

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Maestría en Ciencias
en Óptica con orientación en Optoelectrónica**

**Estudio de las propiedades ópticas de un cristal
fotónico con base en una rejilla de difracción**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:

Ana Carolina Medina Galindo

Ensenada, Baja California, México

2021

Tesis defendida por

Ana Carolina Medina Galindo

y aprobada por el siguiente Comité

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova
Director de tesis

Dra. María de Carmen Maya Sánchez

Dr. Anatoly Khomenko

Dr. Víctor Ruíz Cortés



Dr. Israel Rocha Mendoza
Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Ana Carolina Medina Galindo © 2021

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de la tesis

Resumen de la tesis que presenta Ana Carolina Medina Galindo como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Estudio de las propiedades ópticas de un cristal fotónico con base en una rejilla de difracción

Resumen aprobado por:

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova
Directora de tesis

En este trabajo de tesis se reporta el diseño y la fabricación, así como la investigación de las propiedades ópticas de un cristal fotónico, el cual, para el presente trabajo es una estructura dieléctrica multicapa con superficie perfilada. Tales estructuras tienen un gran potencial para sus aplicaciones como sensores de alta sensibilidad, cuya acción se basa en el cambio en el espectro de reflexión de la estructura bajo la influencia de factores externos. Se utilizaron dos métodos para fabricar sustratos perfilados para los cristales fotónicos: i) método fotolitográfico en el que se utilizó resina marca Shipley; ii) se utilizó un disco DVD comercial sin capa protectora. En ambos casos se realizaron réplicas de las superficies perfiladas con polidimetilsiloxano (PDMS) y acrílico. Estas réplicas se utilizaron también como sustratos para el depósito de las películas delgadas que forman el cristal fotónico. Las muestras fabricadas presentan una estructura que incluye una rejilla sinusoidal como base, posteriormente se recubrieron por 9 capas de películas delgadas. Estas películas fueron fabricadas por depósito en vacío de TiO_2 y SiO_2 (por cuatro de cada uno, periódicamente) con espesores de 77.8 nm y 126.2 nm, respectivamente, y una capa adicional de TiO_2 de 48 nm. Para desarrollo de la estructura de cristal fotónico, así como para su investigación numérica se utilizaron el método matemático de matriz característica, así como el método de diferencias finitas (MDF), apoyándose de los programas MATLAB y COMSOL. Estos métodos permitieron calcular los espectros de reflexión del cristal, cuya estructura se correspondía con la estructura de las muestras experimentales. Los estudios experimentales se llevaron a cabo utilizando un arreglo experimental especialmente diseñado, que hizo posible medir los espectros de reflexión de cristales fotónicos como función de ángulo de incidencia. Los resultados experimentales demuestran un mínimo bien pronunciado en los espectros de reflexión de cristal fotónico, que corresponde a la excitación de onda superficial de Bloch. Se demostró que este mínimo se observa cerca del ángulo de incidencia de la luz sobre el cristal fotónico a 32 grados, se concluyó que el ancho en los valles depende de la amplitud del perfil de superficie del sustrato sobre el que está fabricado el cristal fotónico.

Palabras clave: Cristal fotónico, ondas de superficie de bloch, estructura de bandas, modo

Abstract of the thesis presented by Ana Carolina Medina Galindo as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Study of the optical properties of a photonic crystal based on a diffraction grating

Abstract approved by:

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova
Thesis Director

The objective of this thesis is the design, fabrication, and analysis of the optical properties of a photonic crystal which is a multilayer dielectric structure with a profiled surface. Photonic crystals of this type have great potential for application as highly sensitive sensors. These sensors use the change in the reflection spectrum of the photonic crystal due to external factors. Two methods were used to fabricate profiled substrates for photonic crystals: i) photolithographic method using Shipley brand resin; ii) a commercial DVD without a protective layer was used as a substrate. In both cases, replicas of the profiled surfaces were prepared using polydimethylsiloxane (PDMS) and acrylic. These substrates, as well as their replicas, were used for the deposition of the thin films that make up the photonic crystal. The manufactured samples have a structure that consists of a sinusoidal grating as a substrate covered by nine thin films. These films were prepared by alternating vacuum deposition of TiO₂ and SiO₂ layers (by four of each) with thicknesses of 77.8 nm and 126.2 nm, respectively, and an additional layer of TiO₂ of 48 nm. For the photonic crystal structure design and its numerical investigation, the mathematical method of a characteristic matrix and the finite difference method (MDF) were used, relying on the MATLAB and COMSOL programs. The reflection spectra of photonic crystal with parameters of the experimental samples were calculated. The experimental studies were carried out using a specially designed experimental setup to measure photonic crystals' reflection spectra as a function of angle of incidence. The experimental results demonstrate a well-pronounced minimum in the photonic crystal reflection spectra, which corresponds to the Bloch surface wave excitation. It was shown that the minimum of the spectrum was observed near the angle of incidence of light on the photonic crystal at 32 degrees, it was concluded that the width in the valleys depends on the width of the surface profile of the substrate on which the photonic crystal is manufactured.

Keywords: Photonic crystal, bloch surface waves, band estructure, mode

Dedicatoria

A Marco Rentería ...

Agradecimientos

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada como institución y a todos los que ahí laboran, por su apoyo en mi formación.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría/doctorado. No. de becario: 905172

Agradezco muy particularmente a mi directora de tesis, la Dra. Elena Tchaikina por todo el apoyo brindado durante la elaboración de este trabajo, todos sus conocimientos, su paciencia, así como también la confianza que depositó en mí, fue un gran aprendizaje tanto en lo personal como en lo profesional.

Al Dr. Francisco Villa Villa por los conocimientos que compartió conmigo, así como sus consejos y amistad, al Centro De Investigaciones En Optica A.C. (CIO) por el apoyo brindado como institución y en especial al Dr. Bartolomé Reyesal por su apoyo en el laboratorio.

Al Dr. Eugenio Méndez el cual siempre fue una guía a seguir. A mis sinodales Dr. Anatoly Khomenko, Dra. Carmen Maya y al Dr. Víctor Ruíz, quienes me apoyaron en este trabajo con sus cuestionamientos, conocimientos y experiencia.

A la Dra. Gina quien me brindo siempre su apoyo incondicional con sus conocimientos en el laboratorio, pero sobre todo por sus consejos e invaluable amistad.

A Fabián por su apoyo en el laboratorio y su amistad.

A todos los investigadores de óptica por sus enseñanzas en el camino de la ciencia.

A las secretarias del departamento y la división que con su afabilidad y buena actitud siempre me sentí apoyada para cualquier trámite a realizar.

