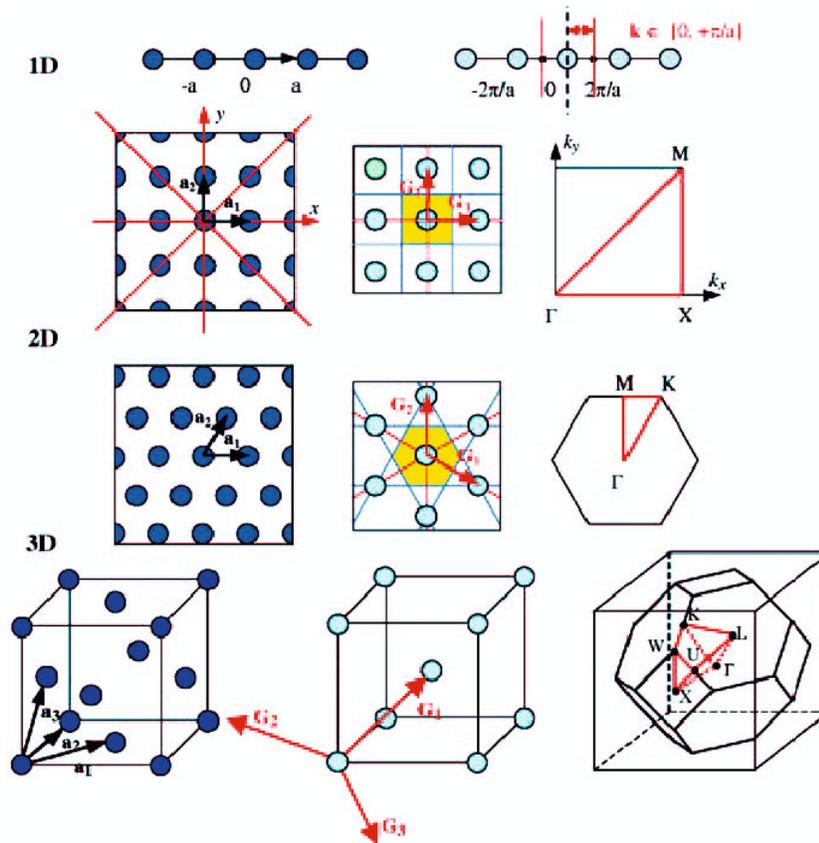


Figura 2.8: Cristales fotónicos de 1D, 2D y 3D con sus correspondientes zonas de Brillouin y sus zonas irreducibles [22].

requieren estructuras con una constante de red y dimensiones mayores de hasta algunos micrómetros. La radiación IR es la más utilizada en sistemas de comunicaciones, debido a que cuentan con anchos de banda grande y son compatibles con sistemas de fibra óptica [22].

A medida que la longitud de onda de la luz incidente es más grande o la frecuencia es menor, las estructuras fotónicas requieren mayores dimensiones, por lo que la técnica de fabricación de las estructuras fotónicas resulta más simple. A su vez, también involucra una menor susceptibilidad en errores de fabricación. Existen varias técnicas de fabricación para realizar estructuras en escalas del orden de nanómetros y micrómetros tales como son la litografía, el autoensamblado de partículas coloidales, holografía, escritura directa láser, etc [1]. Para generar estructuras en el rango de los terahertz, es de especial utilidad la técnica de escritura directa láser, ya que permite la posibilidad de generar brechas de energía (*bandgap*) completas.

Tabla 2.1: Bandas del espectro electromagnético con sus correspondientes valores en longitud de onda y frecuencias.

Espectro Electromagnético	Longitud de Onda	Frecuencia [Hz]
Visible (VIS)	400 – 780 nm	$7.5 \times 10^{14} - 3.8 \times 10^{14}$
Infrarrojo cercano (NIR)	780 nm – 3 μm	$3.8 \times 10^{14} - 1.0 \times 10^{14}$
Infrarrojo mediano (MIR)	3 – 6 μm	$1.0 \times 10^{14} - 0.5 \times 10^{14}$
Infrarrojo lejano (FIR)	6 – 15 μm	$0.5 \times 10^{14} - 0.2 \times 10^{14}$
Infrarrojo extremo (IR)	15 – 30 μm	$0.2 \times 10^{14} - 0.1 \times 10^{14}$
Terahertz (THz)	30 μm – 3 mm	$10 \times 10^{12} - 0.1 \times 10^{12}$
Microondas	3 mm – 1 m	$100 \times 10^9 - 0.3 \times 10^{11}$

2.4.1. Frecuencia terahertz (THz)

El principal caso de interés se basa en el rango de los terahertz. Este es un rango no tan explorado por la comunidad científica actualmente; fue hasta los años 60's cuando se encontró que la radiación THz posibilita la detección de materia orgánica; con lo cual se empezaron a desarrollar sistemas de emisión y detección en dicho rango. Los THz se ubican entre el espectro IR y el microondas, su banda en frecuencias es de 0.1 – 10 THz. Otra característica de la radiación THz es que no es ionizante y puede penetrar en materiales no conductores, pero es absorbida por moléculas polares y reflejado por metales. El uso de estas frecuencias permite transparencia en materiales que son opacos en el rango visible e infrarrojo. Con la frecuencia THz es posible obtener diferentes aplicaciones y realizar estudios complementarios, como los listados a continuación:

- 1.- **Seguridad:** Detección de dispositivos explosivos o armas, imagenología para el rastreo de drogas en aeropuertos [22, 23].
- 2.- **Medicina:** Realizar diagnósticos médicos como la detección del cáncer o diagnósticos dentales, Obtener la cantidad de agua dentro de un tejido. En general presenta una alternativa a los rayos X al ser no ionizante [22].
- 3.- **Industria:** Espectroscopia basada en la identificación y caracterización de agentes químicos y/o biológicos en materiales. Detección de contaminantes alimenticios [23, 24].

- 4.- **Espacio:** Espectroscopia para la medición de campos en la radioastronomía para la identificación de la estructura, temperatura y movimientos internos dentro de las nubes estelares [23].

El primer cristal fotónico fabricado en 3D para el rango de frecuencias en THz se realizó en 1994 [22]. Dicho cristal presentaba un bandgap en el rango de frecuencias de 370–520 GHz con una forma *woodpile*; es decir, un arreglo en el cual se apilan barras de un material en forma secuencial. El material con que se fabricó era silicio con filamentos de 5.1 cm. En la Fig. 2.9 se muestra el esquema de este cristal y su respuesta de transmisión [25].

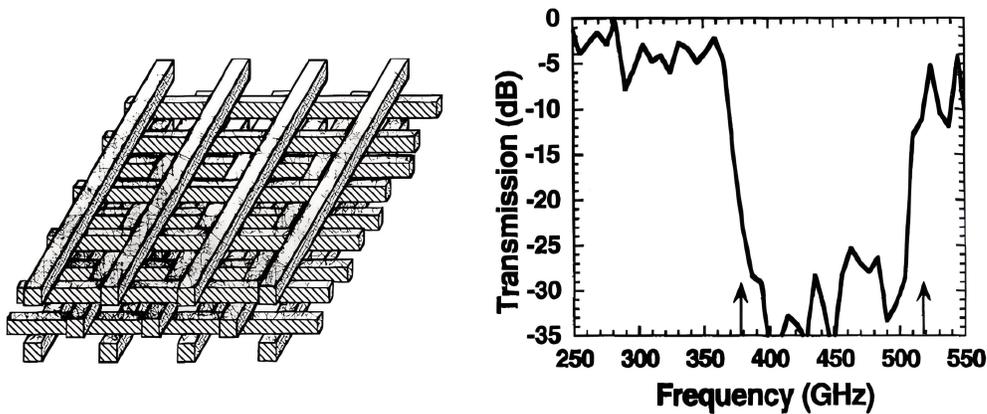


Figura 2.9: Primer cristal fotónico 3D en banda de terahertz con estructura *woodpile* y bandgap entre 370 – 520 GHz [22].

El desarrollo de nuevas aplicaciones y dispositivos fotónicos en el rango THz ha sido de gran interés en los últimos años, logrando la creación de guías de onda, sensores, láseres, etc [31,32]. Estos son integrado a la industria como biosensores [29], sistemas de imagenología o seguridad [28], es por esto que es del agrado abordar a detalle las futuras aplicaciones de estos sistemas. [26].

Las publicaciones en el área han crecido de manera exponencial. En la Fig. 2.10 se observa el crecimiento que ha tenido el área THz [27].

Por otro lado la fotolitografía es un método reciente en la creación de cristales fotónicos, un método que permite facilidad y accesibilidad en la fabricación de estructuras. La conjunción del método de fotolitografía con la creación de cristales fotónicos que puedan ser analizados en el rango de terahertz es una apuesta prometedora sobre las aplicaciones que pueden

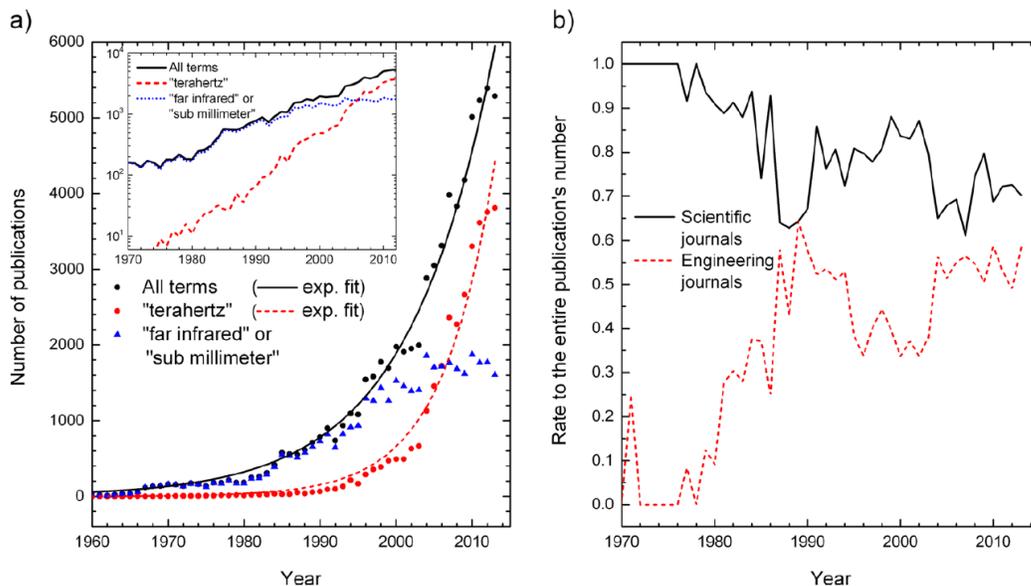


Figura 2.10: a) Cronología de publicaciones realizadas en las últimas décadas donde se menciona el rango Terahertz. b) Tasa de cambio de las publicaciones en revistas científicas y de ingeniería [27].

conllevar. Se han diseñado estructuras que asocian lo anteriormente mencionado, realizando cristales fotónicos de bajo contraste inmersos en SU-8.

Como ya se mencionó, el análisis de tecnologías y aplicaciones en el rango de terahertz ha sido poco estudiado hasta hace unos años. Éste se ha enfocado en realizar sensores altamente selectivos para la caracterización de gases y/o aerosoles para conocer sus componentes químicos. Otras integraciones a la tecnología se basa en la comunicación inalámbrica de banda ancha, la detección espectroscópica y la obtención de imágenes con técnicas no destructivas [28–32].

En este trabajo se plantea la fabricación de cristales fotónicos en un mismo material: una resina fotosensible a la cual se le generarán cambios periódicos de índice de refracción con un contraste bajo. El método de fabricación que se emplea es el de fotolitografía por escritura directa láser, en el cual se ahondará a detalle en los siguientes capítulos. Antes de eso, es importante conocer las características y propiedades que deben tener los cristales antes de ser fabricados, por lo que se continua con un análisis computacional hacia diferentes aspectos de la estructura fotónica como son la diferencia de índices de refracción, el tamaño de los pilares y la constante de red de la estructura fotónica.

Capítulo 3

Análisis computacional de cristales fotónicos

Usualmente los cristales fotónicos son fabricados utilizando procesos de fotolitografía con posibilidad de dos tipos de estructuras: creando pilares de cierto material o generando huecos en un material. Estas estructuras están en contacto con un medio que usualmente es aire, ya sea rodeando los pilares o llenando los huecos. La particularidad del cristal fotónico a fabricar consiste en estar construido generando cambios periódicos en el índice de refracción, teniendo una estructura fotónica embebida en un mismo material. El cristal fotónico que se utiliza como referencia, consiste en un arreglo de pilares de la resina fotosensible SU-8 que ha sido desarrollado con anterioridad dentro del grupo de Fotónica de Microondas del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología (ICAT), dentro de la UNAM [33]. Para tener un mejor entendimiento sobre la respuesta de los cristales fotónicos con bajo contraste de índice de refracción, se realizó un análisis computacional de las estructuras a fabricar. El cristal fotónico está diseñado para su funcionamiento en frecuencias de terahertz. La finalidad de esta investigación es hallar los parámetros adecuados para una respuesta óptima en el rango de frecuencias terahertz tal que se localicen las bandas prohibidas del cristal y exportar esto al proceso de fabricación. En las siguientes secciones se presentan los resultados al cambiar las dimensiones físicas del cristal y la dependencia en el índice de refracción. Se utiliza el software COMSOL Multiphysics en su módulo de radio frecuencias para calcular campos electromagnéticos de frecuencias THz donde la longitud

de onda es comparable con el tamaño del sistema; en el software se pueden modelar campos electromagnéticos armónicos en el tiempo que inciden sobre una estructura fotónica, calculando su respuesta en transmisión y reflexión en función de la frecuencia.

3.1. Simulaciones computacionales

Para las simulaciones se consideran estructuras bidimensionales compuestas por una matriz de pilares inmersos en un medio uniforme. Se realizan variaciones en el índice de refracción del medio y los pilares, la constante de red y el diámetro de los pilares. Resolver el problema de valores propios de los cristales fotónicos suele ser complejo debido a la cantidad de factores que pueden presentarse en las estructuras fotónicas. Una forma viable de conocer el comportamiento de las ondas electromagnéticas en los cristales es a través de métodos numéricos, con lo que existen diferentes métodos para resolver el problema de valores propios, sin embargo, esto involucra un desarrollo complejo. Otra alternativa es utilizar software especializado de elemento finito. En este caso se utilizó el software COMSOL Multiphysics en su módulo de radio frecuencias (RF) con un análisis en la dependencia en el dominio de las frecuencias.

Existen diversos trabajos que han investigado acerca del índice de refracción de la resina fotosensible SU-8 reportando valores con variación entre 1.75 a 1.85 en el rango de terahertz [34–36]. La diferencia reportada en estos trabajos es a causa de las alteraciones que pueden presentar las propiedades del material al momento de su preparación, siendo principalmente:

1. El proceso de horneado en el que se prepara la muestra, influyendo tanto la temperatura como el tiempo de horneado; en este proceso se evaporan los solventes sobre la muestra y se proporciona energía al entrecruzamiento de las cadenas poliméricas.
2. La fuente de luz a la que se expone la muestra, siendo importante la potencia de la fuente y el tiempo de exposición. Esto afecta la dinámica del proceso químico del entrecruzamiento de las cadenas poliméricas del material.

En resumen, existen aspectos que modifican el índice de refracción; la fabricación de los

cristales fotónicos es un proceso de preparación delicado con un control de variables complejo. Realizar un estudio para encontrar la dependencia del índice de refracción tomando en cuenta la influencia de cada uno de los aspectos mencionados resultaría en un tema distinto al propuesto en este escrito. De hecho, para propósitos prácticos, lo importante para los cristales fotónicos planteados es conocer la diferencia de índice de refracción entre los pilares generados y el medio en el que están embebidos [34–36]. Además se exploran diferentes índices de refracción para los pilares y el medio que los rodean, denominado desde ahora en adelante como *base*.

En las siguientes secciones se explican los resultados obtenidos al modificar las diferentes variables del cristal fotónico. Antes de realizar un análisis computacional sobre el estudio de los cristales fotónicos, es necesario introducir un concepto para su entendimiento; el parámetro de dispersión (*S-parameters* por sus siglas en inglés) ya que COMSOL devuelve resultados a partir de dicho parámetro, a continuación es descrito.

3.1.1. Parámetros S

Para entender los parámetros de dispersión (Scattering parameters) se puede considerar el sistema como una caja negra sobre la cual incide una onda electromagnética con cierta intensidad. Lo que se quiere conocer es la relación de la intensidad de la onda incidente con respecto a la intensidad de la onda que sale del sistema y aquella que es reflejada. Dicho proceso se ilustra en la Fig. 3.1.

En esta caja negra sólo se consideran dos puertos, uno a la entrada y uno a la salida. En el primer puerto se toma en cuenta la intensidad de la onda que entra a la caja, donde esta señal es conocida. Por el mismo puerto se obtiene también la respuesta de la onda reflejada, la cual es la que regresa por el puerto uno (es decir, el puerto uno considera una señal de entrada y una de salida). La razón entre la intensidad de la onda de entrada y la reflejada es conocido como el coeficiente de reflexión y se denota con el parámetro S_{11} , mientras que la razón entre la intensidad de la onda de entrada con la intensidad de la onda que logra salir por el puerto dos es conocido como el coeficiente de transmisión, denotado con el parámetro S_{21} . Estas cantidades suelen medirse en decibeles considerando como referencia la onda de entrada, los cuales se obtienen a partir de la siguiente ecuación:

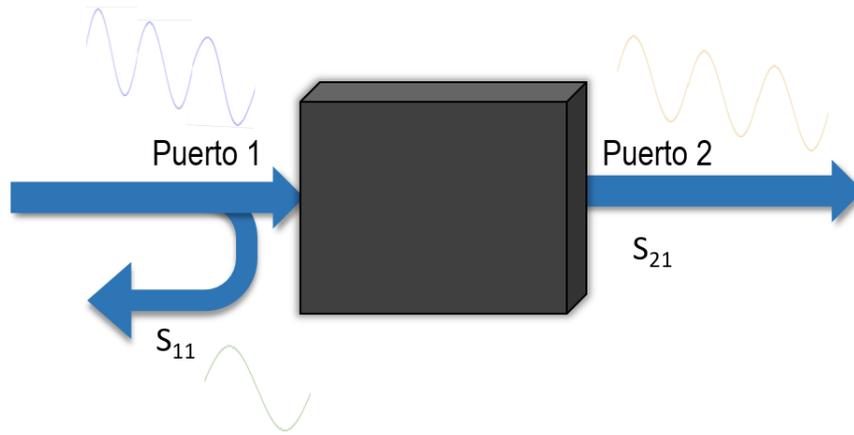


Figura 3.1: Obtención de los parámetros de dispersión en un cuerpo considerando las componentes de reflexión (S_{11}) y transmisión (S_{21}) de una onda electromagnética al pasar por un sistema.

$$1[\text{dB}] = 10 \log \frac{X_{\text{salida}}}{X_{\text{entrada}}} = 10 \log C, \quad (3.1)$$

donde X_{entrada} y X_{salida} representa la onda o señal de entrada y salida respectivamente y C es el coeficiente asociado, ya sea de transmisión o reflexión.

Dadas las condiciones de la estructura, si en el puerto S_{11} se registra una señal, significa que son las componentes reflejadas. S_{21} registra la señal que se transmite a través del cristal, es decir, es la señal que no fue reflejada, dispersada o absorbida.

3.2. Cambios en el índice de refracción del SU-8

Un aspecto fundamental para el tipo de estructura propuesta es observar la dependencia de la respuesta óptica con respecto al índice de refracción de las diferentes partes del cristal. Como se mencionó anteriormente, el material sobre el cual se fabrican las estructuras es SU-8. Dado que la estructura del cristal fotónico consiste de pilares inmersos en el mismo material con un índice de refracción ligeramente distinto al de la base, generado a partir del método de fabricación (el cual será detallado en el capítulo 4), se genera un contraste en índices de refracción, Δn . Por lo tanto es de interés comprender cómo afecta Δn en la respuesta del cristal fotónico.