A mis compañeros y amigos de CICESE, German, Marino y Gis, por todo su apoyo y gran amistad, siempre los llevare en el corazón, las risas no faltaron. ...

Pero sobre todo a Marco, gracias a tu apoyo en todos los sentidos, sin ti no lo habría logrado.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	viii
Capítulo 1. Introducción	
1.1. Antecedentes	4
1.2. Justificación	6
1.3. Objetivo general	7
1.3.1. Objetivos específicos	8
Capítulo 2. Fundamentos teóricos	
2.1. Estructuras cristalinas	9
2.1.1. Red puntual	10
2.1.2. Celda unitaria o primitiva	11
2.2. Función periódica en el espacio de frecuencias	12
2.2.1. Red recíproca	13
2.3. Zona de Brillouin	16
2.4. Ecuaciones de Maxwell y ondas electromagnéticas planas	18
2.5. La frontera simple	26
2.5.1. Incidencia normal	29
2.5.2. Incidencia oblicua en un medio absorbente	33
2.6. La reflectancia en un ensamble de capas	38
Capítulo 3. Desarrollo experimental	
3.1. Fabricación de rejillas sinusoidales por método de litografía óptica . . .	45
3.2. Fabricación de rejilla con PDMS (polidimetilsiloxano, PDMS o dimeti- cona)	49
3.3. Fabricación rejilla utilizando una resina transparente (acrílico)	51
3.4. Fabricación de rejillas sinusoidales a partir de un DVD comercial	52
3.5. Fabricación rejilla utilizando silicón sobre vidrio	54
3.6. Depósito de capas mediante evaporación por proceso térmico	55
3.7. Caracterización de muestras	57
3.7.1. Caracterización del periodo en las rejillas sinusoidales	58
3.7.2. Caracterización de amplitud en las rejillas sinusoidales	59
3.8. Resonancia plasmónica en rejilla sinusoidal fabricada	67
3.9. Descripción de arreglos experimentales	69
3.9.1. Estimación angular de intensidad en reflexión en el cristal fo- tónico	72

Capítulo 4. Resultados y discusiones

- 4.1. Simulaciones numéricas del cristal fotónico 74
- 4.2. Resultados experimentales del cristal fotónico 82

Capítulo 5. Conclusiones

Literatura citada 95

Lista de figuras

Figura	Página
1. Esquema de cristales fotónicos unidimensionales 1D a) , bidimensionales 2D b), y tridimensionales 3D c). Los diferentes colores representan materiales con diferentes constantes dieléctricas.	1
2. Cristales fotónicos en la naturaleza. a) Ópalo arcoiris virgen, c) Mariposa morpho, b) y d) Estructuras microscópicas de ópalo y mariposa morpho respectivamente. Imágenes tomadas y modificadas de (Inan et al.,2016.) .	2
3. Cristal fotónico 3D utilizado como un biosensor. La superficie del sensor fue funcionalizada con proteína A y anti-rotavirus en secuencia. Si el virus objetivo es capturado por el anticuerpo en la superficie del sensor, el valor de longitud de onda máxima reflejada cambia debido a factores fisicoquímicos. Imágenes tomadas y modificadas de (Maeng y Park.,2015).	3
4. a) Excitación de OSB mediante acoplamiento por prisma: configuración Kretschmann, b) Esquema de excitación de OSB mediante una red de difracción.	7
5. a) Esquema de una red puntual bidimensional: fragmento de una red cuadrada con vectores primitivos a_1 y a_2 , b) celda unitaria con parámetros de red iguales a a	11
6. a) Esquema de una red puntual bidimensional en el espacio de frecuencias: a) fragmento de una red cuadrada con vectores primitivos b_1 y b_2 y construcción de una celda de Wigner-Seitz, b) la correspondiente celda unitaria o primera zona de Brillouin	18
7. Frente de onda plano, incidiendo sobre una frontera simple.	27
8. Convencion que define direcciones positivas de los vectores eléctricos y magnéticos para reflexión y transmisión en una interfaz con incidencia normal.	29
9. Definición de los componentes x y z en el vector K para una onda incidente.	33
10. Onda plana incidiendo en una capa delgada sobre sustrato	39
11. Notación para dos capas sobre un sustrato	43
12. Etapas para la fabricación de base de cristal fotónico con estructura sinusoidal por medio de litografía óptica	46
13. Esquema de arreglo experimental empleada para la fabricación de rejillas en fotorresina.	47
14. Imagen de una oblea de PDMS. Imagen tomada de www.elveflow.com . . .	49
15. Etapas para la fabricación de base de cristal fotónico con estructura sinusoidal en PDMS	50
16. Etapas para la fabricación de base de cristal fotónico con estructura sinusoidal en acrílico.	51

Figura	Página
17. Diagrama esquemático de un DVD Sony que muestra las diferentes capas en su estructura interna.	53
18. Perfil topográfico obtenido con un microscopio de fuerza atómica, correspondiente a una rejilla de DVD sin tratamiento (línea roja), con 30 s (línea verde) y 60 s (línea azul) de tratamiento con solventes. Imagen tomada y modificada de (Kaplan et al.,2009).	54
19. Etapas para la fabricación de base de cristal fotónico con estructura sinusoidal en silicón sobre vidrio.	55
20. a) Máquina de evaporación térmica con cañón de electrones, b) vista interna de la cámara de evaporación, c) base de colocación de muestras donde se realiza el depósito.	56
21. Esquema final del arreglo de 9 multicapas del cristal fotónico.	57
22. Medición del periodo de las rejillas de DVD, de izquierda a derecha: acercamiento de la imagen con depósito de 10 nm Au. Imágenes obtenidas por SEM, distancia del periodo 740 [nm].	58
23. Esquema de arreglo experimental para medición de la distancia angular de los órdenes de difracción y poder estimar el periodo de la rejilla	59
24. Comportamiento de $J_0^2(ka_m)$ y $J_1^2(ka_m)$ en función de a_m para un índice de refracción del policarbonato (DVD).	61
25. a)-d) Estimación de la profundidad de las rejillas a partir de un DVD comercial, para diferentes proporciones de la mezcla entre acetona e isopropanol a diferentes tiempos de inmersión.	62
26. Estimación de la profundidad de las rejillas de un DVD comercial, para diferentes proporciones de la mezcla entre acetona e isopropanol a diferentes tiempos de exposición. Datos obtenidos mediante AFM (atomic force microscope).	63
27. Perfiles 3D de rejillas a partir de un DVD obtenidas por medio del AFM (atomic force microscope). a) rejilla fabricada con inmersión manual en mezcla solvente b) rejilla fabricada mediante inmersión de mezcla solvente en ultrasonido.	64
28. Estimación de la profundidad de las rejillas fabricadas con fotorresina Shipley S1813 por método de difracción. a) y b) estimación de profundidad de rejillas fabricadas a 4000 RMP con 3 min. de revelado a diferentes tiempos de exposición. c) y d) estimación de profundidad de rejillas fabricadas a 6000 RMP con 3 min. de revelado a diferentes tiempos de exposición.	65

Figura	Página
29. Estimación de la profundidad de las rejillas fabricadas con fotorresina Shipley S1805 por método de difracción. a) y b) estimación de profundidad de rejillas fabricadas a 4000 RMP con 3 min. de revelado a diferentes tiempos de exposición. c) y d) estimación de profundidad de rejillas fabricadas a 6000 RMP con 3 min. de revelado a diferentes tiempos de exposición.	66
30. Arreglo experimental para medir la intensidad en reflexión.	70
31. Diseño de porta muestras en diferentes perspectivas diseñado en Autodesk Inventor.	71
32. Línea azul: espectro de reflectancia de luz blanca sobre una rejilla con periodo de 740nm, amplitud de 80nm, con capa de oro de 50 nm. Se ilumina por un haz gaussiano con polarización p en un ángulo de incidencia 34° en aire. Línea violeta: espectro de intensidad en reflexión de la fuente de luz blanca sobre espejo de oro.	71
33. Arreglo experimental para medición de intensidad en reflexión mediante esparcómetro	72
34. Estructura de bandas de un cristal fotónico 1D bajo polarización s. Las bandas permitidas se indican mediante las regiones sombreadas y las bandas prohibidas mediante los espacios de bandas con color beige. La línea roja indica la dispersión en el vacío. La línea azul muestra la localización de la onda superficial de Bloch	75
35. Mapas de color de intensidad para un cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base con 50 nm de amplitud y periodo de 740nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8nm$ y $H1 = 126.2nm$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48nm$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. a) reflectancia b) transmitancia c) absorción. Iluminación por una onda plana con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s en un barrido angular de 0 a 90 grados en aire.	76
36. Cálculo de reflectividad para un cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base con 50 nm de amplitud y periodo de 740nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8nm$ y $H1 = 126.2nm$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48nm$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. Iluminación por una onda plana con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s, a un ángulo de incidencia de 34 grados. a) Reflectividad en función de la longitud de onda. b) Corte transversal de la estructura con vista frontal de la distribución del campo eléctrico por medio de mapa de color. c) Perfil de la intensidad del campo eléctrico a partir del corte transversal de la estructura.	78

Figura	Página
37. Espectros de reflectancia de un cristal fotónico con perfil sinusoidal con diferentes valores de periodo en su base y amplitud de 50 nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8nm$ y $H1 = 126.2nm$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48nm$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. Iluminación por una onda plana con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s.	79
38. Espectros de reflectividad de un cristal fotónico con perfil sinusoidal con diferentes valores de amplitud de 30 a 80 nm en su base y periodo de 740nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8nm$ y $H1 = 126.2nm$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48nm$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. Iluminación con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s, a un ángulo de incidencia de 34 grados.	80
39. Espectros de reflectancia en cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base, periodo de 740nm y amplitud de 50 nm, para grosores en la capa superior de 5 a 50 nm. Iluminación con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s, a un ángulo de incidencia de 34 grados.	81
40. Fotografías de los cristales fotónicos fabricados con diferentes materiales en sus bases, a) base sinusoidal a partir de un DVD comercial marca Sony, b) base sinusoidal fabricada por medio de fotolitografía con resina marca Shipley, c) base sinusoidal fabricada con silicón, d) base sinusoidal fabricada con PDMS.	82
41. Espectros de reflexión teórica en comparación con datos experimentales en cristal fotónico fabricado con películas de dieléctrico planas depositadas sobre vidrio, iluminación con una fuente de luz blanca con un ángulo de incidencia de 34 grados. Línea violeta: medición experimental, línea azul: espectro de reflectancia obtenido por el método de diferencias finitas, línea rosa: espectro de reflectancia obtenido en por el método de matriz característica.	84
42. Línea azul: espectros de reflectancia de cristal fotónico con una estructura de multicapas planas, línea violeta: espectros de reflectancia de cristal fotónico con una estructura sinusoidal fabricada con resina Shipley, periodo 740 nm. a) estructura sinusoidal con resina S1805, amplitud de 43 nm, b) estructura sinusoidal con resina S1813, amplitud 55 nm, c) estructura sinusoidal con resina S1805, amplitud de 62 nm, d) estructura sinusoidal con resina S1813, amplitud de 73 nm. Iluminación por un haz con longitud de onda de 632.8 nm con polarización s, en un barrido angular de 0° a 80°	86

Figura	Página
43. Cálculo de reflectividad en función del ángulo de incidencia de un cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base con 55 nm de amplitud y periodo de 740nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8nm$ y $H1 = 126.2nm$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48nm$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. Iluminación por una onda plana con longitud de onda de 632.8 nm con polarización s, para un barrido angular de 0 a 80 grados	88
44. Espectros de reflectancia de luz con longitud de onda de 632.8 nm, sobre cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base con amplitud de 55 nm y periodo de 740 nm, en contacto con medios con diferentes índices de refracción. Iluminación por una onda plana con polarización s en un barrido angular de 26 a 30 grados en aire.	89
45. Ajuste lineal de los mínimos de los espectros de reflectancia de luz con longitud de onda de 632.8 nm, sobre cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base, con amplitud de 55 nm y periodo de 740nm, en contacto con medios con diferentes índices de refracción. Iluminación por una onda plana con polarización s.	90

Capítulo 1. Introducción

Los cristales fotónicos son materiales dieléctricos estructurados cuyo índice de refracción varía periódicamente en el espacio (Joannopoulos *et al.*, 1995). Los cristales fotónicos se caracterizan por permitir que únicamente luz con frecuencias muy particulares puedan propagarse dentro del cristal. La selectividad de la luz permitida depende de las características físicas del cristal y la dirección de propagación de la luz. Al rango de frecuencias de la luz no permitida dentro de los cristales se le llama brecha fotónica, en analogía con la brecha electrónica que se presenta en los semiconductores (Jasprit, 1997).

La existencia de una brecha fotónica permite la construcción de dispositivos con inhibición de la emisión espontánea, con alta reflexión y capacidad de tener luz localizada en cierta dirección. Dependiendo del número de esas direcciones, se clasifican en tres tipos de cristales fotónicos. En la figura 1 se muestra una representación esquemática de lo anterior.