Las condiciones en las que se realiza la siguiente serie de simulaciones son:

- 1.- La señal de entrada consiste en una onda electromagnética con polarización transversal eléctrica (TE), un frente de onda plano e incidencia normal al plano de la muestra.
- 2.- El rango en frecuencias de interés es entre 0.4 y 0.7 THz con un paso de 0.02 THz, ya que en dicho paso se halla una buena resolución de los parámetros S.
- 3.- La permeabilidad magnética se mantiene constante, con un valor de $\mu = 1.08$.
- 4.- El parámetro de red se mantiene constante con un valor $a = 137.5 \mu\text{m}$, así como el diámetro de los pilares con valor $d = 75 \mu\text{m}$.
- 5.- La nomenclatura para referirnos al índice de refracción de la base y los pilares será la siguiente:
 - n_b := Índice de refracción de la base.
 - n_p := Índice de refracción de los pilares.

3.2.1. Variaciones del índice de refracción en los pilares: n_p

El cambio de índice de refracción de los pilares se ve alterado a causa de la irradiación ocasionada por el sistema de fotolitografía [37]. La variación del índice de refracción se presenta entre 10^{-3} y 10^{-4} [38]. A pesar de presentar un cambio de baja magnitud, el cambio es suficiente para el funcionamiento de elementos fotónicos, tales como las guías de onda óptica.

Generalmente el proceso de fabricación por escritura directa láser ocasiona que el índice de refracción aumente en donde hay exposición de la resina a la fuente láser [39]. Tal es el caso de las estructuras generadas dentro del laboratorio utilizando este mismo material [38, 40]. Aunque cabe la posibilidad de que suceda lo contrario al cambiar las condiciones de fabricación o los materiales, tal como se ha reportado en algunos vidrios [41]. Por tal motivo el análisis de las simulaciones realizadas contempla ambos casos.

Para este estudio se consideró un índice de refracción en la base de $n_b = 1.80$, tomando como referencia el estudio realizado por Arscott et. al. [34, 35]. El rango de estu-

dio en el cambio de índice de refracción es de $\Delta n = \pm 0.05$ con incrementos de $\Delta n = 0.005, 0.01, 0.025, 0.05$.

Los espectros de transmisión obtenidos de estas simulaciones a partir de las condiciones ya mencionadas anteriormente se presentan en la Fig. 3.2.

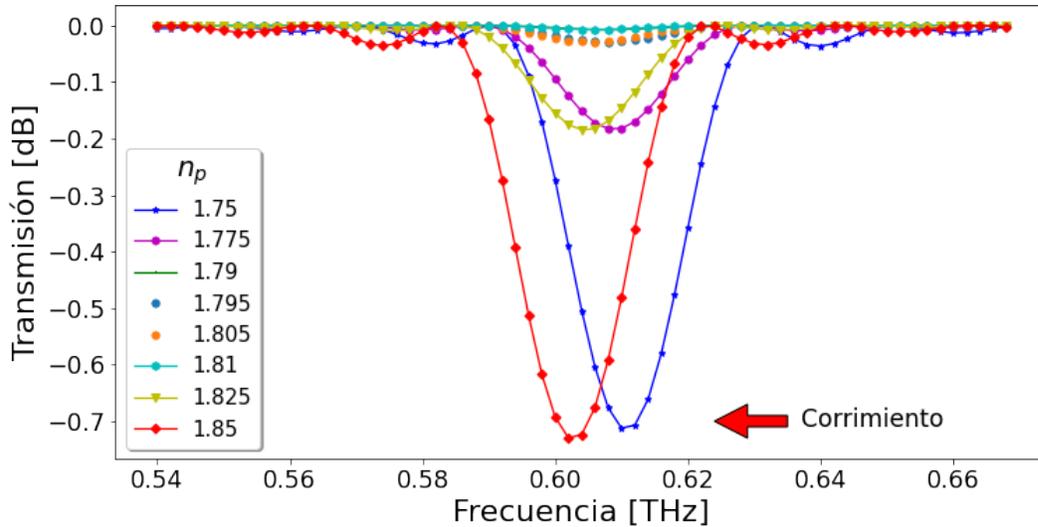


Figura 3.2: Espectro de transmisión del cristal fotónico de bajo contraste con respuesta en dependencia al cambio de índice de refracción de los pilares considerando un índice de refracción en la base $n_b = 1.80$.

En los cristales fotónicos es de interés identificar el mínimo de transmisión ya que en éste se indican las frecuencias para el cual el cristal no permite el paso de las ondas electromagnéticas. Por consiguiente se obtienen las bandas fotónicas del cristal. A partir de lo observado en la Fig. 3.2 se identifica tanto el contraste de la banda prohibida y la frecuencia central a la que se presenta. El contraste de la banda rechazada cambia conforme el índice de refracción en los pilares se modifica con respecto a la base. Se presenta una mayor intensidad al incrementarse el valor de Δn y valores casi nulos cerca del valor de índice de la base. Este último comportamiento se explica por un Δn bajo y es de esperarse que desaparezca cuando los pilares y la base poseen el mismo valor de n . Algo que es importante señalar es que la frecuencia en la que se centra el mínimo de transmisión también muestra un ligero desplazamiento menor a 0.01 THz. El comportamiento de la atenuación de transmisión en la banda prohibida se resume en la Fig.3.3:

donde dB es la respuesta óptica en decibeles y RIU son las unidades de índice de refracción.

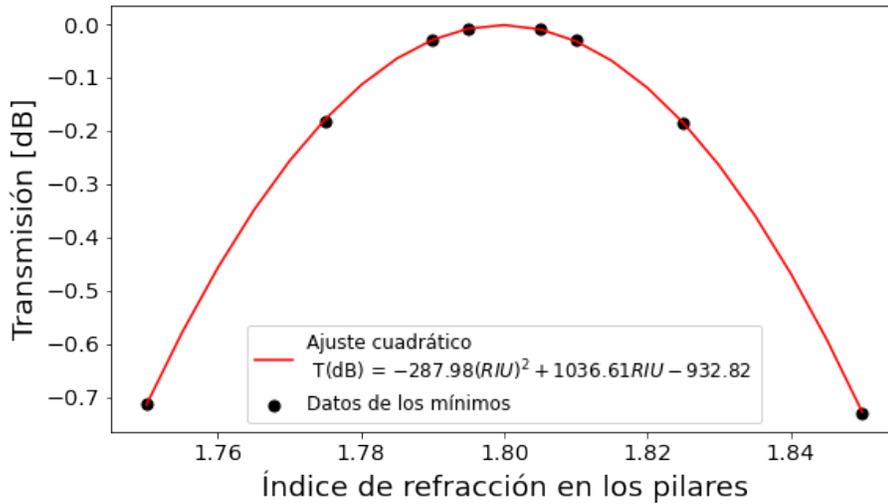


Figura 3.3: Cambio en el mínimo de transmisión al modificar el índice de refracción de los pilares, el cual muestra una simetría al desplazarse ya sea para índices de refracción mayores o menores a la base.

A partir de la variación en el índice de refracción de los pilares manteniendo el índice de la base constante observado en las Figs. (3.2) y (3.3), se puede concluir:

- 1.- La atenuación presente en el espectro de transmisión indica la presencia de una banda prohibida en cada muestra.
- 2.- El mínimo de transmisión aumenta cuando la diferencia entre índices de refracción es mayor. El cambio de contraste presenta un comportamiento simétrico con respecto al índice de refracción de la base, el cual se ajusta a una parábola.
- 3.- Si $n_p < n_b$, el mínimo en transmisión se desplaza a frecuencias mayores, mientras que si $n_p > n_b$ el mínimo en transmisión se desplaza a frecuencias menores. Este desplazamiento en frecuencia es muy ligero en ambos casos, $\approx \pm 0.005$ THz, y para ciertas aplicaciones puede ser despreciada o presenta una tolerancia aceptable.

3.2.2. Variaciones del índice de refracción en la base: n_b

Es conveniente observar las implicaciones en el cambio de índice de refracción del propio SU-8 (material base) con el que se fabrican los cristales fotónicos. Al ser un polímero fotocurable y que su proceso involucra diferentes etapas de preparación, cualquier variación

en el proceso de fabricación puede generar un cambio en su índice de refracción. Por este motivo, se realizan variaciones del índice de refracción de la base y los pilares.

Se analizaron tres posibles casos con un índice de refracción de la base con valores de $n_b = 1.75, 1.80$ y 1.85 . El análisis se llevó a cabo considerando valores de $\Delta n = 0.01, 0.025, 0.05$ para los pilares. Estos valores se eligieron de manera que se obtenga un contraste considerable en la atenuación de la banda prohibida y se puedan comparar directamente los escenarios. En la Fig. 3.4 se muestra el análisis de los mínimos en cada caso, observando el cambio en el mínimo de transmisión y realizando sus ajustes lineales respectivos.

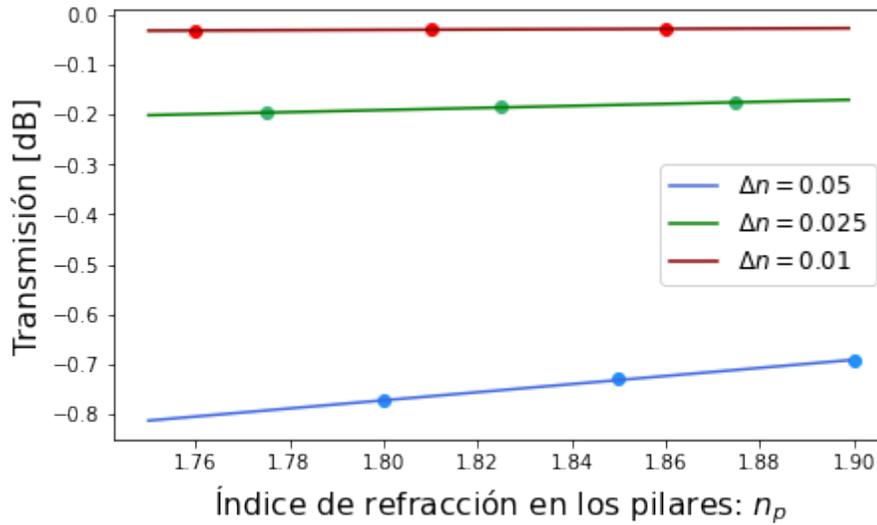


Figura 3.4: Respuesta óptica mostrando el mínimo en transmisión, realizando variaciones en el índice de refracción de la base y en los pilares con un ajuste lineal en cada caso.

De los resultados obtenidos a partir de la Fig. 3.4 se puede concluir lo siguiente:

- 1.- Se presentan pendientes diferentes en cada caso, siendo mayor cuando el contraste de índice de refracción es mayor. Las pendientes son:
 - $0.76 \frac{\text{dB}}{\text{RIU}}$ cuando $\Delta n = 0.05$,
 - $0.20 \frac{\text{dB}}{\text{RIU}}$ cuando $\Delta n = 0.025$,
 - $0.03 \frac{\text{dB}}{\text{RIU}}$ cuando $\Delta n = 0.001$,
- 2.- A medida que el índice de la base es menor, aumenta el mínimo en transmisión.

- 3.- En los tres casos de estudio se tiene un comportamiento similar mostrando una tendencia lineal con una pendiente positiva, mientras menor es el índice de refracción de la base y los pilares, pero el contraste entre ellos mayor, se tiene una amplitud en transmisión más amplia.

Notar que se siguen un comportamiento similar aunque el índice de refracción cambie en la base y en los pilares, sólo existe un cambio ligero en la frecuencia en la que se encuentra el mínimo de transmisión. Por lo que elegir algún índice de refracción específico en la base, sólo consideraría un cambio en la frecuencia del mínimo, a causa de esto se elige como índice en la base el valor de 1.80 para las siguientes variaciones.

3.3. Cambios en la estructura física del cristal fotónico

La frecuencia a la cual se presenta la banda prohibida depende directamente de las características físicas de la estructura periódica. El análisis siguiente se enfoca en analizar el cambio en la respuesta óptica al variar la separación de los pilares que conforman los cristales fotónicos: constante de red y su diámetro. Con la constante de red y el diámetro se permite conocer de manera directa la dependencia al utilizar bajos contrastes de índice de refracción en el material.

3.3.1. Variación en la constante de red

La literatura menciona que existe un comportamiento lineal al cambiar la constante de red con respecto a la frecuencia en la que se halla el mínimo de transmisión.

Para el análisis que se realiza los índices de refracción en la base y pilares son constantes. Los valores de índice de refracción son: para la base $n_b = 1.80$ y para los pilares $n_p = 1.85$. Los índices de refracción fueron establecidos considerando como punto de partida un valor cercano al real (alrededor de 1.80 para frecuencias entre 0 y 1 THz [34]), pero favoreciendo un mayor contraste en la banda prohibida. El rango de las frecuencias de estudio es el mismo de 0.4 a 0.7 THz, al igual que las condiciones de lanzamiento de la onda electromagnética y el diámetro de los pilares es constante con un valor de $d = 75\mu m$.

Los resultados obtenidos muestran que al disminuir la constante de red, la banda prohibida se ubica en una frecuencia mayor y su contraste en atenuación en transmisión aumenta. Al aumentar la constante de red, la frecuencia en la que se presenta la banda prohibida disminuye. Estos resultados presentan diferencias significativas en el cambio de la frecuencia de la banda prohibida comparado con el estudio reportado en la sección anterior. En la Fig. 3.5 se muestra lo descrito.

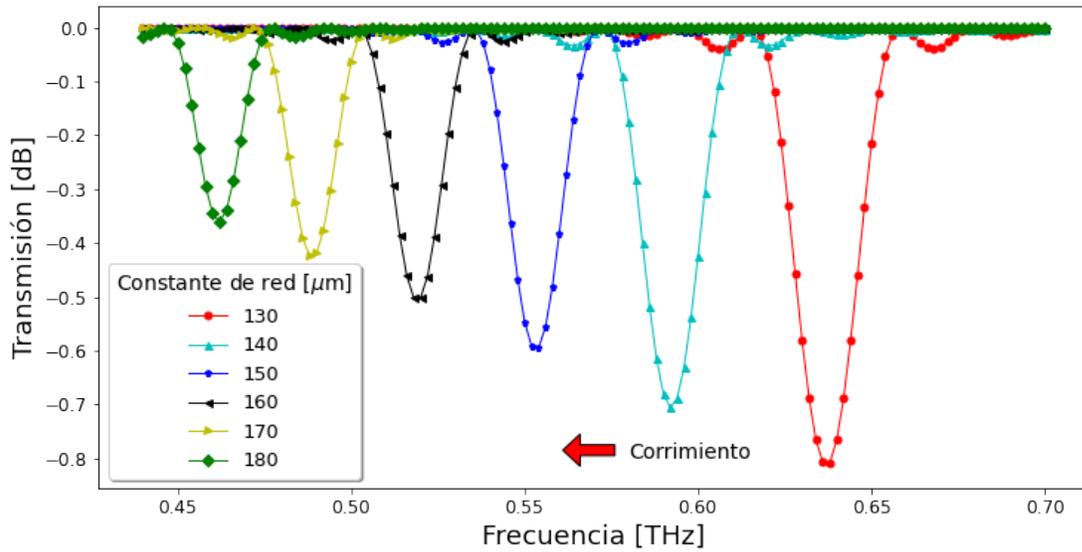


Figura 3.5: Espectro de transmisión de la red cristalina al realizar variaciones en la constante de red (*a*) utilizando un índice de refracción en la base $n_b = 1.80$ y en los pilares $n_p = 1.85$ con un diámetro en pilares de $d = 75 \mu\text{m}$.

Realizando un análisis del comportamiento en frecuencia de los mínimos en transmisión para cada valor constante de red se observa un comportamiento lineal con una pendiente negativa de $-0.004 \frac{\text{THz}}{\mu\text{m}}$, lo cual es un desplazamiento significativo en frecuencia. Igualmente, al observar el cambio en el contraste del mínimo con respecto a la constante de red, se puede ver que también presenta un cambio lineal con pendiente positiva de $0.009 \frac{\text{dB}}{\mu\text{m}}$, es decir, mientras más grande sea la constante de red, la amplitud del mínimo de transmisión se ve atenuada.

La relación entre la transmisión, la constante de red y la frecuencia es de suma importancia, por lo que es conveniente visualizar su relación, la cual se muestra en la Fig. 3.6.

A partir de la Fig.(3.6) se puede concluir lo siguiente:

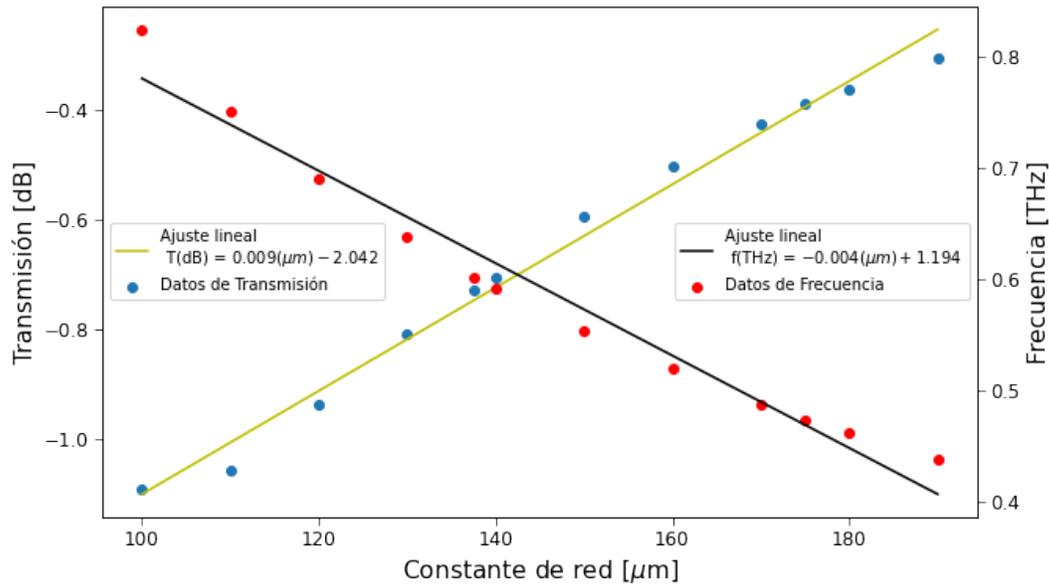


Figura 3.6: Relación entre el mínimo de transmisión y la frecuencia asociados al cambio en la constante de red de los pilares, realizando un ajuste lineal en ambos casos.

- 1.- Existe una relación lineal entre la constante de red y el desplazamiento del mínimo en frecuencia a una razón de cambio de $-0.004 \frac{\text{THz}}{\mu\text{m}}$. Al aumentar la constante de red, el mínimo se desplaza a una frecuencia menor.
- 2.- A medida en que se aumenta la constante de red, la amplitud del mínimo en transmisión de la banda prohibida disminuye ajustándose a un modelo lineal a una razón de $0.009 \frac{\text{dB}}{\mu\text{m}}$, por lo que es óptimo realizar estructuras con una constante de red alrededor de $140 \mu\text{m}$ para la obtención de bandas prohibidas y ya que con esta constante de red el mínimo en transmisión se halla en una frecuencia de 0.6 THz , dicha frecuencia es la de mejor operación en el sistema THz-TDS.

De lo anterior se tiene una congruencia con lo reportado en la literatura donde se menciona que el cambio producido en la constante de red, altera significativamente la amplitud del mínimo de transmisión, por lo que se sabe que es posible crear cristales fotónicos en escalas accesibles y luego ser llevadas a otras donde por cuestiones de fabricación sea más complicado fabricar cristales.