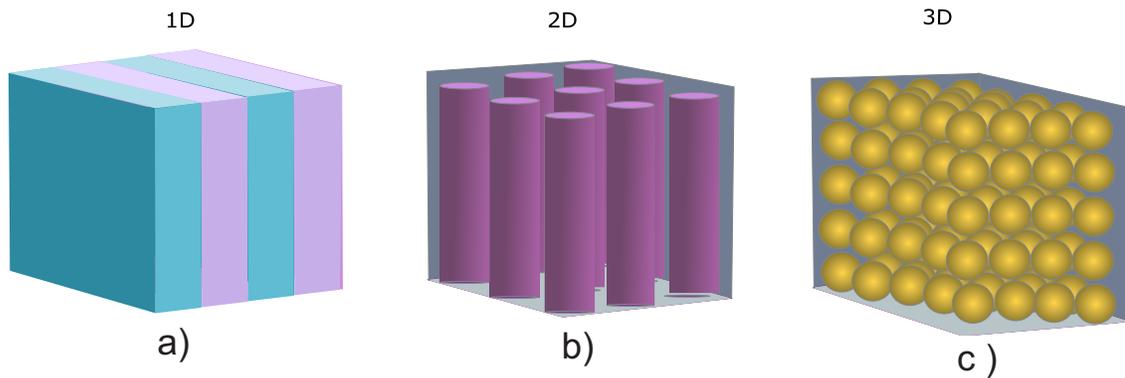


Figura 1. Esquema de cristales fotónicos unidimensionales 1D a) , bidimensionales 2D b), y tridimensionales 3D c). Los diferentes colores representan materiales con diferentes constantes dieléctricas.

La figura 1 a) representa la estructura de un cristal monodimensional el cual consiste de un sistema de multicapas donde, el índice de refracción varía alternativamente; la figura 1 b) se muestra el cristal bidimensional como una red de cilindros inmersos en un medio de distinto índice de refracción; por último en la figura 1 c) se observa un cristal tridimensional, aquí descrito como un empaquetamiento de esferas en un

medio de diferente índice de refracción.

Existen manifestaciones naturales de estos materiales, como los colores iridiscen-
tes que se encuentran en la piedra ópalo, veasé figura 2 a), también en las coloracio-
nes vistosas que se observan en las alas de algunas mariposas, veasé figura 2 c), en
ambas, podemos encontrar ciertas estructuras microscópicas 2 b) y c) respectivamen-
te, las cuales son responsables de estos colores, este fenómeno también se encuentra
en las plumas del pavorreal y en la piel de los camaleones.

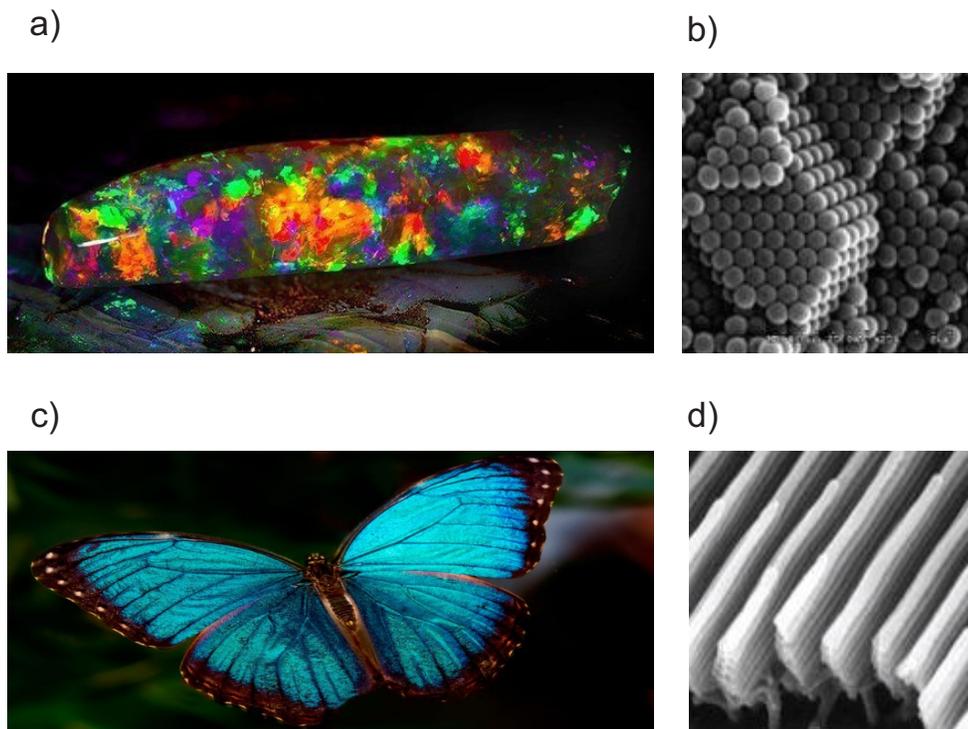


Figura 2. Cristales fotónicos en la naturaleza. a) Ópalo arcoiris virgen, c) Mariposa morpho, b) y d) Estructuras microscópicas de ópalo y mariposa morpho respectivamente. Imágenes tomadas y modificadas de (Inan et al.,2016.)

El área de los cristales fotónicos es una rama de investigación en crecimiento, estos son manufacturados en laboratorios y son considerados materiales relativamente novedosos, que dan lugar a gran diversidad de aplicaciones comerciales.

Actualmente se pueden destacar la implementación de cristales fotónicos en el área de las telecomunicaciones (Shalaev *et al.*, 2019), la fabricación de colores que no se degradan con el paso del tiempo, a diferencia de lo que ocurre con los coloran-

tes naturales (Liu *et al.*, 2019), el desarrollo de materiales inteligentes utilizados para controlar la transmisión y reflexión de irradiación solar (Chutinan y Kherani, 2009), así como en biodetectores muy sensibles (Maeng y Park, 2015), veasé la figura 3, incluso existen trabajos de cristal fotónico en la construcción de piel artificial inspirada en la piel del camaleón (Dong *et al.*, 2019).