3.3.2. Variación en el diámetro de los pilares

En complemento a la investigación de las características físicas del cristal fotónico, se estudió la influencia del diámetro de los pilares que conforman la estructura periódica. Para la realización de las simulaciones correspondientes se consideró realizar variaciones en el diámetro de los pilares en un rango desde 40 hasta 120 μm en intervalos de 10 μm . La estructura considerada en esta serie de simulaciones contempló un índice de refracción de la base $n_b = 1.80$, índice de los pilares $n_p = 1.85$ y una constante de red $a = 137.5 \mu\text{m}$. Los resultados obtenidos en el espectro de transmisión se muestran en la Fig. 3.7, donde se incluye una ampliificación del rango de 90 a 120 μm con incrementos de 5 μm .

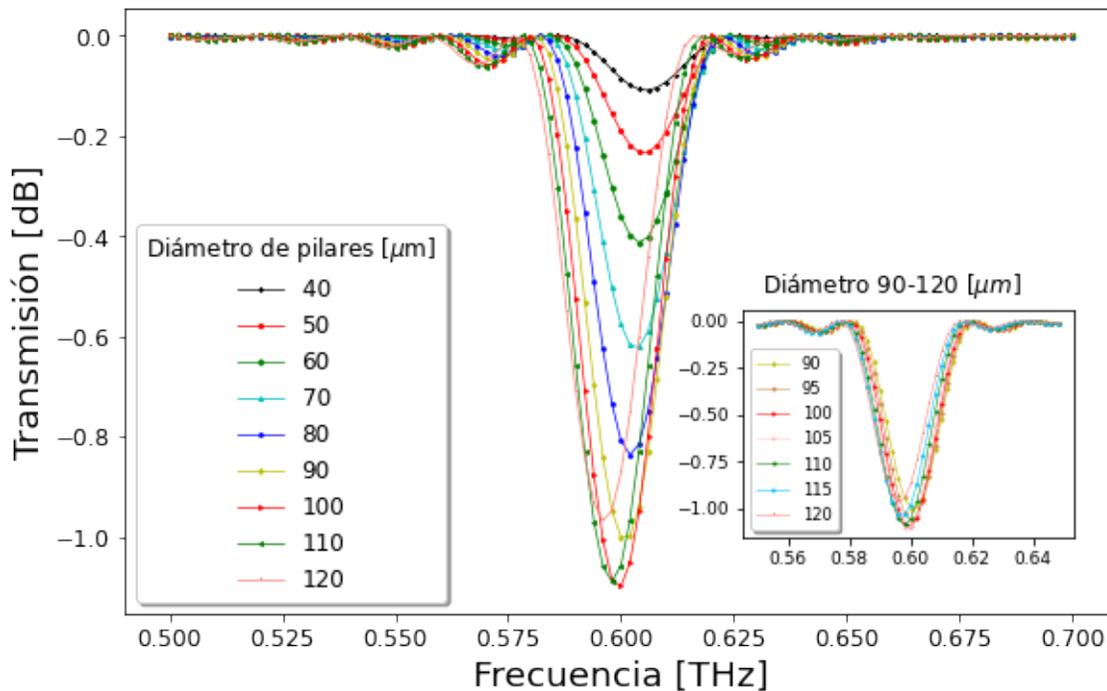


Figura 3.7: Espectros de transmisión de la red cristalina obtenidos al cambiar el diámetro de los pilares que conforman la estructura periódica en un rango de 40 a 120 μm en intervalos de 10 μm . Recuadro) Respuesta de la transmisión en un rango de 90 a 120 μm con un intervalo de 5 μm .

Un primer comportamiento que resalta es que no hay un desplazamiento significativo en la frecuencia de la banda prohibida, observando que el mínimo de transmisión en cada caso se encuentra alrededor de 0.6 THz. Sin embargo, es evidente que la atenuación de la banda prohibida incrementa mientras el diámetro del pilar es mayor. Este comportamiento es menos pronunciado para diámetros del pilar superiores a 90 μm , tal como se muestra en el

recuadro de la Fig. 3.7. Dicho comportamiento posee un máximo de atenuación alrededor de $d \approx 105 \mu\text{m}$, a partir de ahí la atenuación en el espectro de transmisión disminuye. En la Fig. 3.8 se observa el cambio en el mínimo de transmisión para tamaño de pilares desde 90 a $120 \mu\text{m}$ con intervalos de $5 \mu\text{m}$ en los pilares.

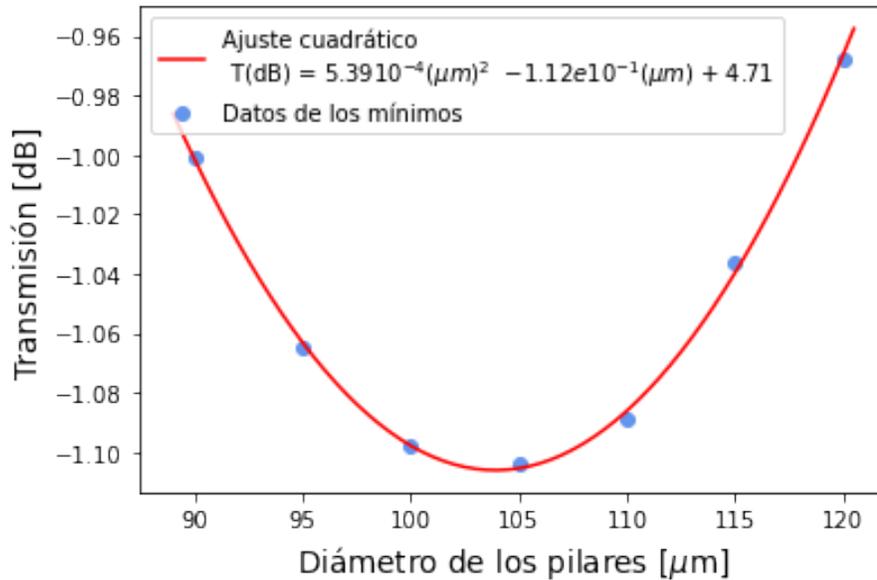


Figura 3.8: Cambios en la transmisión del cristal fotónico al realizar variaciones en el diámetro de los pilares. El ajuste de línea obedece a un polinomio cuadrático.

Encontrar el máximo de atenuación en la transmisión de la señal del cristal fotónico es de interés para obtener un contraste óptimo; se aprecia en la Fig. 3.8 que el máximo contraste en transmisión se logra para valores entre $100 - 105 \mu\text{m}$. Este dato es muy relevante ya que permite optimizar el diseño del cristal fotónico para obtener una menor o mayor respuesta de la banda de rechazo sin prácticamente modificar la frecuencia asociada.

A través del análisis hecho hasta ahora, se realizaron variaciones al cambiar los índices de refracción tanto en la base como en los pilares y en la estructura física del cristal fotónico variando la constante de red y el diámetro de los pilares. Se obtienen parámetros óptimos para realizar un modelo que permita llevarlo a la fabricación. Más aún, se estudiará a detalle este modelo conociendo su respuesta óptica cambiando la polarización del haz incidente y realizando defectos en la estructura. Esto se realiza en la siguiente sección.

3.4. Respuesta de un cristal fotónico óptimo: dependencia en polarización y defectos en la estructura.

Con el estudio de las simulaciones anteriores se observa el cambio en la respuesta del cristal fotónico al modificar los diferentes parámetros de éste. Cabe mencionar que es de interés tener una estructura cuya banda prohibida se encuentre dentro de un rango de frecuencias entre 0.4 a 0.7 THz, ya que en esta banda es donde se presentan efectos de interés, en particular en 0.6 THz debido a que esta frecuencia coincide con el máximo de la fuente de radiación THz y la sensibilidad del sistema TDS que se utiliza en el laboratorio. Por lo tanto, al tener idea de las características que deben tener los pilares como son los efectos de los cambios de los índices de refracción, la variación en la constante de red y de su diámetro, se puede idear una estructura para generar un cristal fotónico de bajo contraste. Utilizando los resultados de las secciones anteriores, se decide simular un cristal fotónico cuya respuesta tenga una banda prohibida en 0.6 THz. Los parámetros utilizados para la simulación del cristal fotónico son:

- 1.- Índice de refracción de la base $\rightarrow n_b = 1.80$.
- 2.- Índice de refracción de los pilares $\rightarrow n_p = 1.85$.
- 3.- Constante de red $\rightarrow a = 137.5 \mu\text{m}$.
- 4.- Diámetro de pilares $\rightarrow d = 90 \mu\text{m}$.
- 5.- El ángulo de incidencia de la onda electromagnética es normal a la superficie.

Al realizar la simulación del cristal fotónico con estas características se obtiene el espectro de transmisión mostrado en la Fig. 3.9, en donde se observa la banda prohibida en su espectro de transmisión, la cual está centrada en 0.6 THz y presenta un contraste de señal de -1.0 dB.

Hasta ahora todos los resultados se han analizado a partir de la respuesta producida por la transmisión, dejando de lado aquello que se produce en reflexión. Sin embargo, es importante considerar la señal en reflexión para complementar la caracterización de la

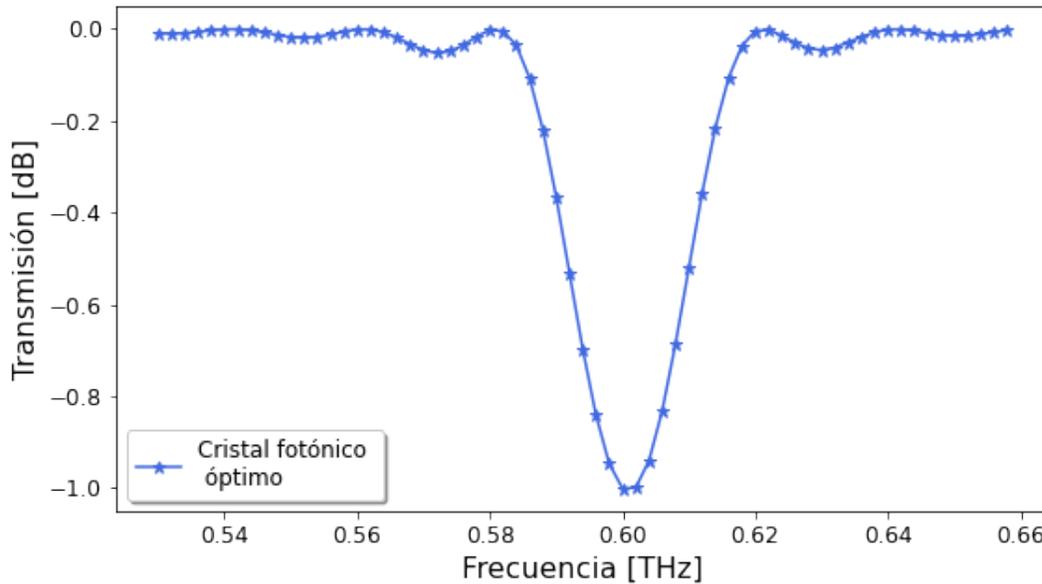


Figura 3.9: Respuesta en transmisión en un cristal fotónico óptimo a partir de los parámetros seleccionados.

estructura. La señal de reflexión considera todas las componentes que se reflejan a lo largo de la extensión del cristal fotónico, regresando en dirección del puerto de entrada. Estas son detectadas en el software mediante un monitor situado al inicio de la estructura.

La respuesta en reflexión para el cristal fotónico con los parámetros optimizados se muestra en la Fig. 3.10. Este resultado se presenta en conjunto con la transmisión de manera normalizada considerando su valor máximo y mínimo. Se aprecia que la frecuencia en la que se encuentra el mínimo en transmisión coincide con el máximo en reflexión, como era de esperarse. Además, las resonancias producidas alrededor del mínimo también se presentan en el parámetro de reflexión. Con lo cual se presenta una evidencia de que el cálculo realizado es correcto.

3.4.1. Dependencia en polarización

Las anteriores simulaciones se han realizado para una polarización transversal eléctrica (TE). Es decir, la orientación del campo eléctrico de la onda incidente se halla en el mismo plano que el vector de propagación. Se realiza de esta manera ya que en la práctica, los equipos para la producción de ondas en el rango de los THz, utilizan generalmente ondas

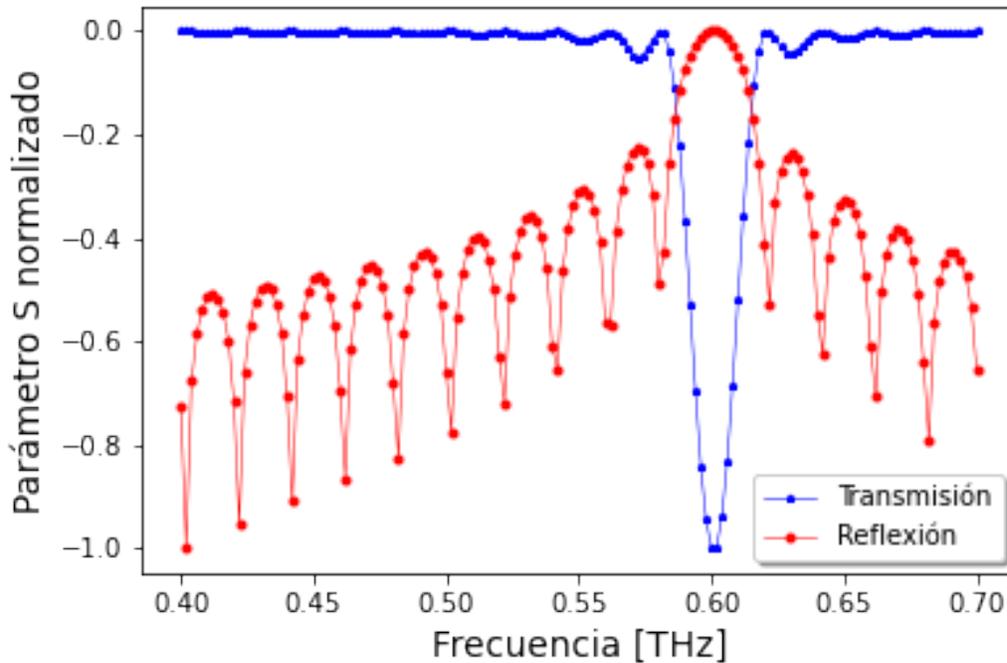


Figura 3.10: Espectro de transmisión y reflexión normalizados producidos por el cristal fotónico en condiciones óptimas. El cristal cuenta con las características indicadas en el inicio de la sección.

eléctricas con polarización TE. Por este motivo, el análisis de los cristales fotónicas hasta este punto se restringió al uso de ondas con dicha polarización. Sin embargo, es conveniente explorar la respuesta que se tiene en el cristal fotónico con una polarización transversal magnética (TM), conocer las variaciones en el comportamiento de la respuesta óptica, tanto en reflexión como en transmisión.

La comparación en la transmisión y en la reflexión con una onda TM en la estructura óptima para un ángulo de incidencia normal se muestra en la Fig. 3.11. La respuesta en transmisión y reflexión producida por la polarización TM presenta un comportamiento similar a la polarización TE, pero con ciertas alteraciones definidas. En ambos espectros se puede apreciar que se presenta una modulación similar, pero con incrementos súbitos en todo el rango espectral y la simetría de los lóbulos aparece deformada. Al observar el espectro se aprecia que la estructura fotónica no es la idónea para esta polarización magnética puesto que presentan incrementos súbitos, ya que lo que se modifica es la función dieléctrica y eso no tiene por que tener la misma respuesta para la polarización eléctrica

que para la polarización magnética, debido a que se optimizó para un análisis en la onda con polarización TE.

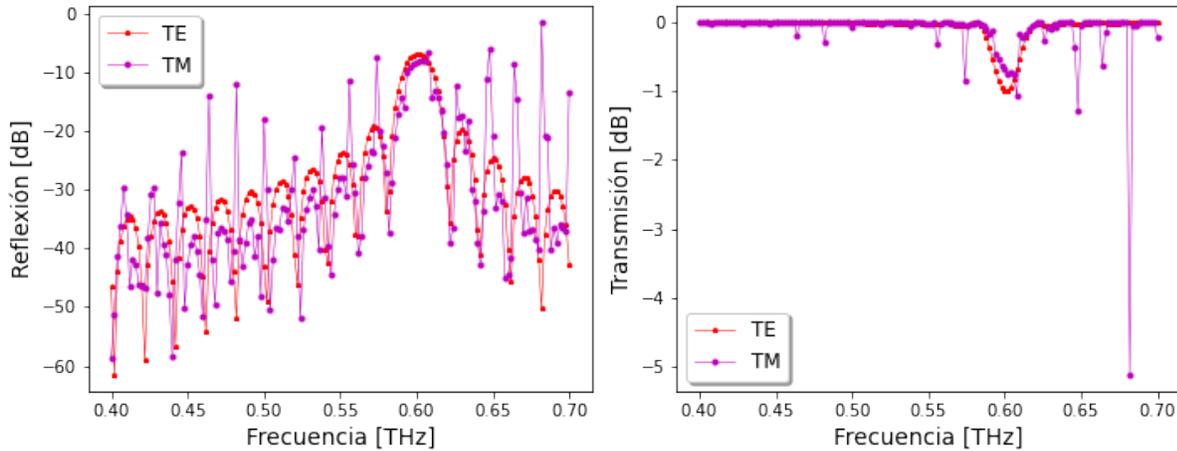


Figura 3.11: Espectro de reflexión y transmisión del cristal fotónico con parámetros optimizados utilizando señales con polarizaciones TE y TM.

3.4.2. Distribución de campo eléctrico

Si bien el análisis de los espectros de transmisión y reflexión muestra el comportamiento a diferentes frecuencias, es de interés observar los efectos de las ondas electromagnéticas en toda la estructura. Observar la distribución de campo eléctrico a lo largo de la estructura periódica del cristal fotónico ofrece una postura más concluyente para determinar si existe una banda prohibida u otro fenómeno que defina los efectos espectrales.

Las simulaciones realizadas permiten observar cómo es la distribución de campo eléctrico en toda la sección analizada, la cual consta de una matriz de 30×15 pilares, donde cada pilar tiene un diámetro de $90 \mu\text{m}$, se tiene una constante de red de $a = 137.5 \mu\text{m}$ y los índices de refracción son $n_b = 1.80$ y $n_p = 1.85$. El análisis es posible realizarlo en todo un rango de frecuencias amplio con una resolución definida. Utilizando la estructura construida con los parámetros óptimos, se realizó un estudio abarcando un rango de frecuencias desde 0.56 a 0.64 THz con un intervalo en frecuencia de 0.01 THz. Los resultados se muestran en la Fig. 3.12, ilustrando la distribución de campo eléctrico en un mapa de colores en la estructura periódica formada por círculos (representando los pilares).