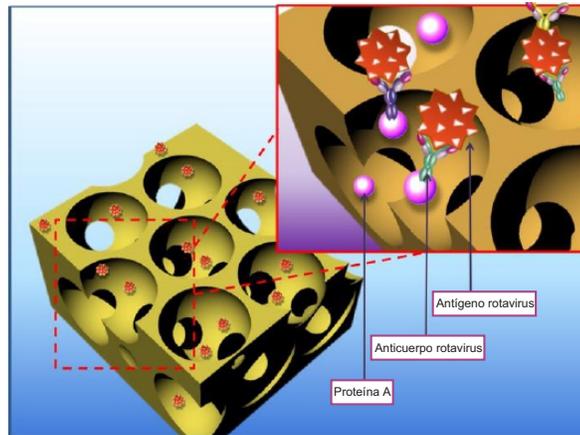


Figura 3. Cristal fotónico 3D utilizado como un biosensor. La superficie del sensor fue funcionalizada con proteína A y anti-rotavirus en secuencia. Si el virus objetivo es capturado por el anticuerpo en la superficie del sensor, el valor de longitud de onda máxima reflejada cambia debido a factores fisicoquímicos. Imágenes tomadas y modificadas de (Maeng y Park.,2015).

El desafío principal en este tipo de estructuras se encuentra en la fabricación de los cristales, ya que en el rango óptico resultan difícil de manufacturar con suficiente precisión, para prevenir pérdidas debidas a la dispersión que atenúen las propiedades del cristal, esto debido a las dimensiones que adquieren las constantes de red.

Una de las principales ventajas de los cristales 1D es que es posible observar gran parte de los fenómenos que se presentan en los cristales 3D, los cuales cuentan con estructuras más complicadas para su fabricación, así como una descripción teórica más compleja en comparacion con fabricación de multicapas para un cristal 1D, figura 1 a), en los cuales los tratamientos matemáticos que se utilizan nos permiten comprender más fácilmente los fenómenos físicos que intervienen.

Un parámetro fundamental de los cristales fotónicos es el periodo, el cual está conformado de dos capas con diferentes índices de refracción y está directamente relacionado con la longitud de onda de los fotones que se propagan. Debido a que este trabajo está enfocado en el espectro visible, las dimensiones de los periodos oscilan entre $200nm$ y $500nm$.

1.1. Antecedentes

El estudio de los cristales fotónicos se remonta a 1887, cuando el físico inglés Lord Rayleigh, (Rayleigh y Strutt, 1887), al trabajar experimentalmente con estructuras de dieléctricos con diferentes índices de refracción, observó la inhibición de luz en una dirección, pudiendo determinar teóricamente la existencia de rangos de frecuencias de alta reflectividad, lo que hoy se conoce como brecha fotónica, o banda prohibida ("photonic band gap").

En 1928, el matemático francés Gastón Floquet (Elachi, 1976), encontró la solución fundamental de los sistemas de ecuaciones diferenciales ordinarias lineales en la cual los coeficientes dependen periódicamente de la variable de integración. En ese mismo año Félix Bloch (Bloch, 1929), generalizó los resultados de Floquet a tres dimensiones mientras estudiaba la conducción de electrones en un sólido cristalino. La teoría desarrollada por Floquet y Bloch se puede aplicar a cualquier ecuación diferencial en derivadas parciales cuyos coeficientes dependen periódicamente de las variables de integración. Un ejemplo de ello, es la famosa ecuación de Schrödinger con potenciales periódicos; por tal razón, los resultados de Floquet-Bloch son imprescindibles en el análisis de fenómenos ondulatorios en medios periódicos, como los son los cristales fotónicos.

En el año 1930, el físico francés Léon Brillouin introdujo el concepto de zonas de Brillouin como parte de su trabajo sobre la propagación de ondas de electrones en redes cristalinas, obteniendo nuevos métodos de resolución para las ecuaciones de Bloch, las cuales están plasmadas en el libro "*Wave propagation on periodic structures*" (Brillouin, 1946).

Existen importantes contribuciones teóricas sobre la respuesta óptica en sistemas multicapa periódicos, como lo son el método de matriz de transferencia, redescubierto tiempo después en física cuántica (Griffiths y Steinke, 2001), el modelo de modos acoplados (Jaggard y Elachi, 1976), también modelos perturbativos (Nayfer, 1981), o el método de matriz característica (MacLeod, 2001) el cual es el formalismo con el que en esta tesis realiza el estudio de la propagación electromagnética a través de medios periódicos en una dimensión.

Vladimir P. Bykov es considerado un precursor en el tema de estructuras ópticas unidimensionales, siendo el primero en realizar un estudio teórico detallado sobre estas, describió el efecto de un intervalo de banda fotónica sobre la emisión espontánea de átomos y moléculas incrustadas dentro de una estructura fotónica. Bykov llegó a predecir lo que sucedería si se utilizaban estructuras ópticas de dos y tres dimensiones (Vykov, 1972); aun así, sus estudios no tuvieron gran repercusión en el ámbito científico durante esa época.

A finales del siglo XX se publicaron dos artículos que fueron relevantes sobre el empleo de estructuras periódicas para estudiar conceptos fundamentales en física, Eli Yablonovitch y Sajeev John en 1987 (Yablonovitch, 1987),(John, 1987). Yablonovitch buscaba diseñar un cristal fotónico para controlar la emisión espontánea de materiales incorporados en el cristal, eludiendo la densidad de estados fotónicos, unas semanas más tarde la publicación de Sajeev tenía como objetivo utilizar los cristales fotónicos para tener el control de la propagación y la localización de la luz. Ambos artículos consideraron estructuras periódicas macroscópicas.

A partir de estas dos publicaciones el interés sobre este tema creció exponencialmente, dando un fuerte impulso a nuevas posibilidades en aplicaciones tecnológicas donde la luz puede ser utilizada en lugar de electrones para la transmisión y procesamiento de señales, debido a las ventajas que implica entre otros factores, la ausencia de carga y masa en los fotones. Los cristales fotónicos tienen gran importancia no solamente en el área de la óptica sino también en el desarrollo de sistemas aplicados a diferentes áreas. Se creó que los cristales fotónicos son el camino para desarrollar la tecnología con dimensiones nanométricas a gran escala, aprovechando el gran ancho de banda que nos proporciona la luz.

Este trabajo de tesis consiste en la investigación de las propiedades ópticas de un cristal fotónico fundamentado en la detección de cambios en el espectro de reflexión, con base en una rejilla de difracción. Se mostrará la propuesta de diseño, así como el proceso de la fabricación y caracterización del cristal fotónico.

La tesis se encuentra estructurada de la siguiente manera. Después de esta breve introducción, en el capítulo 2 se presentan algunos de los conceptos básicos sobre cristales con estructuras periódicas y su representación matemática, también se describen algunas generalidades de la teoría electromagnética clásica que son necesarias para abordar los problemas referidos a los cristales fotónicos estudiados en esta tesis.

El Capítulo 3 está dedicado a la metodología y a las herramientas experimentales empleadas en este trabajo. Primero se describen los métodos empleados para la fabricación y caracterización de las rejillas sinusoidales que servirán como base para la construcción del cristal fotónico, posteriormente, se describen los métodos utilizados para caracterización del cristal fotónico terminado, de igual manera que los arreglos experimentales mencionados en capítulos posteriores.