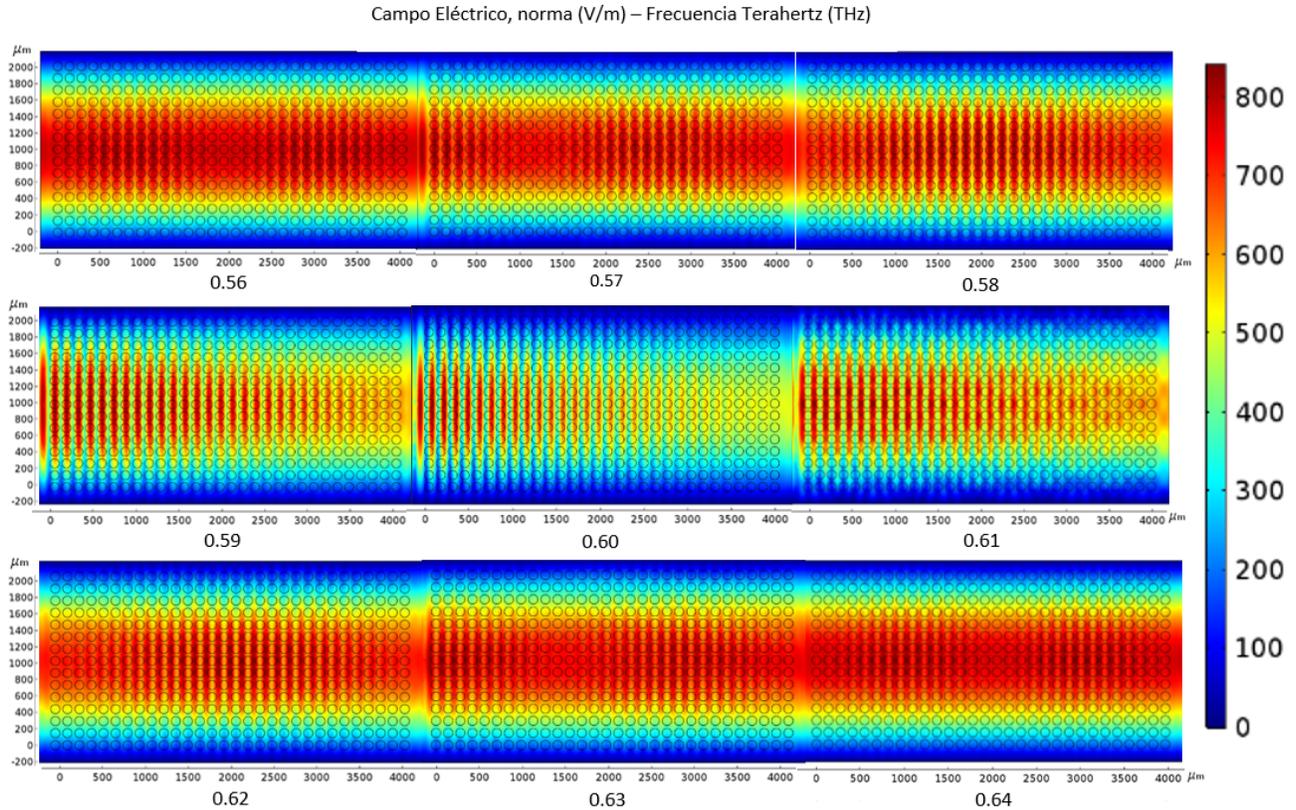


Figura 3.12: Campo eléctrico al atravesar la muestra, con $n_b = 1.80$ y $n_p = 1.85$, con constante de red $a = 137.5\mu\text{m}$ y con tamaño de pilares $d = 90\mu\text{m}$, en un rango de 0.56 a 0.64 THz con paso de 0.01 THz.

Se aprecia que en las frecuencias de los extremos (0.56 y 0.64 THz), la distribución de energía es prácticamente constante a lo largo de toda la estructura sin disminuir considerablemente. Igualmente es apreciable una cierta modulación en la franja central, la cual es debido a las reflexiones experimentadas en las diferentes interfaces de la estructura periódica. Estas reflexiones se superponen ocasionando efectos de interferencia, encontrándose distribuidas en toda la longitud de propagación de la onda.

Conforme el análisis se realiza en frecuencias más cercanas a aquella donde se encuentra la banda prohibida, se observa que la distribución del campo se ve afectada. Principalmente se observa que la intensidad disminuye en el extremo final de la estructura. Así también, el efecto de interferencia aumenta acentuando los máximos y mínimos de la modulación. Este comportamiento refleja una interferencia mayor, lo cual sugiere un efecto adicional al originado por el contraste de índices de refracción; un efecto relacionado a una estructura de Bragg, ya que al incidir una onda electromagnética con cierta frecuencia en cada pilar

se presenta una reflexión, por lo que onda saliente es atenuada.

Para una frecuencia de estudio de 0.6 THz la onda presenta una atenuación significativa con una importante reflexión desde la primera columna de pilares. El efecto acumulativo de reflexión en cada columna de pilares confirma la aparición de una banda prohibida en esta frecuencia. En frecuencias cercanas, se observa un efecto similar, pero de menor amplitud. En general, el comportamiento se repite para cada muestra con variaciones en la pérdida de intensidad del campo eléctrico al final de la estructura. Relacionando la Fig.3.12 con los espectros anteriormente obtenidos, se puede mencionar que los efectos de interferencia observados en la distribución de campo eléctrico, corresponden a las componentes periódicas observadas en reflexión con baja amplitud.

3.4.3. Defectos para confinamiento de ondas

Una aplicación importante de los cristales fotónicos es la generación de guías de onda al introducir defectos en la estructura [17, 19, 22]. Es decir, estos defectos involucran omitir ciertos pilares dentro del cristal fotónico creando un camino por el cual pueda ser guiada la onda electromagnética. Esto permite generar confinamiento de energía electromagnética de manera selectiva y tiene muchas aplicaciones potenciales como es realizar moduladores electrópticos, láseres de guías de onda, entre otros [41]. Por lo tanto, es de interés explorar la posibilidad de utilizar estas estructuras en el guiado de onda. Existen diferentes tipos de defectos dependiendo de las dimensiones del cristal. Un estudio básico comprende el uso de un *defecto puntal*, en el cual se retira un solo pilar en toda la estructura y a partir de esto se observa la alteración respuesta óptica del cristal. Otro tipo es el *defecto lineal*, el cual consiste en retirar uno o más renglones o columnas de la estructura.

Para la exploración de la generación de defectos en las estructuras estudiadas en este trabajo se realizaron simulaciones realizando un defecto puntal y dos lineales. El estudio se realizó bajo las condiciones de la estructura con parámetros óptimos y utilizando una onda con polarización TE. Para el caso del defecto puntal, se removió el pilar de la parte central de la estructura, mientras que para los defectos lineales se retiró una y tres hileras de la parte central de la estructura respectivamente. En la Fig. 3.13 se observa el espectro de transmisión de la estructura sin defecto, con un defecto puntal y uno lineal retirando

una hilera de pilares de parte de la parte central.

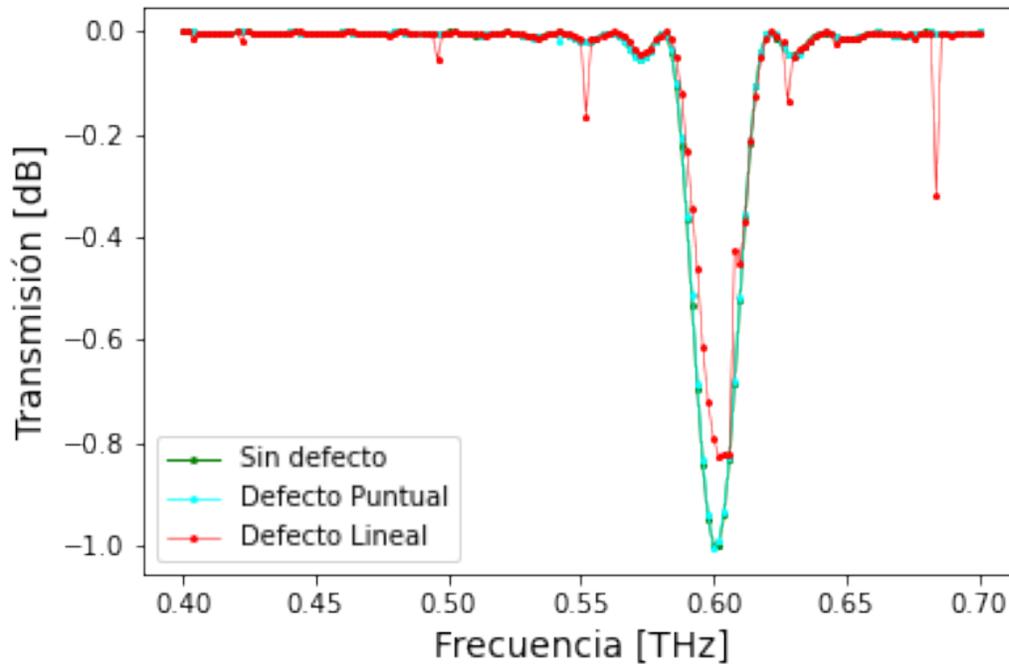


Figura 3.13: Comportamiento de la red cristalina en una estructura sin defectos, con un defecto puntual y con un defecto lineal, retirando un pilar del centro de la estructura y una hilera de pilares de la parte central respectivamente.

En la Fig. 3.13 se observa que no existen alteraciones significativas en la transmisión al realizar un defecto puntual con respecto al caso óptimo, esto debido a las dimensiones de la estructura realizada, es decir, a que la onda se atenúa en cada columna de pilares, el retirar uno no produce un efecto significativo sobre la respuesta óptica del cristal fotónico. Por otro lado, con un defecto lineal se tiene un cambio en la respuesta del cristal. Ésta empieza a tener picos discretos en transmisión, lo que implica un comportamiento anómalo, si bien el mínimo en transmisión se presenta alrededor de 0.6 THz, de igual manera se observan otros mínimos locales a lo largo del rango de frecuencias, aunque son con un incremento súbito. Por tanto se concluye que el realizar un defecto lineal de una sola hilera de pilares en la estructura fotónica se produce un cambio significativo en ciertas partes del espectro, pero el mínimo de transmisión global se mantiene a la misma frecuencia.

Para poder realizar un guiado o confinamiento efectivo con mayor alcance en el mínimo de transmisión es necesario generar un defecto lo suficientemente amplio para que la onda

pueda ser contenida dentro de éste. Como ya se mencionó, se realizó un defecto lineal en la estructura, retirando tres hileras de pilares de la parte central del cristal, en las Figs. 3.14, 3.15 se observa el espectro de transmisión y la distribución del campo eléctrico para una frecuencia de 0.416 THz.

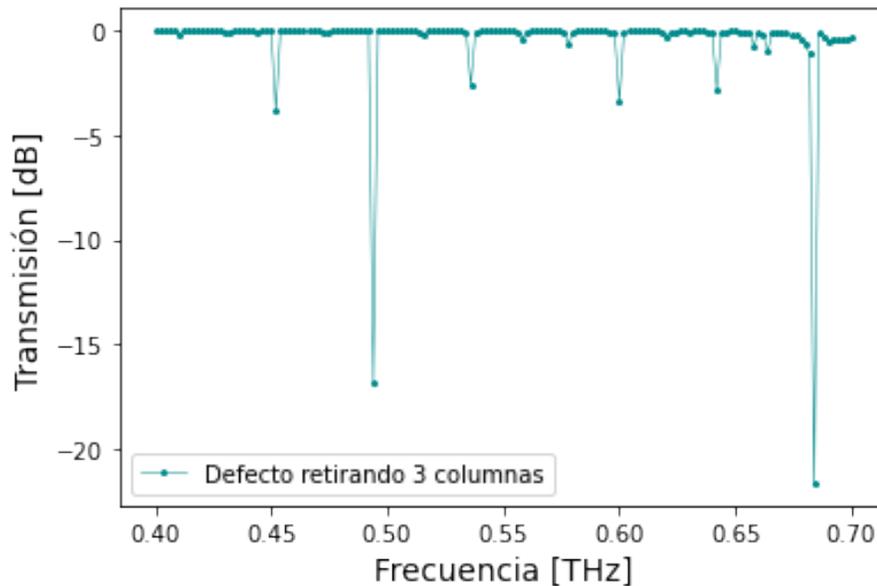


Figura 3.14: Comportamiento de la red cristalina a la transmisión de una estructura con un defecto lineal retirando tres hileras de pilares de la parte central.

Se observa que el espectro de transmisión posee un cambio significativo con respecto a lo observado con un defecto puntual y uno lineal, tiene diferentes mínimos a lo largo del rango de frecuencias y todos se presentan de manera súbita, la amplitud del mínimo de transmisión se ve incrementado aproximadamente 20 veces que lo observado en el defecto puntual y lineal, por lo que sí existe un cambio muy considerable en la respuesta óptica, de igual manera la frecuencia del mínimo se desplaza a una frecuencia mayor, se generan aproximadamente 10 mínimos a lo largo del rango y uno de éstos corresponde a 0.6 THz, al igual que en nuestro casos óptimos, aunque dicho mínimo ya no es el más significativo en la estructura fotónica.

Por otro lado, en la Fig.3.15 la distribución del campo para una frecuencia de 0.416 THz se desarrolla en la zona donde se retiraron los pilares, lo cual se sugiere un guiado de onda. Por lo que el efecto de guiado de onda puede ser logrado en la estructura óptima al retirar tres hileras de pilares.

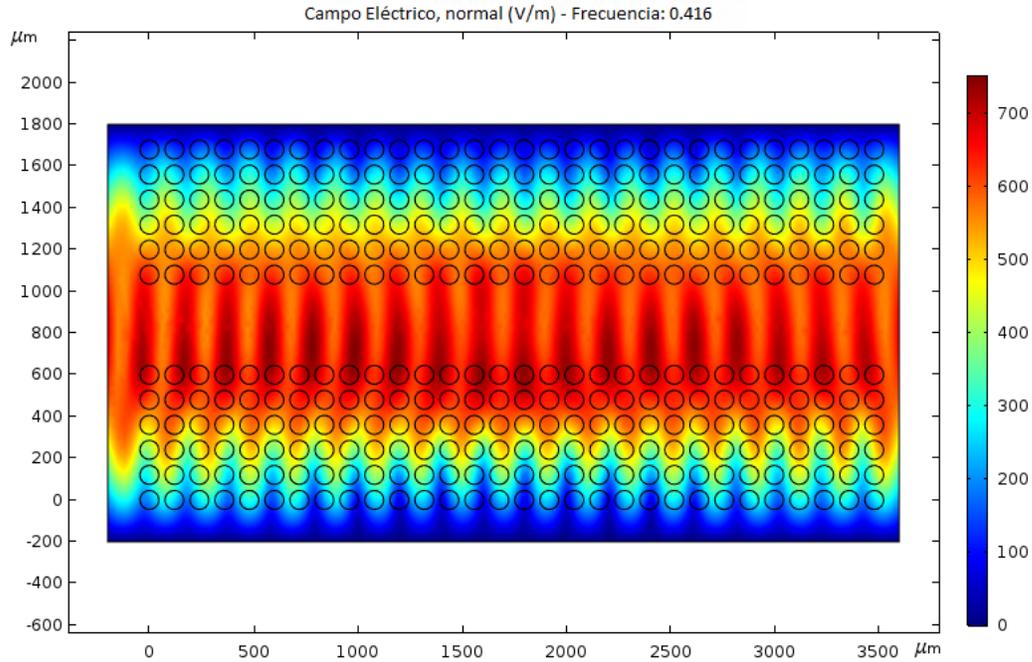


Figura 3.15: Campo eléctrico al pasar sobre la muestra con un defecto lineal, retirando 3 hileras de pilares de la parte central.

Es importante tomar en consideración los parámetros de contraste de índice de refracción, la variación en la constante de red y el diámetro, así como la polarización seleccionada o si se quiere agregar algún defecto a la estructura, ya que en el método de fabricación la interacción del haz de luz láser con el polímero no se genera de manera puntual con la misma intensidad. La cintura del haz en el punto focal aunado a la distribución gaussiana del mismo, generan diversas interacciones con el material ocasionando una fotopolimerización distinta. Por lo tanto, la distribución del índice de refracción tiende a ser gradual y no constante en todo el pilar. Con lo realizado en este capítulo se tienen las bases necesarias para realizar la fabricación de las estructuras cristalinas a través del sistema de fotolitografía.

Capítulo 4

Fabricación de cristales fotónicos de bajo contraste

Para fabricar un cristal fotónico es importante conocer las características de los materiales con los cuales se va a fabricar y el tipo de técnica de fabricación a utilizar [42]. El reto de fabricar cristales fotónicos consiste en realizar estructuras con un contraste de índice de refracción suficiente para obtener bandas fotónicas completas. Es preferible que el método de fabricación empleado permita ajustar la estructura a fabricar, es decir, tener condiciones controlables sobre la generación de los cristales, ya que esto es de interés para aplicaciones tecnológicas. También, los materiales con los que se realicen los cristales deben ser transparentes a la fuente con la cual se caracterizaran y operarán. Estos deben ser compatibles con el método de fabricación. De igual manera se busca un método rápido, controlado y que no realice un proceso destructivo sobre los materiales en los cuales se fabrique el cristal.

Existen diferentes técnicas para fabricar estructuras con contraste periódico en el índice de refracción que forman los cristales fotónicos. Varias técnicas de fabricación han sido implementadas para desarrollar microestructuras en dos y tres dimensiones, tales como es la litografía de haz de iones enfocados (FIB, por sus siglas en inglés) [1], la litografía por haz de electrones (EBL) [1], la fotolitografía holográfica [1] o la fotolitografía por escritura directa láser [42], la cual es de gran popularidad por su simplicidad y flexibilidad para fabricar este tipo de estructuras.

En este capítulo se describe un método para la fabricación de los cristales fotónicos planteados en este trabajo. Aunque al momento de realizar este trabajo de investigación sólo se fabricaron pocas estructuras fotónicas debido a la emergencia sanitaria del SARS-CoV-2, se analizan dichas estructuras y se mencionan las características y condiciones para poder fabricar los cristales fotónicos investigados. Es de interés las estructuras con periodicidad en un plano (bidimensionales), pero de altura alrededor de $100 \mu\text{m}$. La aplicación de este tipo de estructuras se da en la rama de la fotónica para confinar y manipular energía electromagnética: luz, microondas o terahertz. El método de fabricación elegido es el de fotolitografía mediante escritura directa láser de un sólo fotón en el régimen de baja absorción [42–44]. En el Laboratorio de Microfabricación del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología (ICAT) de la UNAM, se cuenta con un sistema que funciona bajo esta técnica. A continuación se describen los detalles relevantes del método de fabricación y el proceso para poder fabricar cristales fotónicos, también se realiza una caracterización del proceso de fabricación y así en un futuro poder fabricar la estructura deseada.

4.1. Fotolitografía por escritura directa láser (DLW)

La fotolitografía por escritura directa láser (DLW por sus siglas en inglés *Direct Laser Writing*) es la técnica que se utiliza para fabricar los cristales fotónicos desarrollados a lo largo de este trabajo. El concepto de fotolitografía se refiere a la técnica que utiliza la luz para transmitir algún patrón sobre un material. Para el proceso de litografía se emplean materiales fotosensibles, es decir, materiales que reaccionan químicamente cuando son expuestos a la luz. Generalmente se emplean resinas poliméricas que se conocen como fotoresinas, dividiéndose en resinas positivas o negativas. En las resinas positivas, las áreas expuestas a la luz se vuelven más solubles y es posible retirarlas con un solvente dejando el material no expuesto. Por otro lado, en las resinas negativas el área expuesta se polimeriza o entrecruza generando que se solidifique y aquellas no expuestas son removidas con un solvente. Los resultados de utilizar cada una de estas fotoresinas se ilustra en la Fig. 4.1 [45]. Es interés las fotoresinas negativas, ya que se busca producir un patrón sobre la fotoresina al incidir el haz y que éste no sea retirado.

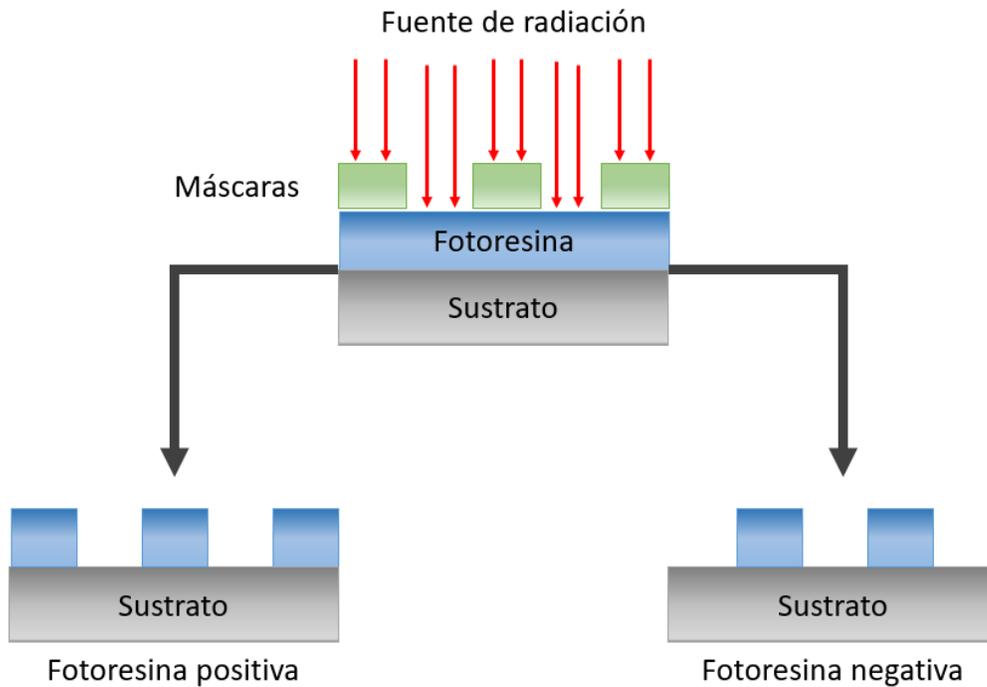


Figura 4.1: Mecanismos de fabricación mediante fotolitografía utilizando tanto una fotoresina positiva y negativa. El patrón deseado se transfiere mediante una máscara obstruyendo el paso de luz en ciertas zonas de la resina.

La fotoresina que se utiliza en este trabajo es la resina negativa SU-8 [46]. Entre sus características se encuentra que es transparente en el visible. Se han realizado diversos estudios que demuestran que tiene una muy alta absorción en el rango ultravioleta, pero también se puede obtener una gran absorción en rangos con menor frecuencia utilizando distintos mecanismos, (lo cuales serán descritos más adelante) [42, 44]. En el apéndice B se visualizan más detalles de la fotoresina. Dadas las características del SU-8, es idóneo para usarlo en la fabricación de cristales fotónicos, ya que cumple con ser transparente en el rango de operación (visible), se pueden generar un contraste de índices de refracción y es adaptable a distintos métodos de fabricación, por lo que es comúnmente utilizado en aplicaciones fotónicas como puede ser la fabricación de sensores en el rango de los terahertz [9].

Existen dos tipos de mecanismos por los cuales la fotoresina SU-8 puede absorber la luz: absorción de un fotón (OPA, one-photon absorption) y absorción de dos fotones (TPA, two-photon absorption) [42, 45]. El primer mecanismo requiere de un fotón con cierta

energía dentro del rango ultravioleta, UV, ($\lambda_{UV} \approx 355$ nm), incide sobre la fotoresina para provocar una reacción, excitando sus moléculas debido a la gran cantidad de energía del fotón incidente sobre los electrones externos. En este caso la cantidad de estados excitados es linealmente proporcional a los fotones incidentes. El segundo mecanismo requiere la absorción de dos fotones alrededor del rango infrarrojo, IR, ($\lambda_{IR} \approx 800$ nm), este es un proceso no lineal de baja absorción [42, 45]. Al utilizar fuentes de luz láser y sistemas de posicionamiento se da origen la *escritura directa láser*, exponiendo selectivamente la resina sin necesidad de máscaras con patrones fijos.

La fabricación mediante OPA involucra sencillez, utilizando un láser de emisión continua el cual es enfocado sobre la fotoresina provocando la polimerización en todo el volumen expuesto a la fuente de luz. Debido a la alta absorción que tiene este mecanismo se pueden generar estructuras periódicas en una y dos dimensiones. Sin embargo, no es práctico para estructuras tridimensionales o embebidas. Por otro lado, el mecanismo TPA requiere de pulsos de láser de femtosegundos para realizar las estructuras fotónicas. El proceso de absorción se produce cuando se enfocan los pulsos de femtosegundos sobre la muestra; generando el mecanismo de absorción. Con esto es posible fabricar cristales en 3D ocasionando la polimerización en un punto focal, pero el costo de operación es elevado debido a la fuente de luz especializada. En los últimos años se ha desarrollado una técnica que aprovecha las ventajas de los mecanismos OPA y TPA para fabricar estructuras operando en el régimen de baja absorción o por sus siglas en inglés, LOPA (Low One-Photon Absorption) [45]. A continuación se describe a detalle este mecanismo.

4.1.1. Régimen de baja absorción (LOPA)

La técnica de fotolitografía por escritura directa láser en el régimen de baja absorción de un fotón emplea la sencillez del mecanismo OPA, utilizando un láser de emisión continua, pero generando absorción al enfocar altamente la fuente de luz en una longitud de onda con muy baja absorción (532 nm). Para obtener el mecanismo LOPA se requiere un haz con intensidad elevada (alrededor de 340 mW) enfocada en un punto para compensar la baja absorción lineal. Como consecuencia, se completa el proceso de polimerización en el punto focal. Esto se puede obtener con una lente con gran apertura numérica (NA por sus siglas

en inglés) [45, 47].

El mecanismo LOPA es ideal para fabricar cristales fotónicos de dimensionalidad 1D, 2D y 3D. De igual manera se permite al haz penetrar la fotoresina sin atenuarse y sin la necesidad de un láser pulsado. En la Fig. 4.2 se muestra el espectro de absorción del SU-8 en función de la longitud de onda, donde también se distinguen los rangos para los distintos mecanismo mencionados. En el espectro se resalta que la longitud de onda para realizar el mecanismo LOPA se encuentra alrededor de 532 nm.

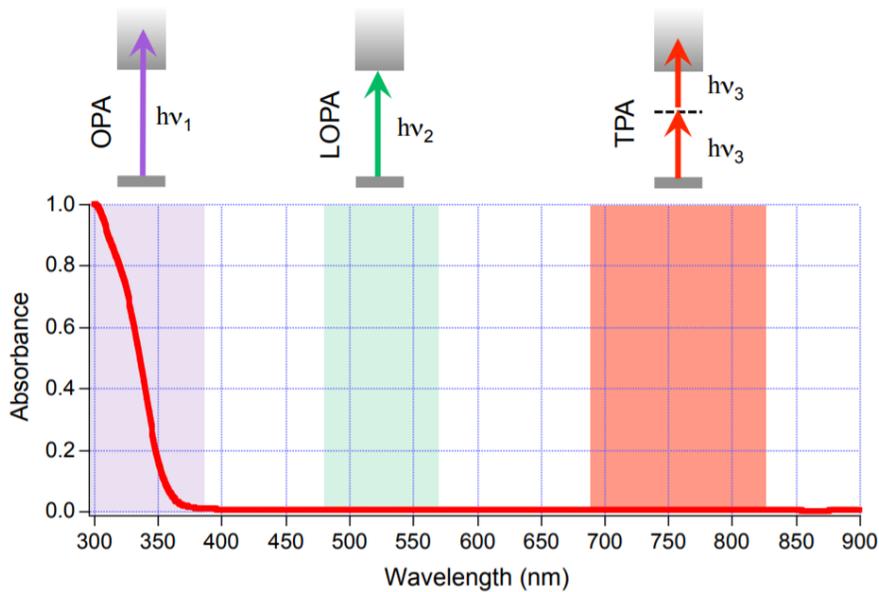


Figura 4.2: Espectro de absorción del SU-8 en función de la longitud de onda. Se muestran los diferentes rangos espectrales donde operan los mecanismos OPA, LOPA y TPA [47].

El sistema de fotolitografía directa láser en régimen de baja absorción necesita cumplir los siguientes requerimientos:

- Una fuente de luz continua monocromática, la cual tenga una longitud de onda de emisión que se encuentre en el régimen de baja absorción de la fotoresina.
- Un sistema óptico que dirija la luz de la fuente y enfoque altamente ésta en un punto. Esto se logra a través de lentes de alta apertura numérica, con lo cual sea posible enfocar y maximizar la intensidad.
- Es necesario mantener un espacio libre y limpio, evitando fuentes de luz que se encuentren en el régimen de alta absorción de la fotoresina.

Algo que es muy importante mencionar es que al enfocar altamente el láser para generar el entrecruzamiento de las cadenas poliméricas las condiciones de solidificación son diferentes a que si se expusiera a una fuente de luz no puntual. Esto puede involucrar efectos térmicos en la resina fotosensible, generando una diferencia de índices de refracción comparado con métodos convencionales de litografía en donde se emplea una lámpara UV.

Previo a describir el proceso de fabricación es importante conocer sobre el SU-8, ya que es la resina que se utiliza para realizar las muestras. La fotoresina SU-8 es fabricada por *MicrosChem* y tiene diferentes variantes dependiendo su uso. Más concretamente, se utiliza la resina SU-8 2002, la cual permite realizar películas de 100 a 250 μm de espesor, aunque es posible expandir estos valores según el fabricante. Se sabe que esta resina tiene una buena adherencia a un sustrato de vidrio, por lo que este es utilizado como plataforma para depositarla debido a su sencillez [44].

4.1.2. Sistema de escritura directa láser

El sistema de fotolitografía por escritura directa láser operando en la consideración de baja absorción permite fabricar estructuras complejas con gran simplicidad. Estas estructuras pueden ser fabricadas en áreas de varios centímetros cuadrados con una potencial resolución submicrométrica [48]. Una característica importante del sistema de escritura directa láser consiste en utilizar una lente con gran apertura numérica y larga distancia focal. La apertura numérica grande es la que habilita la técnica de litografía en el régimen de baja absorción, en cuanto a la larga distancia focal permite realizar estructuras en una gran profundidad o altura [49]. El esquema principal del sistema de litografía se puede observar en la Fig. 4.3. El esquema involucra un arreglo óptico, un sistema de posicionamiento y el control de la electrónica y la programación.

El sistema de posicionamiento consiste en todos los elementos que permiten la movilidad del sistema como lo son las platinas para desplazamiento de la muestra en el plano XY, movimiento de la lente de enfoque en Z, así como soportes para los diferentes componentes. La parte de control consiste en la electrónica y programación. Esto incluye fotodetectores, equipo de suministro de corriente eléctrica, motores, controladores de motores y la interfaz entre el sistema de fotolitografía y el usuario (ordenador y programas que permiten el

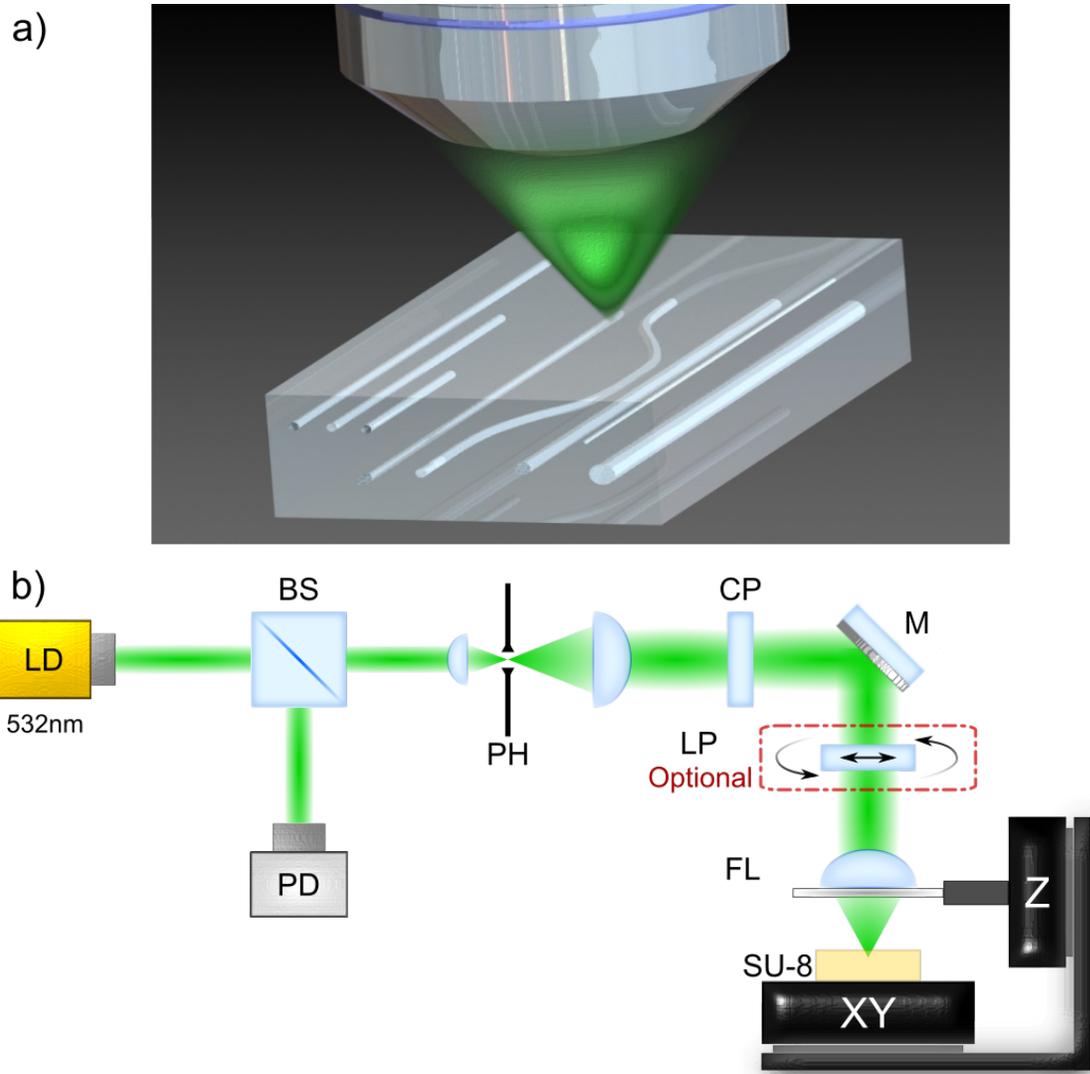


Figura 4.3: Sistema de fotolitografía por escritura directa láser desarrollado en el Instituto de Ciencias Aplicada y Tecnología (ICAT-UNAM). a) Efecto puntual que realiza el láser al incidir sobre la fotoresina. b) Esquema del sistema de fotolitografía, camino óptico que recorre la muestra hasta llegar a la resina. (LD: diodo láser, BS: divisor de haz, PD: fotodetector, PH: pinhole, CP: polarizador circular, M: espejo, LP: polarizador lineal; FL: lente de enfoque, XY: movimiento en el plano XY, Z: movimiento en Z).

funcionamiento del sistema). Con la conjunción del arreglo mecánico y de control se permite el movimiento preciso de las muestras y su exposición controlada.

Por otro lado el arreglo óptico involucra la trayectoria del haz hacia la muestra, la descripción del arreglo óptico es una parte fundamental del sistema y se describe brevemente. Se cuenta con un diodo láser DJ532-40 de Thorlabs con emisión típica de 532 nm y potencia de 40 mW [50]. El arreglo cuenta con elementos selectivos en polarización para controlar y adecuar las condiciones de la luz que llega al material sobre el cual se fabrica la muestra.

El recorrido de la haz láser es el siguiente: primero pasa por un divisor de haz polarizado (PBS, por sus siglas en inglés) para transmitir una porción del haz hacia la muestra, mientras que la otra porción se dirige hacia un fotodetector, el cual monitorea la potencia. A partir de ahí el haz continúa su trayectoria hacia un iris donde se realiza una limpieza al haz y se transmite una proporción del mismo, el cual después es colimado por una lente. El haz continúa su recorrido hasta a un polarizador circular donde se hace una discriminación de las componentes de la onda electromagnética presente en el haz. Finalmente, éste rebota en un espejo, llegando a un objetivo focal con apertura numérica (NA) de 0.83 y una distancia de trabajo de 4.8 mm. Una vez realizado todo el recorrido, el haz es enfocado en la muestra y se transmite el patrón para la fabricación de los pilares [51].

4.2. Proceso de fabricación

El método empleado para fabricar la estructura fotónica se describe en este apartado, donde se aborda el proceso que se realiza para la preparación del SU-8 sobre el sustrato. Este proceso abarca desde la limpieza del sustrato hasta su exposición a una fuente UV para la solidificación de la muestra. Se describen protocolos para llevar a cabo de manera efectiva la fabricación de estructuras fotónicas. En la Fig. 4.4 se muestra el proceso de fabricación y a continuación se mencionan los protocolos y pasos de fabricación.

- Eliminar las corrientes de aire, tener un lugar aislado donde se realicen las muestras (cuarto limpio).
- Mantener una iluminación en el área de trabajo con longitud de onda superior a 532 nm ya que la fotoresina absorbe longitudes de onda en el visible y puede llegar a polimerizarse.
- Usar lentes de protección evitando exposición visual directa con la muestra mientras se expone a la fuente UV.

El proceso de fabricación consiste en diferentes pasos los cuales son mostrados en la Fig.4.4, a continuación se presenta un listado de la metodología empleada.

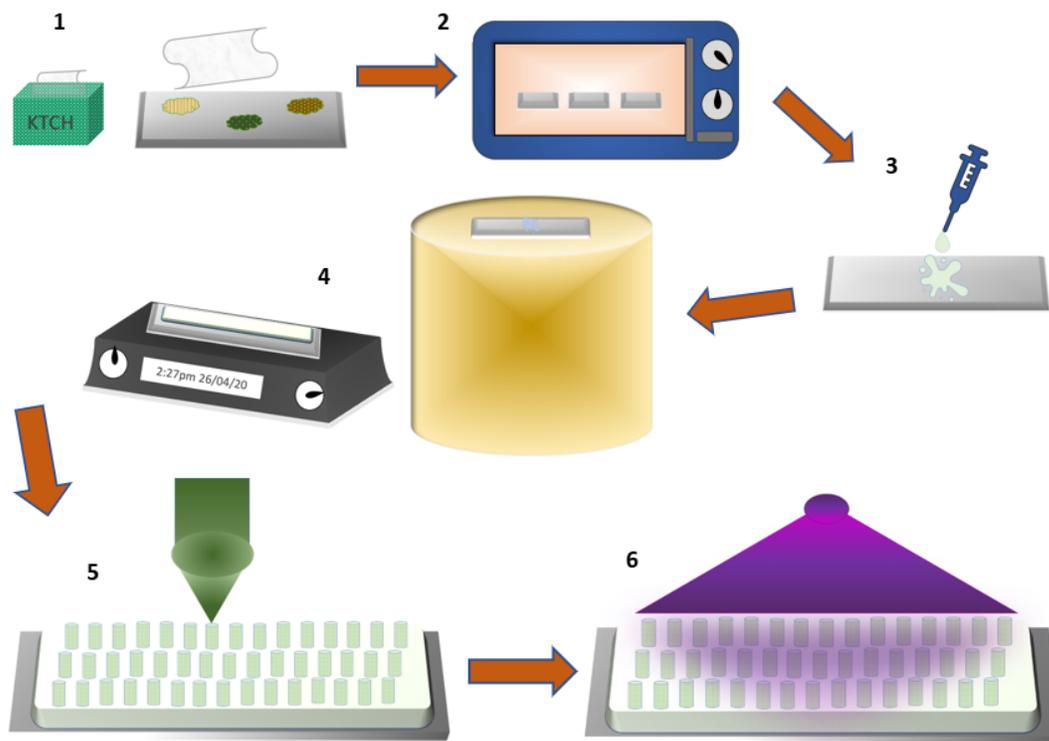


Figura 4.4: Proceso de fabricación de la fotoresina SU-8, desde la limpieza del sustrato hasta la exposición a la luz UV.