En el capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos a partir de la fabricación y caracterización óptica del cristal fotónico, de igual manera se expone la discusión con respecto a los resultados teóricos previamente realizados.

En el capítulo 5 se muestran las conclusiones finales del trabajo realizado en la elaboración de esta tesis.

1.2. Justificación

Desde la antigüedad y a lo largo de la historia el ser humano ha tenido un gran interés en tener el control sobre la luz. Esto ha conducido a la implementación de diferentes técnicas para lograrlo, dando como resultado que en la actualidad existan aplicaciones muy novedosas en diferentes campos, uno de ellos es el de los cristales fotónicos, en donde existe un área de oportunidad en el estudio sus propiedades ópticas.

Cabe destacar el hecho de que, los cristales fotónicos tienen entre sus tantas aplicaciones un aporte importante a la Biomedicina, con la fabricación de biosensores de alta precisión basados en este tipo de estructuras, lo cual es un aliciente para una futura aplicación de este trabajo.

La realización de esta tesis tiene como motivación inicial la creciente búsqueda de diferentes tipos de geometrías de cristales fotónicos, que provean una mayor sencillez en su fabricación y posterior manejo, se pretende lograr una alternativa a la forma convencional de excitación de ondas superficiales de Bloch (OSB), conocida como configuración Kretschmann (Villa *et al.*, 1987) la cual se realiza por medio de un prisma colocado sobre el cristal fotónico, figura 4 a). Lo que se propone en este trabajo es fabricar un cristal fotónico con una estructura de una rejilla sinusoidal en su superficie, para lograr la excitación de la onda superficial mediante una red de difracción, sin necesidad de recurrir a la colocación del prisma figura 4 b).

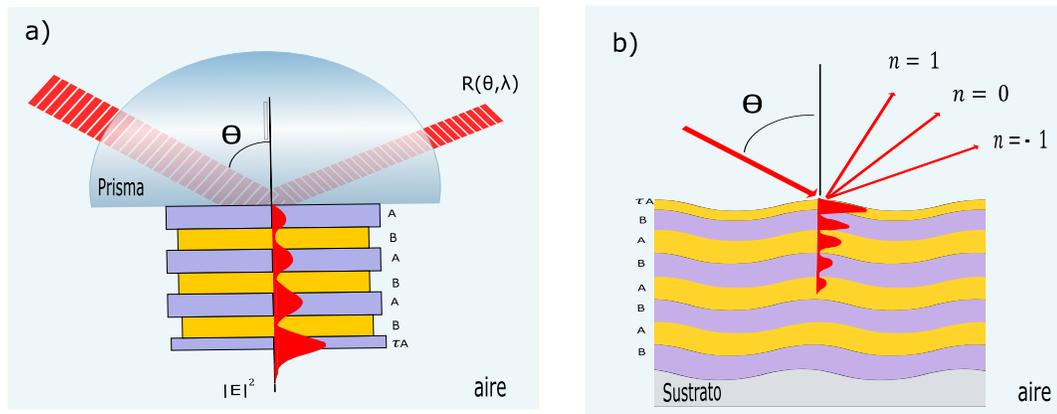


Figura 4. a) Excitación de OSB mediante acoplamiento por prisma: configuración Kretschmann, b) Esquema de excitación de OSB mediante una red de difracción.

El diseño propuesto al no tener la necesidad de utilizar un prisma para la excitación de la onda superficial (Figura 4 b), presenta la ventaja de un manejo más sencillo en una posterior utilización experimental.

1.3. Objetivo general

El objetivo general de esta tesis es diseñar, fabricar e investigar las propiedades ópticas de un cristal fotónico con base en una rejilla de difracción, para en un futuro ver la viabilidad de su utilización como un sensor de alta precisión.

1.3.1. Objetivos específicos

- Desarrollar modelos numéricos con el propósito analizar las propiedades ópticas de un cristal fotónico, para evaluar los parámetros de la rejilla sinusoidal en su base, así como el espesor de las capas y el tipo de material que se utilice para su fabricación.
- Fabricar rejillas sinusoidales dieléctricas como base de fabricación de cristal fotónico, utilizando diferentes técnicas y materiales.
- Estudiar experimentalmente las propiedades de diferentes cristales fotónicos, basados en tres diferentes tipos de rejillas, estos se calibrarán y caracterizarán por medio de mediciones de intensidad en reflexión dependientes del ángulo de incidencia con un espectrómetro. Se reportarán los resultados de los tres cristales fotónicos.

Capítulo 2. Fundamentos teóricos

En este capítulo se describen de forma detallada algunos de los conceptos básicos para el entendimiento de los cristales fotónicos, de igual manera se presenta una revisión general de la teoría electromagnética a partir de las ecuaciones de Maxwell y las soluciones involucradas en la propagación de ondas en estos cristales. Se describen las soluciones dependientes del tiempo necesarias para discutir la propagación de ondas y como se modifican los campos en presencia de materia, detallando los parámetros que caracterizan el medio, como la conductividad y la constante dieléctrica. También se definen las constantes ópticas como el índice de refracción y la admitancia.

Se describe el método de la matriz característica utilizado en la obtención del diagrama de bandas del cristal fabricado y los fenómenos que ocurren cuando una onda electromagnética incide sobre una interface que separa dos medios con diferentes constantes ópticas. Estos fenómenos son de gran relevancia en el presente trabajo, nos referimos a la transmitancia y la reflectancia.

2.1. Estructuras cristalinas

En la física del estado sólido, se define un cristal como un sólido con una distribución en sus átomos, iones o moléculas, geoméricamente simétrica y ordenada en un modelo de tipo repetitivo. Los cristales presentan una estructura interna homogénea con un grado de anisotropía y una forma externa limitada por superficies planas dispuestas uniformemente, las cuales se generan por fuerzas interatómicas (Sands, 1993).

En el área de la química se describe de manera similar a los cristales pero a los componentes reticulares se le considera nodos para su modelado e interpretación. Esta definición puede estar referida a un solo átomo, un grupo de átomos, una molécula, o un grupo de moléculas.

2.1.1. Red puntual

Para una mejor comprensión de los cristales, se debe introducir el concepto de red puntual, la cual consiste en el ordenamiento atómico existente en los sólidos cristalinos, se puede representar considerando que los átomos son puntos discretos que llenan todo el espacio, formando una base vectorial, en la cual, por medio de operaciones de traslación aplicadas a estos vectores, llamados vectores primitivos, se forma la estructura de la red, a esta disposición se le conoce con el nombre de redes de Bravais (Kittel, 1998). Estos vectores primitivos deben ser linealmente independientes pero no necesariamente ortogonales.

Si definimos a la red respecto a su base \mathbf{a} , la cual tiene la forma:

$$\mathbf{a} = \left\{ \sum_{i=1}^n A_i \hat{a}_i \right\}, \quad (1)$$

donde $\{\hat{a}_i, \dots, \hat{a}_n\}$ es una base de R^n con A_i entero.

La red se puede expresar en términos del vector de red \mathbf{R} , que contiene las características de la red que son: propiedades de simetría que posee al aplicar operaciones de traslación sobre su base \mathbf{a} y su base, por consiguiente:

$$\mathbf{R} = \sum_{i=1}^n l \mathbf{a}_i, \quad (2)$$

donde l es un número entero que representa la cantidad de desplazamientos aplicados sobre la base de la red, produciendo parcial o totalmente la red definida por \mathbf{a} . El valor de l no necesariamente es el mismo para cada componente generado; cuando todos los coeficientes l tienen valor igual a la unidad, el vector de red \mathbf{R} es el mismo vector base \mathbf{a} también llamado **vector primitivo**.

2.1.2. Celda unitaria o primitiva

Aplicando operaciones de traslación al vector \mathbf{R} , obtenemos el menor elemento de repetición que mantiene todas las características de la estructura completa. Estas operaciones rellenan completamente el espacio, sin que se produzcan solapamientos o queden huecos, dicha zona es llamada **celda unitaria o primitiva**, la cual solo tiene un solo elemento reticular o nodo; se obtiene a partir de los vectores primitivos, trazando paralelas recíprocas desde sus extremos hasta el punto en el que se cruzan. Figura 5 b), y la formada a partir de la celda de Wigner-Seitz (Joannopoulos *et al.*, 1995).

La celda de Wigner-Seitz sobre un punto puede construirse trazando líneas que conecten ese punto con todos sus vecinos de la celosía, biseccionando cada una de esas líneas con un plano perpendicular (recta mediatriz en 2D) y tomando el poliedro (polígono) más pequeño que contenga al punto cercado por los planos (rectas).

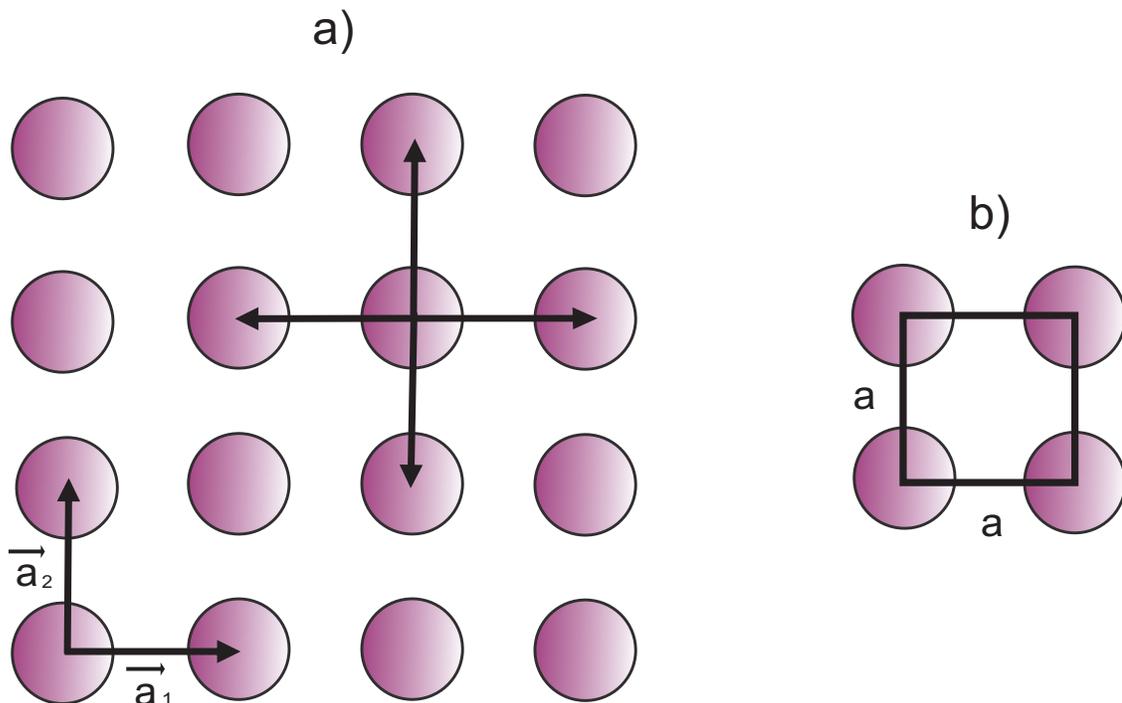


Figura 5. a) Esquema de una red puntual bidimensional: fragmento de una red cuadrada con vectores primitivos a_1 y a_2 , b) celda unitaria con parámetros de red iguales a a .

Los vectores primitivos son definidos respecto al **parámetro de red**; una carac-

terística importante, ya que describe la longitud de la celda unitaria, y se encuentra ubicado en los coeficientes A_i en la ecuación 1, con el se aplican las operaciones de simetría. Se puede encontrar más de un parámetro de red, dependiendo la red que se analice.

2.2. Función periódica en el espacio de frecuencias

Una función $f(\mathbf{r})$ es periódica, si cumple la condición de periodicidad dada por:

$$f(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r} + \mathbf{R}), \quad (3)$$

donde \mathbf{R} describe el periodo de la función. Si \mathbf{R} es un vector primitivo de una red, se concluye que la red es una función periódica, si se modela la función que describe la celda unitaria y está se mantiene invariante aplicando operaciones de traslación discreta, pudiendose obtener así la totalidad de la red sobre todo el espacio en que la red se define.

Considerando $f(\mathbf{r})$ una función periódica asociada a una celda unitaria, la ecuación 3 debe de cumplirse para todos los vectores de red \mathbf{R} que trasladan la celda unitaria a todo el espacio en que la red esta definida.