- 1.- **Limpieza de sustrato:** Se limpia el sustrato con toallas de limpieza delicada (Kim-wipes) usando isopropanol y acetona. De esta forma se eliminan residuos y polvo favoreciendo que la fotoresina se adhiera correctamente.
- 2.- **Horneado de sustrato:** Una vez limpio el sustrato se introduce al horno eléctrico. Se inicia con una temperatura de 60°C aumentando gradualmente a través de un controlador PID (el cuál es un dispositivo que sirve para regular la temperatura), hasta llegar a 100°C; ahí permanece por tres horas para eliminar por completo humedad que se encuentre sobre su superficie. Una vez retirado del horno, es almacenado en un recipiente el cual se mantiene a temperatura ambiente y baja humedad.
- 3.- **Deposito de resina:** Una vez que el sustrato se encuentre a temperatura ambiente, a través de una jeringa se coloca una gota de la resina en el centro del sustrato y se deja expandir la gota en un lapso aproximado de 5 minutos. Esto ayuda a que la resina misma se distribuya sobre una superficie mayor en el sustrato y se forme una

capa cuasi-uniforme. Seguidamente se coloca el sustrato sobre el Spin-Coater, donde se tiene el programa predefinido para expandir por completo el SU-8. El programa consta de 3 etapas con tiempos aproximados de 30, 90 y 30 segundos, donde la resina adquiere un espesor y uniformidad para la fabricación de estructuras fotónicas.

- 4.- **Horneado de resina:** Inmediatamente finalizado el paso anterior es llevado a una parrilla eléctrica a una temperatura de 100°C, donde permanece por 15 minutos. Una vez retirado, se espera nuevamente a que la temperatura del sustrato sea la misma que la del medio ambiente. Posteriormente se puede proseguir al siguiente paso o almacenar en el recipiente del paso dos para su posterior exposición.
- 5.- **Escritura directa láser:** Con el SU-8 ya distribuido por el sustrato, se realiza la estructura de interés a través del sistema LOPA-DLW. En este caso consiste en una serie de pilares periódicos que se definen realizando trayectorias rectas del haz láser de escritura en el eje Z.
- 6.- **Exposición UV, solidificación:** Al finalizar la estructura, es necesario entrecruzar el restante de SU-8 no expuesto con láser. Esto se consigue a través de una fuente LED-UV polimerizando el SU-8 en las zonas iluminadas por el láser, obteniendo una estructura fotónica embebida de bajo contraste. Se puede utilizar una máscara adicional para delimitar un área específica y remover posteriormente los bordes de la resina.
- 7.- **Horneado post-exposición (PEB):** Se vuelve a colocar la muestra sobre una parrilla a una temperatura alrededor de los 95°C, durante unos 10 minutos, dependiendo el grosor que haya adquirido la resina. Con esto se detiene la catalización, comprimiendo las cadenas moleculares, con lo que se consigue una muestra totalmente solidificada.
- 8.- **(Opcional) Revelado de excedentes:** Se eliminan los excedentes de la resina a partir de un revelado particular para el SU-8. El revelado se introduce sobre una caja petri en la cual se introducirá la muestra, se agita el revelado con la muestra en un tiempo aproximado de 2 minutos. Una vez finalizado el tiempo de exposición se

retira la muestra del revelado y se sopla con nitrógeno líquido. Finalmente se sigue un proceso de horneado puro, colocando la muestra sobre la parrilla precalentada a 30°C realizando aumentos graduales en temperatura hasta 150°C por 10 minutos dejando finalmente reposar la muestra cubierta a temperatura ambiente [44].

Como resultado se obtiene un cristal fotónico debido a que la estructura resultante es un volumen sólido en donde las trayectorias por donde pasó el láser se distinguen de aquellas que sólo fueron expuestas a la lámpara LED. El cristal fotónico se examina a través de un microscopio óptico, mostrando dichos patrones como se observa en la Fig. 4.5.

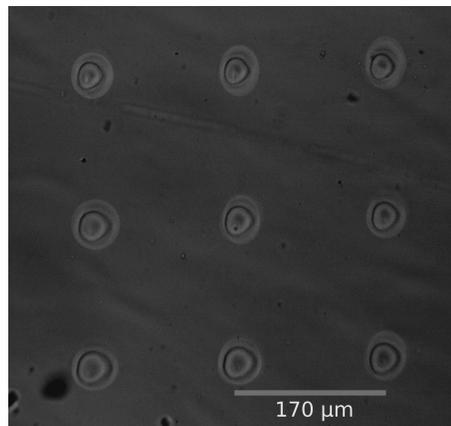


Figura 4.5: Pilares en estructura fotónica una vez concluido el proceso de fabricación y analizado a partir del microscopio óptico.

La distinción de los patrones se debe a una diferencia en el índice de refracción que es generado por las diferentes fuentes de luz [33, 44, 51]. El fenómeno presente se explica en parte por una mayor intensidad de luz en el punto focal y posibles efectos térmicos generados en consecuencia. El análisis en el microscopio óptico también permite cualificar y cuantificar dimensiones resultantes del proceso de fabricación asociando los parámetros de fabricación al resultado. Estos resultados se discuten en las siguientes secciones.

4.3. Caracterización de la matriz polimérica

El tamaño de la estructura mínima o *voxel* depende de dos factores: la potencia del láser de escritura y el tiempo de exposición. La potencia del láser se controló mediante el ajuste de la corriente de bombeo del láser. El tiempo de exposición se ajusta mediante la velocidad

a la que se desplaza la lente de enfoque del láser. Al ajustar ambos factores se determinan las dimensiones y variación en el índice de refracción. En la práctica esto se puede medir, pero debido a la situación actual esto no fue posible para este trabajo. Al ser de interés las estructuras fotónicas bidimensionales, se llevaron a cabo matrices de pilares las cuales fueron fabricadas tomando en cuenta los dos parámetros mencionados anteriormente.

4.3.1. Potencia del haz

Los primeros parámetros que se evaluaron en la estructura fue la potencia del láser en función de la corriente de la fuente de alimentación. La corriente que produce la fuente permite obtener una potencia de salida del haz. La corriente de la fuente de alimentación y la potencia de salida conllevan una relación lineal a partir de la siguiente ecuación [44]:

$$P_{UV}[\text{mW}] = 0.18i_{\text{bombeo}}[\text{mA}] - 54.87, \quad (4.1)$$

donde P_{UV} representa la potencia de salida del láser UV en mW, mientras que i_{bombeo} es la intensidad de la fuente en mA, la pendiente y la ordenada al origen contiene a su vez las unidades respectivas para hacer sentido a la ecuación (unidades de voltaje y de potencia en mW respectivamente). Estos parámetros se establecieron en un cierto valor tal que permite observar una reacción sobre la muestra [44].

Para caracterizar los patrones generados en el SU-8 se tomaron tres valores distintos de corriente de bombeo: 330, 340 y 350 mA. Estos valores de corriente corresponden potencias asociadas al láser de operación (532 nm) de 4.53, 6.33 y 8.13 mW. Todos los pilares se realizaron con una altura aproximadamente de 100 μm , que corresponde al espesor total de SU-8 depositado en el sustrato, y variando la velocidad de escritura. En cuanto a la polarización elegida para el sistema, se ajustó a un estado circular, produciendo un patrón redondo en las muestras.

El comportamiento que se presentó en el diámetro de las muestras es el siguiente:

I) Para 4.53 mW

En la Fig. 4.6 se muestra la curva característica del diámetro de los pilares en función de

la velocidad de movimiento del haz láser en el eje Z a una potencia de escritura de 4.53 mW. También se muestra una imagen mostrando pilares fabricados con esta potencia. Se observa que la totalidad de los datos se ajusta a una curva logarítmica, abarcando un rango de velocidades desde 20 a 100 $\frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ y alcanzando un diámetro en pilares desde 50 hasta 70 μm . Para cada velocidad de escritura se realizan 30 mediciones de las cuales se obtiene el promedio y la desviación estándar, la cual es la incertidumbre absoluta en los datos presentados. La incertidumbre en los datos sugiere un proceso no repetible, ya que la temperatura del láser no se encuentra controlada. En el recuadro de la figura 4.6 se presenta el patrón producido, se observa una concentración de luz sobre los pilares, lo cual sugiere un confinamiento de la luz en las zonas con mayor índice de refracción. Dada la no uniformidad de los pilares, a su alrededor se muestran ligeras capas con un confinamiento de la luz menor.

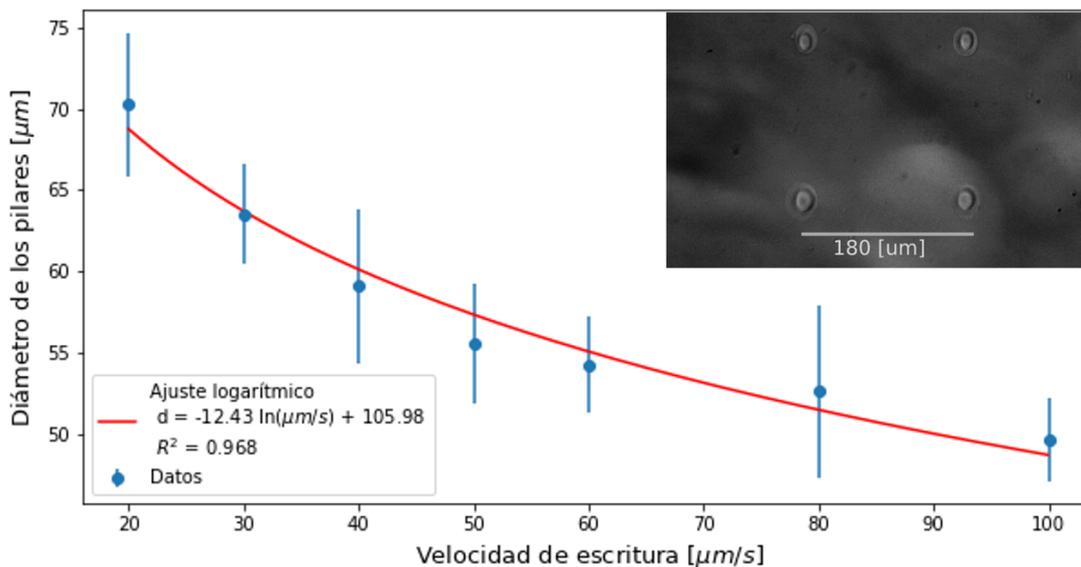


Figura 4.6: Curva de caracterización de la matriz polimérica con una polarización circular, a una potencia de 4.53 mW incidiendo un haz a una longitud de onda $\lambda = 532$ nm. Recuadro: Pilares fabricados a una potencia de 4.53 mW.

II) Para 6.33[mW]

En la Fig. 4.7 se muestra la curva característica del diámetro de los pilares en función de la velocidad de movimiento del haz láser en el eje Z a una potencia de escritura de 6.33 mW. El ajuste realizado presenta menor variación, indicando un proceso en el cual la temperatura del láser se encuentra controlada. Con esta potencia de escritura se realizó

un estudio más extensivo con velocidades desde 20 a 500 $\frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$. Se observa que el diámetro de los pilares que se generan es mayor, llegando hasta 80 μm , en cuanto el mínimo es de 15 μm . Nuevamente se produce una muestra con un confinamiento de la luz en los pilares debido a su mayor índice de refracción.

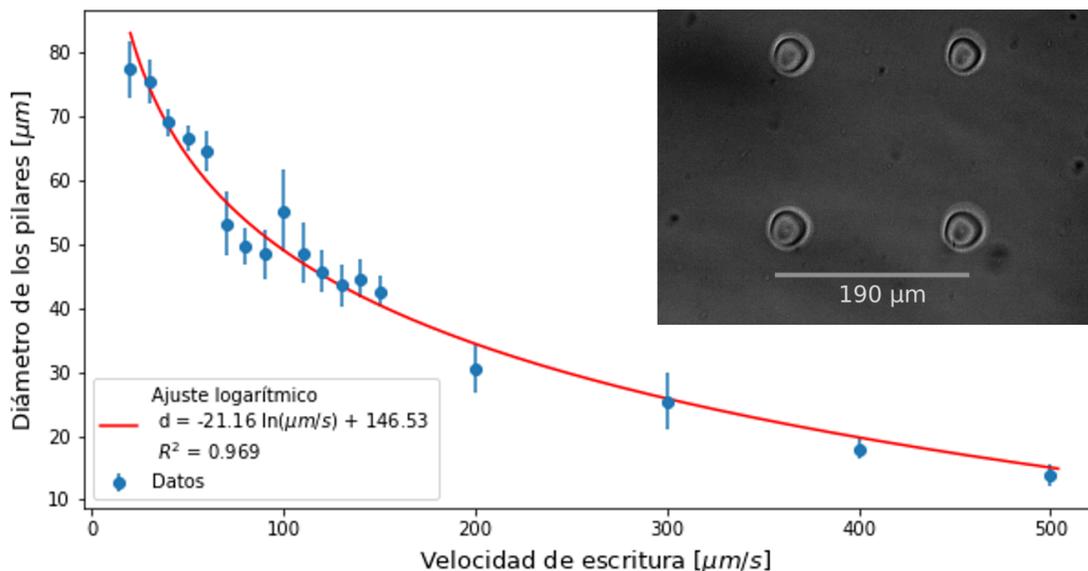


Figura 4.7: Curva de caracterización de la matriz polimérica con una polarización circular, a una potencia de 6.33 mW incidiendo un haz a una longitud de onda $\lambda = 532$ nm. Recuadro: Pilares fabricados a una potencia de 6.33 mW.

III) Para 8.13[mW]

Finalmente, se observa la curva característica correspondiente a una potencia de 8.13 mW. Ésta supera el umbral para que la muestra reaccione, lo cual provoca que los pilares posean una geometría irregular e incluso se lleguen a quemar. El último efecto se observó al emplear velocidades bajas de movimiento de la lente de enfoque, lo cual explica que parte de los datos obtenidos no se ajusten a la curva logarítmica produciendo un ajuste menos preciso. Se producen pilares con mayor uniformidad para una potencia de 6.33 mW, por lo que es recomendable realizar estructuras fotónicas con dicho valor. Los datos experimentales tienen un mejor ajuste cuando la velocidad de escritura es cercana a 100 $\frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$, resultando en patrones uniformes y repetibles.

Teniendo en cuenta la caracterización realizada a partir de la potencia del haz y la velocidad de escritura se varía la altura de los pilares para saber cómo afecta esta variable a las

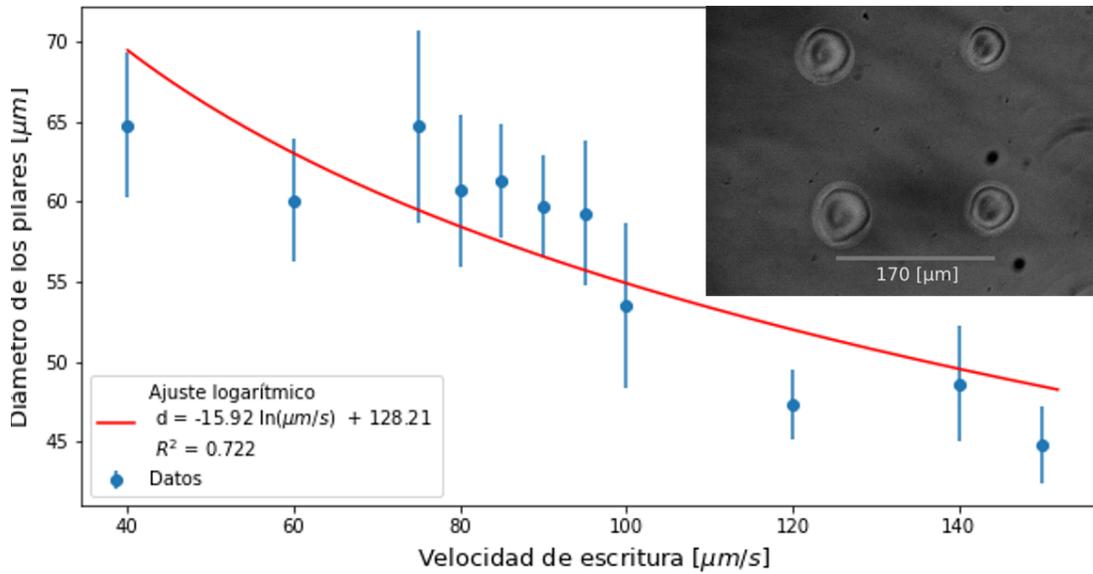


Figura 4.8: Curva de caracterización de la matriz polimérica con una polarización circular, a una potencia de 6.33 mW incidiendo un haz a una longitud de onda $\lambda = 532$ nm. Recuadro: Pilares fabricados a una potencia de 4.53 mW.

estructuras, manteniendo la velocidad de escritura constante a $100 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ y la potencia de 6.33 mW. En la Fig. 4.9 se presenta la variación del diámetro de los pilares con respecto a su altura.

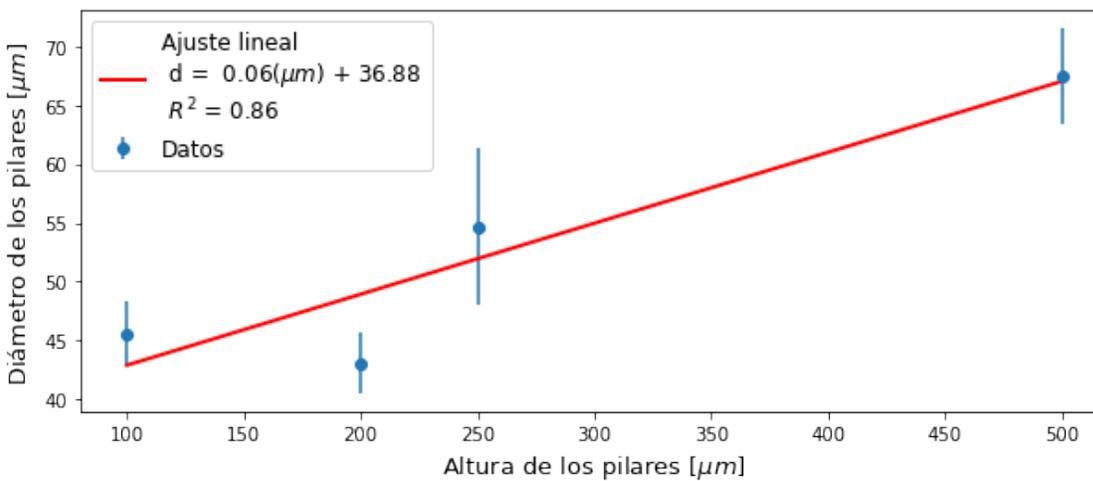


Figura 4.9: Comportamiento lineal entre la altura de los pilares y su diámetro. La velocidad de escritura de los pilares es de $100 \mu\text{m}$ incidiendo un haz con una potencia de 6.33 mW.

Se observa en la Fig 4.9 un comportamiento lineal entre la altura de los pilares y su diámetro, con lo cual se sugiere realizar pilares de mayor altura, ya que a partir de esto es posible obtener pilares con mayor diámetro.

4.4. Fabricación de la estructura fotónica

Una vez realizada la caracterización de la matriz polimérica se obtuvieron los valores óptimos para fabricar un cristal fotónico. Adecuando los parámetros del método utilizado se fabricó la estructura fotónica deseada. Como se ha mencionado a lo largo del trabajo, el arreglo consiste en una matriz bidimensional de pilares en la cual se ajustaron los parámetros para que sean lo más cercano posible de la constante de red deseada (entre 130 a 180 μm) y estudiado con los parámetros descritos en el capítulo anterior.

Se tienen parámetros generales con los que se pueden fabricar los cristales fotónicos de bajo contraste. Como prueba y complementando el estudio realizado mediante simulaciones, se muestra una red de pilares con una constante de red de $a = 170 \mu\text{m}$ y diámetro $d = 70 \mu\text{m}$ en cada pilar.

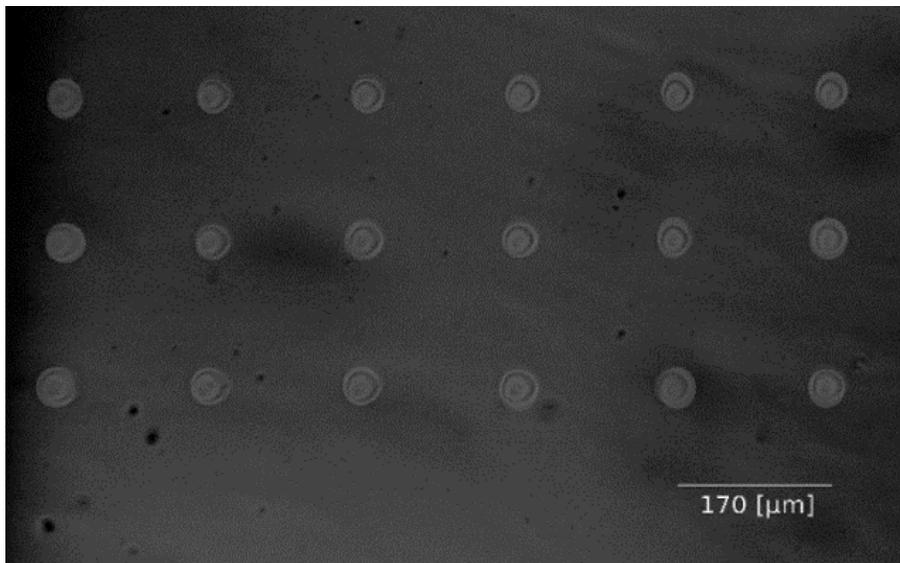


Figura 4.10: Red de pilares bidimensional para una estructura fotónica con constante de red: $a = 170 \mu\text{m}$, diámetro: $d = 70 \mu\text{m}$ y altura $h = 100 \mu\text{m}$.

Tras lo realizado a lo largo de estos capítulos se logra establecer la metodología para fabricar cristales fotónicos accesibles a partir del método de escritura directa láser. Con los parámetros estudiados en este capítulo (velocidad de escritura, potencia y altura de pilares) se pueden fabricar estructuras deseadas en las cuales se esperan resultados óptimos.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se plantea la fabricación de cristales fotónicos embebidos en SU-8, los cuales están fabricados con un mismo material presentando un bajo contraste de índice de refracción. Las muestras de estructuras fotónicas son fabricadas utilizando la fotoresina SU-8 generalmente utilizada en procesos de fotolitografía, en la cual se genera un contraste de índices de refracción mediante condiciones diferentes de exposición a luz. A partir de la incidencia de un haz de luz láser con una longitud de onda que presenta baja absorción en el material ($\lambda = 532 \text{ nm}$), se producen patrones circulares dentro de un volumen de SU-8 y su posterior exposición a una luz UV para un encapsulado. Se describen las ecuaciones que rigen a los cristales fotónicos, las ecuaciones de Maxwell para medios periódicos dieléctricos; posteriormente se mencionan los tipos de estructuras fotónicas y su dependencia en frecuencia. Se fabrica una estructura basada en una matriz de pilares con contraste positivo de índice de refracción.

A través de un análisis computacional se analizó la influencia de diferentes parámetros en la respuesta de la estructura fotónica. Estos parámetros son el índice de refracción tanto de los pilares como del material base que los rodea, la constante de red, el diámetro de los pilares y la generación de defectos en la estructura. Con esto se consiguió un estudio de los cristales fotónicos en el cual se establecen los pasos a seguir en la fabricación de futuras estructuras. Los parámetros estudiados en las simulaciones se escogieron de tal manera que puedan ser manipulables en la práctica. Se obtuvieron resultados satisfactorios conforme a la posibilidad de fabricar cristales fotónicos con un solo material y de bajo contraste de

índice de refracción. Los resultados de las simulaciones permitieron identificar rangos de valores óptimos de cada parámetro, siendo de utilidad para la realización apropiada de cristales fotónicos.

El método que se consideró para fabricar las estructuras fotónicas es el método de fotolitografía por escritura directa láser en el régimen de baja absorción. El método consiste en la incidencia de un haz láser de longitud de onda con poca absorción sobre una resina fotosensible, en la cual la luz al incidir actúa como un catalizador de entrecruzamiento en zonas altamente localizadas. El haz láser se encuentra altamente enfocado y genera un contraste de índice de refracción bajo dentro del mismo material. Posteriormente se expone el material restante de SU-8 a una fuente LED-UV, lo cual involucra diferentes condiciones de entrecruzado favoreciendo una diferencia de índice de refracción con respecto a aquellos expuesto al láser y así creando una estructura fotónica definida. La capacidad de poder fabricar estructuras tridimensionales con esta técnica representa una alternativa viable para generar cristales fotónicos.

La fabricación de cristales fotónicos es un tema en el cual se deben conocer a detalle los factores que pueden influir en su fabricación, dichos factores han sido estudiados a lo largo del escrito. En las estructuras fabricadas se debe realizar un proceso adecuado en la elaboración de la fotoresina para que ésta no tenga irregularidades y sea del espesor correcto. Después, ésta se debe colocar en el sistema de fotolitografía y realizar un programa para obtener las estructuras deseadas. Los parámetros que se varían en el sistema son la velocidad de escritura, la distancia entre los pilares, el tamaño de los pilares y la potencia del haz con la que se realizan.

5.0.1. Resultados computacionales

Con base en los resultados de las simulaciones realizadas, se obtuvo un estudio detallado de los cristales fotónicos de bajo contraste de índice de refracción en el rango de frecuencias de los THz. Se observó la presencia de bandas prohibidas mediante la aparición de mínimos en transmisión. El análisis obtenido de las simulaciones fue asistido con ajustes cuadráticos y la implementación de modelos de regresión lineal, realizando un estudio comparativo con lo reportado en diferentes artículos.

Además, en el caso óptimo el cual consiste en un índice de refracción en la base (n_b) de 1.80, un índice de refracción en los pilares (n_p) de 1.85, una constante de red (a) de $137.5 \mu\text{m}$ y un diámetro de pilares (d) de $90 \mu\text{m}$, se ha examinado la respuesta del cristal fotónico tanto para el caso de transmisión como para el de reflexión a una incidencia normal a la superficie, así como también los comportamientos para ondas TE y TM. Se estudió la distribución del campo eléctrico cerca del valor mínimo para tener una mejor interpretación de lo que pasa en la estructura fotónica y se han añadido defectos para sus posibles aplicaciones en un futuro como guías de onda. Con todos estos aspectos se cuenta con una descripción amplia de los efectos al modificar las características físicas de los cristales fotónicos de bajo contraste, para así ser llevadas a la práctica.

5.0.2. Resultados experimentales

El método que se utilizó para la fabricación de las estructuras fotónicas fue el método de fotolitografía por escritura directa láser, siguiendo una metodología de fabricación para crear cristales fotónicos. Los patrones fabricados fueron caracterizados a partir de la potencia del haz de escritura, la velocidad de escritura (o tiempo de exposición) y espesor de la resina, siendo la última la que define la altura de los pilares. El diámetro de pilares obtenido presentó un ajuste logarítmico tanto en función de la velocidad de escritura, como de la potencia de irradiación constante producida por el haz. En los resultados de caracterización de fabricación se observó que al utilizar velocidades de escritura pequeñas, el diámetro de los pilares es mayor. Por esto último, se sugieren velocidades de escritura menores a $100 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$, tomando en consideración las características del arreglo experimental.

5.1. Comparación computacional-experimental

Se realizó un análisis computacional de los cristales fotónicos, así como el estudio de los parámetros de fabricación del sistema de fotolitografía. En ambos aspectos, computacional y experimental, se realizó un estudio al variar los parámetros de la estructura fotónica.

Diferencia en índices de refracción entre los pilares y la base

En los cristales fotónicos la diferencia en índices de refracción es un parámetro importante

en la respuesta óptica obtenida. Este parámetro se estudió en las simulaciones al cambiar el índice de refracción en la base y los pilares, observando que mientras mayor sea la diferencia entre los índices de refracción, mayor es la banda fotónica prohibida. Dicho parámetro tiene su analogía en el arreglo experimental, la analogía se produce al incidir el haz láser de 532 nm sobre la muestra. En las zonas en la que incide el haz se produce un aumento en el índice de refracción, este incremento depende de la potencia del haz, por lo que cuando las condiciones sanitarias lo permitan se complementará dicho análisis.

Variación en la constante de red y altura de pilares

En el modelo computacional la variación en la constante de red se puede manipular mediante los parámetros de programación, este aspecto se puede exportar al sistema de fotolitografía mediante el diseño y programación del sistema de posicionamiento. En cuanto a la variación de la altura de los pilares y su relación con el diámetro se muestra una tendencia lineal. El fabricar pilares de mayor altura es una ventaja en la elaboración de éstos, ya que permite estructuras donde se tenga una correcta interacción con las ondas electromagnéticas para la generación de bandas prohibidas.

Fabricación de pilares

Al fabricar cristales fotónicos el parámetro que mayor irregularidad presenta es la fabricación puntual de los pilares, ya que en la simulación este se produce de manera puntual y se consideran uniformes en su estructura. Sin embargo, esto no es así en la práctica, ya que la incidencia del haz para fabricar el pilar se concentra en un cierto punto y a partir de ahí se genera un contorno alrededor sobre el cual no se tiene una descripción exacta debido a variaciones presentadas en el proceso de fabricación. En la práctica para realizar un análogo a este parámetro, se varía la velocidad de escritura del pilares.

Defectos estructurales

La inclusión de defectos de tipo puntual o lineal en el cristal fotónico también fue analizada, aunque sólo en el modelo computacional, obteniendo guías de onda a partir de un defecto lineal retirando 3 hileras de pilares. Esto representa la posibilidad de generar guías de ondas en THz en la práctica mediante el método de fotolitografía y explorar sus posibles aplicaciones en sensores que discriminen un rango de ondas THz.

Con lo dicho en los cuatro párrafos anteriores es posible fabricar estructuras similares a las que se simularon mediante COMSOL, por lo que se tiene una base para la elaboración de cristales fotónicos bidimensionales. Las técnicas y métodos realizados a lo largo de este escrito muestran una alternativa moderna y atrayente para implementar nuevos dispositivos que cumplan con las características mencionadas anteriormente y es un reto realizarlo en los siguientes años.

A partir de los resultados obtenidos se tienen condiciones para fabricar estructuras fotónicas donde se puedan aprovechar los efectos causados por los cristales fotónicos. Tal como es la producción de brechas de energía, en la cual se tiene una manipulación de la propagación de las ondas electromagnéticas a lo largo del cristal o la producción de defectos en la estructura, con la cual se guían las ondas electromagnéticas por un cierto camino hasta la salida del cristal. Esto trae consigo nuevas aplicaciones en dispositivos en los cuales se requiere una diferencia de índice de refracción sobre el cual se guíe una onda o en su defecto, producir una brecha de energía como por ejemplo ocurre en los sensores [52, 53].

5.2. Trabajo a futuro

A lo largo de este escrito se ha logrado obtener un fundamento computacional-experimental para fabricar cristales fotónicos de bajo contraste que puedan ser caracterizados en el rango de terahertz. Sin embargo, debido a las condiciones adversas que se ha suscitado a partir de la pandemia, durante la realización de este trabajo se ha complicado la fabricación de más cristales de manera experimental, así como probar diferentes geometrías en éstos. Entre los aspectos que vale la pena investigar a futuro sobre los cristales fotónicos se listan a continuación:

- 1.- Diseñar cristales fotónicos con las condiciones óptimas para la obtención de bandas prohibidas.
- 2.- Analizar la respuesta óptica de estos cristales utilizando un sistema de espectroscopia en el dominio de frecuencia de terahertz (THz-TDS).
- 3.- Fabricación de estructuras quirales con geometrías diversas.
- 4.- Incorporar más defectos en las estructuras realizadas, ya sea puntuales, lineales o a también introducir capas de diferentes materiales y explorar sus posibles aplicaciones como guías de onda.
- 5.- Investigación sobre la aplicación de las estructuras óptimas realizadas, tal como lo son sensores de índice de refracción.

En general el desarrollo y estudio de los cristales fotónicos es un tema extenso e interesante en el que vale la pena adentrarse. El área sobre la cuál se encuentra su estudio, la fotónica, ha logrado grandes avances en los últimos años, por lo que el estudiante que se involucre dentro de esta área se hallará cautivado y motivado por indagar más sobre ella.

Apéndice A

Ecuación maestra y propiedades del operador $\hat{\Theta}$

La Ec. (2.27), llamada ecuación maestra, es el núcleo para resolver el problema de valores propios de la función propia \vec{H} o en otras palabras, es la que dice las frecuencias permitidas por el cristal. A través del operador $\hat{\Theta}$, se obtiene un operador lineal que actúa sobre \vec{H} . A continuación se demuestran las propiedades de este operador [19, 20].

I. **El operador $\hat{\Theta}$ es Hermítico:** Para demostrar que es hermitico se hace uso de la definición de producto interno entre dos campos vectoriales y de la siguiente identidad [17]:

$$\langle \vec{F}(\vec{r}), \vec{G}(\vec{r}) \rangle \equiv \int \vec{F}^*(\vec{r}) \cdot \vec{G}(\vec{r}) d^3r, \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla \cdot (\vec{A}(\vec{r}) \times \vec{B}(\vec{r})) = (\nabla \times \vec{A}(\vec{r})) \cdot \vec{B}(\vec{r}) - \vec{A}(\vec{r}) \cdot (\nabla \times \vec{B}(\vec{r})), \quad (\text{A.2})$$

donde $\vec{F}^*(\vec{r})$ es el complejo conjugado de $\vec{F}(\vec{r})$, se tiene entonces que:

$$\langle \vec{F}(\vec{r}), \hat{\Theta} \vec{G}(\vec{r}) \rangle = \int \vec{F}^*(\vec{r}) \cdot \nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{G}(\vec{r}) \right) d^3r. \quad (\text{A.3})$$

Eligiendo $\vec{A} = \vec{F}^*(\vec{r})$ y $\vec{B} = \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{G}(\vec{r}) \right)$, la Ec. (A.3) se modifica de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \langle \vec{F}(\vec{r}), \hat{\Theta} \vec{G}(\vec{r}) \rangle &= \int (\nabla \times \vec{F}^*(\vec{r})) \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{G}(\vec{r}) \right) d^3r \\ &\quad - \int \nabla \cdot \left[\vec{F}^*(\vec{r}) \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{G}(\vec{r}) \right) \right] d^3r, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} \langle \vec{F}(\vec{r}), \hat{\Theta} \vec{G}(\vec{r}) \rangle &= \int \nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} (\nabla \times \vec{F}^*(\vec{r})) \right] \cdot \vec{G}(\vec{r}) d^3r \\ &\quad - \int \nabla \cdot \left[\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} (\nabla \times \vec{F}^*(\vec{r})) \times \vec{G}(\vec{r}) \right] d^3r. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Eligiendo ahora $\vec{A} = \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} (\nabla \times \vec{F}^*(\vec{r}))$ y $\vec{B} = \vec{G}(\vec{r})$ y al aplicar la identidad (A.2) en el primer término de la ecuación anterior se obtiene

$$\begin{aligned} \langle \vec{F}(\vec{r}), \hat{\Theta} \vec{G}(\vec{r}) \rangle &= \int \nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} (\nabla \times \vec{F}^*(\vec{r})) \right] \cdot \vec{G}(\vec{r}) d^3r \\ &\quad - \int \nabla \cdot \left[\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} (\nabla \times \vec{F}^*(\vec{r})) \times \vec{G}(\vec{r}) \right] d^3r \\ &\quad - \int \nabla \cdot \left[\vec{F}^*(\vec{r}) \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{G}(\vec{r}) \right) \right] d^3r \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

De la Ec. (A.6), usando el teorema de la divergencia, el segundo y tercer término se convierten en integrales de superficie. Estos términos serán cero debido a que en el caso de interés, el campo decae a cero para distancias largas o por condiciones de periodicidad, existen caras que se anulan, cancelando la integral, por lo que el término sobrante es:

$$\langle \vec{F}(\vec{r}), \hat{\Theta} \vec{G}(\vec{r}) \rangle = \int \left[\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{F}(\vec{r}) \right) \right]^* \cdot \vec{G}(\vec{r}) d^3r, \quad (\text{A.7})$$

y por definición este término es:

$$\langle \hat{\Theta} \vec{F}(\vec{r}), \vec{G}(\vec{r}) \rangle = \int \left[\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{F}(\vec{r}) \right) \right]^* \cdot \vec{G}(\vec{r}) d^3r, \quad (\text{A.8})$$

$$\therefore \langle \hat{\Theta} \vec{F}(\vec{r}), \vec{G}(\vec{r}) \rangle = \langle \vec{F}(\vec{r}), \hat{\Theta} \vec{G}(\vec{r}) \rangle,$$

y el operador $\hat{\Theta}$ es Hermítico.

II. Escalabilidad de las ecuaciones de Maxwell: Puesto que en el electromagnetismo no se tiene una escala fundamental es posible escalar las ecuaciones de Maxwell a 1D, 2D o 3D, esto es de suma importancia ya que se pueden fabricar cristales fotónicos de distintas escalas y hallar las bandas prohibidas a partir de alguno realizado en alguna escala más accesible, sólo se necesita una expansión o compresión de las dimensiones del cristal [17, 19, 20].

Partiendo de la ecuación maestra, considerando un modo de propagación $\vec{H}(\vec{r})$ con una frecuencia asociada ω , en un medio con función dieléctrica $\epsilon(\vec{r})$ se tiene:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}),$$

Se quiere conocer la respuesta en un nuevo medio $\epsilon'_r(\vec{r})$, el cual es una expansión o compresión de $\epsilon_r(\vec{r})$, tal que $\epsilon'_r(\vec{r}) = \epsilon_r(\vec{r}/s)$. Realizando los cambios de variable $\vec{r}' = s\vec{r} \rightarrow \vec{r} = \vec{r}'/s$ y $\nabla' = \nabla/s \rightarrow \nabla = s\nabla'$, sustituyendo en la ecuación maestra se obtiene:

$$s\nabla' \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r}'/s)} s\nabla' \times \vec{H}(\vec{r}'/s) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}'/s), \quad (\text{A.9})$$

notado que $\epsilon_r(\vec{r}'/s) = \epsilon'_r(\vec{r}')$, por lo que:

$$s^2 \nabla' \times \left(\frac{1}{\epsilon'_r(\vec{r}')} \nabla' \times \vec{H}(\vec{r}'/s) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}'/s), \quad (\text{A.10})$$

dividiendo sobre s^2 se tiene:

$$\nabla' \times \left(\frac{1}{\epsilon_r'(\vec{r}')} \nabla' \times \vec{H}(\vec{r}'/s) \right) = \left(\frac{\omega}{cs} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}'/s). \quad (\text{A.11})$$

La Ec. (A.11) es nuevamente la ecuación maestra con el modo de propagación $\vec{H}'(\vec{r}') = \vec{H}(\vec{r}'/s)$ y con frecuencia $\omega' = \omega/s$, sustituyendo en la Ec. (A.11):

$$\nabla' \times \left(\frac{1}{\epsilon_r'(\vec{r}')} \nabla' \times \vec{H}'(\vec{r}') \right) = \left(\frac{\omega'}{c} \right)^2 \vec{H}'(\vec{r}'), \quad (\text{A.12})$$

por lo que se garantiza que las propiedades electromagnéticas sean invariantes al cambio de escala.

III. Simetría de traslación continua: Un sistema con simetría de traslación continua es aquel donde no se cambian sus propiedades al trasladarse por un desplazamiento \vec{d} . Se define el operador \hat{T}_d , el cual actúa sobre una función $f(\vec{r})$ en la que se realiza el desplazamiento. Aplicándolo a la función dieléctrica se tiene lo siguiente [17, 19]:

$$\hat{T}_d \epsilon(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r} - \vec{d}) = \epsilon(\vec{r}), \quad (\text{A.13})$$

suponiendo una simetría continua en el eje z , se requiere una autofunción para todo operador \hat{T}_{d_z} , la cuál es e^{ikz} , tal que:

$$\hat{T}_{d_z} e^{ikz} = e^{ik(z-d)} = e^{-ikd} e^{ikz}, \quad (\text{A.14})$$

con valor propio e^{-ikd} . Los modos del sistema son elegidos para todo los \hat{T}_{d_z} , esto implica que la dependencia en z puede separarse de la función. De manera similar para un medio homogéneo $\epsilon(\vec{r})$, se obtienen los modos de la forma:

$$\vec{H}_k(\vec{r}) = \vec{H}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}, \quad (\text{A.15})$$

con \vec{H}_0 un vector constante, lo anterior se describe como ondas planas polarizadas en la dirección de \vec{H}_0 , donde se cumple la condición de transversalidad.

$$\vec{H}_0 \cdot \vec{k} = 0. \quad (\text{A.16})$$

Estás ondas son solución a la ecuación maestra.

IV. **Simetría de translación discreta - Teorema de Bloch:** Un sistema con simetría de translación discreta es aquel donde sus propiedades se repiten para cierta longitud fija. En los cristales fotónicos por lo general no hay simetrías de translación continua, pero sí discreta. La longitud fija es denotada por la constante de red, \vec{a} . La simetría de translación discreta es mostrada a partir de la función dieléctrica, la cual cumple las propiedades de una red de Bravais [17, 19, 20]:

$$\epsilon_r(\vec{r}) = \epsilon_r(\vec{r} + \vec{R}), \quad (\text{A.17})$$

donde \vec{R} es un múltiplo de la constante de red, $\vec{R} = \iota\vec{a}$, con ι entero. Análogamente a la simetría de translación continua el operador de simetría de translación discreta posee autofunciones asociadas a ondas planas:

$$\hat{T}_R e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = e^{i\vec{k}\cdot(\vec{r}-\vec{R})} = e^{-i\vec{k}\cdot\vec{R}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}, \quad (\text{A.18})$$

con valor propio $e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}}$.

Para cada vector de onda \vec{k} , existen infinitos vectores de la forma $\vec{k} + \vec{G}$ que poseen el mismo valor propio del operador de translación, donde \vec{G} es el vector de translación en el espacio recíproco. A partir de esto, se obtiene una autofunción la cual es una combinación lineal de las autofunciones con el mismo valor propio:

$$\vec{H}_k(\vec{r}) = \sum_G \vec{H}_G e^{i(\vec{k}+\vec{G})\cdot\vec{r}} = e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r})} \sum_G \vec{H}_G e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} = e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r})} \vec{u}_k(\vec{r}), \quad (\text{A.19})$$

con $\vec{u}_k(\vec{r}) = \sum_G \vec{H}_G e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}}$ una función periódica con el mismo periodo que la función dieléctrica:

$$\vec{u}_k(\vec{r}) = \vec{u}_k(\vec{r} + \vec{R}), \quad (\text{A.20})$$

con lo que los modos trasladados son de la siguiente forma:

$$\vec{H}_k(\vec{r} + \vec{R}) = e^{i\vec{k}\cdot(\vec{r}+\vec{R})}\vec{u}_k(\vec{r} + \vec{R}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}}\vec{u}_k(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}}\vec{H}_k(\vec{r}), \quad (\text{A.21})$$

por lo que de igual manera para un simetría de traslación discreta, la solución a la ecuación maestra son ondas planas moduladas por la periodicidad de función dieléctrica.

El expresar el campo \vec{H} como se muestra en la Ec.(A.21) se le conoce como **Teorema de Bloch** con el cual es posible conocer el comportamiento de todo el cristal ante un frente de onda, a partir de una zona reducida. Como consecuencia del teorema de Bloch las frecuencias en el espacio recíproco presentan una simetría, esto es [5, 20]:

$$\omega(\vec{k}) = \omega(\vec{k} + \vec{G}). \quad (\text{A.22})$$

Apéndice B

SU-8

El SU-8 es una resina fotosensible negativa desarrollada por IBM, la cual es comúnmente utilizada en procesos de fotolitografía. Una característica que posee es que es posible crear resinas con una amplia gama de espesores, ya que al ser depositada sobre alguna base, dependiendo el proceso que se siga para su aplicación, se puede variar su espesor obteniendo espesores nanométricos llegando hasta cientos de micrómetros. Otra característica de este polímero es su fácil accesibilidad en el mercado y el que no requiere una gran inversión en equipo para ser aprovechado, convirtiéndose en un material sumamente utilizado en la comunidad científica [54].

Un aspecto importante del SU-8 es la exposición a luz UV para generar patrones. Si bien el SU-8, a longitudes de onda baja, tiene una mayor absorción, puede que la absorción se genere sólo en la capa más superficial y no de manera uniforme en todo el espesor. Más aún, se pueden generar defectos internos en la estructura. Los fabricantes recomiendan utilizar una longitud de onda que se encuentre entre los 400 nm, ya que ésta se transmite casi en su totalidad sobre el SU-8 y además tiene una mayor penetración, tal como se muestra en la Fig. B.1:

Existen más características del SU-8: sus propiedades mecánicas, como la adhesión a cierto tipo de sustrato, las propiedades eléctricas, como es la capacidad de conductividad (la que generalmente es casi nula) o sus propiedades magnéticas asociadas a la permeabilidad. Las características suelen variar dependiendo del SU-8 que se utilice, en las hojas técnicas del SU-8 es posible obtener esta información [46].

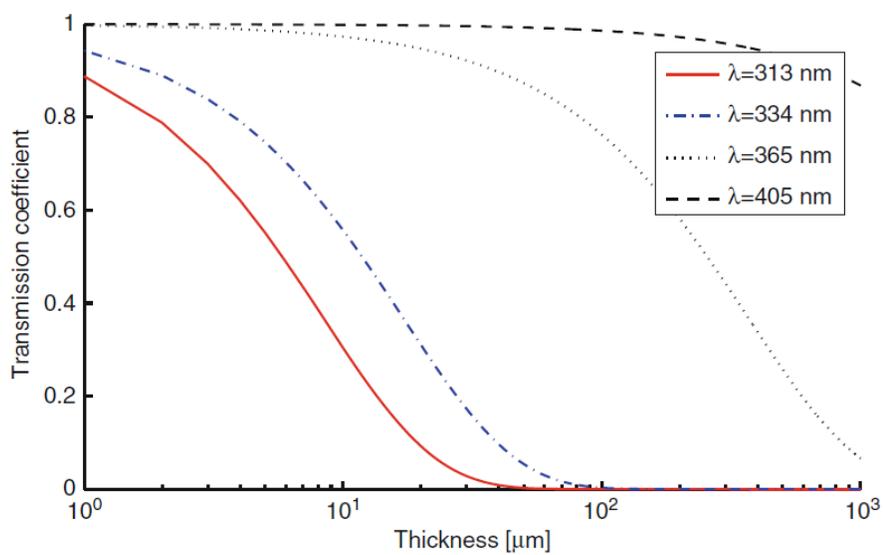


Figura B.1: Trasmisión de la luz UV sobre el SU-8 para diferentes longitudes de onda [54].

Bibliografía

- [1] Gong, Q. & Hu, X. (2014). *Photonic Crystals: Principles and Applications*. Florida: Pan Stanford Publishing, CRC Press.
- [2] González, Y. M. P., Ossa, A. P., & Patarroyo, D. J. R. (2015). *Cristales fotónicos empleados en tratamientos médicos*. *Avances: Investigación en Ingeniería*, 12 (1). <https://doi.org/10.18041/1794-4953/avances.2.293>
- [3] Yablonovitch, E. (1993). *Photonic band-gap structures*. *JOSA B*, 10(2), 283-295. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.10.000283>
- [4] John, S. (1987). *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices*. *Phys Rev Lett*, 58(23), 2486. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2486>
- [5] Hernández García, D. (2008). *Estudio de cristales y cuasi-cristales fotónicos basados en silicio macroporoso*. Universidad Politécnica de Cataluña (UPC), Cataluña.
- [6] Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N. & Meade, R. D. (2008). *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Second Edition). Princeton University Press.
- [7] Giannoukos, G., Min, M. & Rang, T. (2017). *Relative complex permittivity and its dependence on frequency*. *World J Eng*, Vol. 14 No. 6, pp. 532-537. <https://doi.org/10.1108/WJE-01-2017-0007>
- [8] Askeland D. (1998). Organización atómica. *Ciencias e ingeniería de los materiales* (37-40). México: International Thomson Editores.

- [9] Navarro Arrastio, I. & Garde Alduncín, M. J. (2010). *Sensores ópticos para caracterización de índice de refracción basados en nanolitografía UV sobre resinas poliméricas*. Universidad Pública de Navarra. (UPNA), Navarra.
- [10] Economou, E. N., & Sigalas, M. M. (1993). *Classical wave propagation in periodic structures: Cermet versus network topology*. Phys Rev B, 48(18), 13434. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.13434>
- [11] Grosso, G., & Pastori, P. G. (2014). *Solid state physics*. Kidlington, Oxford : Academic Press is an imprint of Elsevier.
- [12] Fukui, Takehisa, et al. (2008). *Evaluation Methods For Properties Of Nanostructured Body*. In Nanoparticle Technology Handbook (pp. 317-383). Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-044453122-3.50009-X>
- [13] Bleaney, B.; Bleaney, B.I. (1976). *Electricity and Magnetism (Third ed.)*. Oxford University Press. ISBN 978-0-19-851141-0.
- [14] Skorobogatiy, M. & Yang, J. (2009). *Fundamentals of Photonic Crystal Guiding*. New York: Cambridge University Press.
- [15] Griffiths, David J. (David Jeffery). (2013). *Introduction to electrodynamics*. Boston: Pearson.
- [16] Knapitsch, A. (2012). *Photonic Crystals: Enhancing the Light Output of Scintillation Based Detectors*. Vienna University of Technology, Austria.
- [17] Ferreiro S. (2012) *Estudio de estructuras de cristal fotónico de silicio macroporoso para sensores de gas*. Universidad Politécnica de Cataluña (UPC), Cataluña.
- [18] Salas, L. P. & Plata, N. A. (2014). *Cristales Fotónicos*. Artículos de divulgación, Explorando en la Óptica, Academia Mexicana de Óptica.
- [19] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn & R. D. Meade. 1995-(2008) *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition)*. New Jersey: Princeton University Press.

- [20] Barón, N. & Petrovish, E. (2019). *Estudio de cristales fotónicos bidimensionales de barras triangulares inmersos en una red tipo panal*. Tesis Doctoral. Universidad Nacional de Colombia, Bogotá.
- [21] Kittel, C. (2021). *Introduction to solid state physics Eighth edition*. Wiley
- [22] Rial M. (2013) *Fabricación de cristales fotónicos para el rango de los terahercios mediante la técnica de escritura directa con tintas*. Universidad de Santiago de Compostela. Santiago de Compostela
- [23] Woolard, D. L., Jensen, J. O., & Hwu, R. J. (2007). *Terahertz science and technology for military and security applications* (Vol. 46). world scientific.
- [24] Crowe, T. W., Globus, T., Woolard, D. L., & Hesler, J. L. (2004). *Terahertz sources and detectors and their application to biological sensing*. Philos. Trans. Royal Soc. A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 362(1815), 365-377. <https://doi.org/10.1098/rsta.2003.1327>
- [25] Özbay, E., Michel, E., Tuttle, G., Biswas, R., Ho, K. M., Bostak, J., & Bloom, D. M. (1994). *Terahertz spectroscopy of three-dimensional photonic band-gap crystals*. Opt Lett, 19(15), 1155-1157. <https://doi.org/10.1364/OL.19.001155>
- [26] Zhang, X. C., & Xu, J. (2010). *Introduction to THz wave photonics* (Vol. 29, p. 246). New York: Springer. <https://doi.org/10.1007/978-1-4419-0978-7>
- [27] Hochrein, T. (2015). *Markets, availability, notice, and technical performance of terahertz systems: Historic development, present, and trends*. J Infrared Millimeter Waves, 36(3), 235-254.
- [28] Federici, J. F., Rizzo, L., Clark, A., Bolton, C., Gatley, S., & Gatley, I. (2020, June). *Industrial Applications of THz Imaging: Plastics, Food Industry, Moisture Detection, and Additive Manufacturing*. Appl Spectroscopy (pp. AW4I-1). OSA. <https://doi.org/10.1364/AIS.2020.AW4I.1>

- [29] Fenzl, C., Hirsch, T., & Wolfbeis, O. S. (2014). *Photonic crystals for chemical sensing and biosensing*. *Angew. Chem. Int. Ed*, 53(13), 3318-3335. <https://doi.org/10.1002/anie.201307828>
- [30] Fujita, M., & Nagatsuma, T. (2016, April). *Photonic crystal technology for terahertz system integration*. In *Terahertz Physics, Devices, and Systems X: Advanced Applications in Industry and Defense* (Vol. 9856, p. 98560P). SPIE. <https://doi.org/10.1117/12.2225151>
- [31] Okamoto, K., Tsuruda, K., Diebold, S., Hisatake, S., Fujita, M., & Nagatsuma, T. (2017). *Terahertz sensor using photonic crystal cavity and resonant tunneling diodes*. *J Infrared Millimeter Waves*, 38(9), 1085-1097. <https://doi.org/10.1007/s10762-017-0391-0>
- [32] Singh, R., Su, P., Agarwal, A., & Anthony, B. W. (2020, June). *Integrated Mid-IR Photonics for Gas and Aerosol Sensors*. In *Adaptive Optics: Analysis, Methods & Systems* (pp. JW5C-7). OSA. <https://doi.org/10.1364/3D.2020.JW5C.7>
- [33] Hernández-Roa D.L., Pilloi O., Garduño J., & Qureshi N. *Radiación THz y Cristales Fotónicos*. Poster presentado en: Congreso Nacional de Física LXI. Puebla 2018.
- [34] Arscott, S., Garet, F., Mounaix, P., Duvillaret, L., Coutaz, J. L., & Lippens, D. (1999). *Terahertz time-domain spectroscopy of films fabricated from SU-8*. *Electron Lett*, 35(3), 243-244. <https://doi.org/10.1049/el:19990146>
- [35] Grbovic, D., Alves, F., Kearney, B., Waxer, B., Perez, R., & Omicini, G. (2013). *Metal-organic hybrid resonant terahertz absorbers with SU-8 photoresist dielectric layer*. *J Micro Nanolithogr MEMS MOEMS*, 12(4), 041204. <https://doi.org/10.1117/1.JMM.12.4.041204>
- [36] Parida, O. P., & Bhat, N. (2009). *Characterization of optical properties of SU-8 and fabrication of optical components*. In *Int. Conf. on Opt. and Photon.(CSIO)* (pp. 4-7). <https://doi.org/10.1117/12.655667>

- [37] A. Sullivan, M. Grabowski, and R. McLeod, *Three-dimensional direct-write lithography into photopolymer*, Appl. Opt. 46, 295-301 (2007). <https://doi.org/10.1364/AO.46.000295>
- [38] Juvier, A. (2019). *Obtención del perfil de índice de refracción de guías de onda fabricadas mediante escritura directa láser*. Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México.
- [39] Chunfang Ye and Robert R. McLeod, *GRIN lens and lens array fabrication with diffusion-driven photopolymer*, Opt. Lett. 33, 2575-2577 (2008). <https://doi.org/10.1364/OL.33.002575>
- [40] Nordström, M., Zauner, D. A., Boisen, A., & Hübner, J. (2007). *Single-mode waveguides with SU-8 polymer core and cladding for MOEMS applications*. J Light Technol, 25(5), 1284-1289. <https://doi.org/10.1109/JLT.2007.893902>
- [41] Chen, F., & de Aldana, J. V. (2014). *Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining*. Laser Photonics Rev, 8(2), 251-275. <https://doi.org/10.1002/lpor.201300025>.
- [42] Do, M. T. (2015). *Fabrication of submicrometer 3D structures by one-photon absorption direct laser writing and applications* (Doctoral dissertation). France.
- [43] Seet, K. K., Mizeikis, V., Juodkazis, S., & Misawa, H. (2006). *Three-dimensional horizontal circular spiral photonic crystals with stop gaps below 1 μm* . Appl Phys Lett, 88(22), 221101. <https://doi.org/10.1063/1.2207841>.
- [44] Montesinos, E. (2019). *Implementación de método de escritura directa láser para fabricación de dispositivos fotónicos quirales y su aplicación como guías de onda*. Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México.
- [45] Nguyen, T., Do, M. T., Li, Q., Tong, Q. C., Au, T. H., & Lai, N. D. (2017). *One-photon absorption-based direct laser writing of three-dimensional photonic crystals*. Theoretical Foundations and Application of Photonic Crystals; Vakhrushev, A., Ed, 133-157. <https://doi.org/10.5772/intechopen.71318>

- [46] MicroChem. (2017). *xSU-8 2000, Permanent Epoxy Negative Photoresist*. Newton, Massachusetts https://kayakuam.com/wp-content/uploads/2019/09/SU-82000DataSheet2000_5thru2015Ver4-2.pdf
- [47] Do, M. T., Li, Q., Ledoux-Rak, I., & Lai, N. D. (2014, May). *Optimization of LOPA-based direct laser writing technique for fabrication of submicrometric polymer two- and three-dimensional structures*. In *Photonic Crystal Materials and Devices XI* (Vol. 9127, p. 912703). SPIE. <https://doi.org/10.1117/12.2051910>
- [48] Do, M. T., Nguyen, T. T. N., Li, Q., Benisty, H., Ledoux-Rak, I., & Lai, N. D. (2013). *Submicrometer 3D structures fabrication enabled by one-photon absorption direct laser writing*. *Opt express*, 21(18), 20964-20973. <https://doi.org/10.1364/OE.21.020964>
- [49] Mao, F., Tong, Q. C., Nguyen, D. T. T., Huong, A. T., Odessey, R., Saudrais, F., & Lai, N. D. (2017, February). *LOPA-based direct laser writing of multi-dimensional and multi-functional photonic submicrostructures*. In *Advanced Fabrication Technologies for Micro/Nano Optics and Photonics X* (Vol. 10115, p. 1011509). SPIE. <https://doi.org/10.1117/12.2253741>
- [50] Thorlabs (2017, March) *DJ532-40: DPSS Laser Diode* <https://www.thorlabs.com/drawings/c737d31ce4b3540e-816C350D-B21E-3991-FAF4802232DD953A/DJ532-40-SpecSheet.pdf>
- [51] Montesinos-Garrido E., Juvier-Ayala A., Qureshi N., & Velázquez-Benítez A. (2020). *SU-8 Hybrid Cross-linking Process for, Low-Contrast 3D Optical Waveguides and Devices*. *IEEE Photonics Technol Lett*.
- [52] Gao, W., Yu, X., Fujita, M., Nagatsuma, T., Fumeaux, C., & Withayachumnankul, W. (2019). *Effective-medium-cladded dielectric waveguides for terahertz waves*. *Opt Express*, 27(26), 38721-38734. <https://doi.org/10.1364/OE.382181>

- [53] Fan, S., Winn, J. N., Devenyi, A., Chen, J. C., Meade, R. D., & Joannopoulos, J. D. (1995). *Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides*. JOSA B, 12(7), 1267-1272. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.12.001267>
- [54] Ceysens F., Puers R. (2012) *SU-8 Photoresist*. In: Bhushan B. (eds) *Encyclopedia of Nanotechnology*. Springer, Dordrecht. https://doi.org/10.1007/978-90-481-9751-4_360.