La descripción de la función $f(\mathbf{R})$ en el espacio de frecuencias, también llamado espacio recíproco, puede ser obtenida utilizando la transformada de Fourier, con la cual podemos construir una función a partir de la integración de ondas planas sobre todas las frecuencias (Goodman, 1996).

$$f(\mathbf{r}) = \int_{\mathcal{V}} g(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3\mathbf{k}, \quad (4)$$

donde $g(\mathbf{k})$ es la función en el espacio de Fourier y describe qué tanto aporta una onda plana con vector de onda \mathbf{k} a la función $f(\mathbf{r})$; por la condición de periodicidad tenemos que:

$$f(\mathbf{r}) = \int_V g(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3\mathbf{k} = \int_V g(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{R})} d^3\mathbf{k}, \quad (5)$$

$$f(\mathbf{r}) = \int_V g(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3\mathbf{k} = \int_V g(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} d^3\mathbf{k}. \quad (6)$$

La periodicidad de $f(\mathbf{r})$ nos indica que para su transformada de Fourier se debe de cumplir que:

$$g(\mathbf{k}) = g(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}. \quad (7)$$

La solución trivial para que esto se cumpla $f(\mathbf{r}) = 0$, la cual no aporta nada a nuestro sistema, por lo tanto la $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} = 1$ se debe de cumplir, lo que significa que $g(\mathbf{k})$ es cero en todas partes a excepción de picos en los valores de \mathbf{k} en los cuales $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} = 1$ para cualquier \mathbf{R} .

Por lo tanto para construir una función periódica de red $f(\mathbf{r})$ solo se tienen que considerar aquellas ondas planas con vectores de onda \mathbf{k} donde $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = 1$, o de manera equivalente, $\mathbf{k}\cdot\mathbf{R} = 2\pi n$ con n entero. Estos vectores se denominan los vectores de red recíproca y los denotamos con la letra \mathbf{G} . Ahora podemos expresar nuestra función $f(\mathbf{r})$ como una sumatoria ponderada sobre todos los vectores de red recíproca, de manera que:

$$f(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} f(\mathbf{G}) e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} \quad (8)$$

2.2.1. Red recíproca

Anteriormente definimos una red puntual en el espacio directo, con la cual se puede obtener la red cristalina completa, a partir de una función $f(\mathbf{r})$ que describe las características de su celda unitaria; también expresamos dicha función en términos de una sumatoria que contiene los vectores \mathbf{G} como resultado de aplicar un análisis

de Fourier sobre la función $f(\mathbf{r})$, así como de sus propiedades de simetría debido a su periodicidad.

Los vectores \mathbf{G} están directamente relacionados con los vectores de la red espacial \mathbf{R} , de modo que $\mathbf{G} \cdot \mathbf{R} = 2\pi n$ con n entero. Como resultado de esta igualdad, \mathbf{G} está relacionado con la periodicidad de la red espacial contenida en \mathbf{R} , de manera que se puede definir una red propia en el espacio de frecuencias cuya periodicidad se relaciona directamente con la periodicidad de la red definida por \mathbf{R} en el espacio directo; en resumen la red definida por \mathbf{G} es la red recíproca a la red definida por \mathbf{R} .

En general, término recíproco hace referencia a la red correspondiente en el otro espacio, bien sea el espacial (directo), o el de frecuencias. En esta tesis se empleará el concepto de red recíproca refiriéndose a la red en el espacio de frecuencias, la cual está definida por los vectores \mathbf{G} .

Los vectores de la red \mathbf{R} pueden escribirse en términos de los vectores primitivos \mathbf{a} los cuales pueden ser descritos en términos de los vectores unitarios \hat{a}_i y el parámetro de la red a , así, para una red en tres dimensiones, se tiene:

$$\mathbf{R} = \sum_{i=1}^n l\mathbf{a}_i = la\hat{a}_1 + na\hat{a}_2 + na\hat{a}_3. \quad (9)$$

Análogamente, los vectores de la red recíproca \mathbf{G} pueden escribirse en términos de los vectores primitivos de la red recíproca \mathbf{b} descritos con los vectores unitarios \hat{b}_i y parámetro de red b , de tal forma que:

$$\mathbf{b} = \left\{ \sum_{i=1}^n B_i \hat{b}_i \right\}, \quad (10)$$

donde $\{\hat{b}_1, \dots, \hat{b}_n\}$ es una base del espacio de frecuencias rectangular K^n con B_i entero.

y también:

$$\mathbf{G} = \sum_{i=1}^n L\mathbf{b}_i = Lb\hat{b}_1 + Nb\hat{b}_2 + Mb\hat{b}_3, \quad (11)$$

donde L , N y M son los coeficientes que describen la cantidad de desplazamiento aplicados sobre la base \hat{b}_i , estos coeficientes no necesariamente son todos iguales, generando de forma parcial o total la red recíproca. Conociendo la forma de \mathbf{R} y \mathbf{G} , y dada la condición:

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{R} = 2\pi n, \quad (12)$$

entonces tenemos que:

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{R} = (l\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2 + m\mathbf{a}_3) \cdot (L\mathbf{b}_1 + N\mathbf{b}_2 + M\mathbf{b}_3) = 2\pi n'. \quad (13)$$

Para cualquier valor entero de (l, n, m, L, N, M) este requerimiento se debe satisfacer para un determinado n' . Dada la ortonormalidad de los vectores base \hat{a}_i y \hat{b}_i , de manera intuitiva podríamos pensar en construir los vectores \mathbf{b}_i , de manera que $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi$ si $i=j$ y $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 0$ si $i \neq j$, es decir

$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij}. \quad (14)$$

Para encontrar los vectores \mathbf{b}_j dado un sistema de vectores \mathbf{a}_i y utilizando la identidad vectorial $\mathbf{V} \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{W}) = 0$ para cualquier par de vectores \mathbf{V} y \mathbf{W} en el mismo espacio, de esta forma construir los vectores \mathbf{b}_i de la manera siguiente:

$$1 = \frac{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)}{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)},$$

sabemos que $\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{b}_1 = 2\pi$, entonces:

$$\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{b}_1 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)}{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)},$$

$$\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{b}_1 = \frac{\mathbf{a}_1 \cdot 2\pi(\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)}{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)},$$

despejando \mathbf{b}_1 nos queda:

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi(\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)}{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)}.$$

Realizando la misma metodología se obtiene \mathbf{b}_2 y \mathbf{b}_3 ,

$$\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi(\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1)}{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)}, \quad \mathbf{b}_3 = \frac{2\pi(\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2)}{\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)}. \quad (15)$$

2.3. Zona de Brillouin

Dada la condición de periodicidad en una función analizada en el espacio de frecuencias $g(\mathbf{k})$, encontramos que se debe cumplir la ecuación 7, lo que impone el requerimiento de 12 con n entero. Si analizamos ahora, una función definida sobre una red de la forma $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$. Apartir de la condición de periodicidad tenemos que:

$$e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{R})} \quad (16)$$

$$e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} \quad (17)$$

Donde se observa que para un determinado vector \mathbf{k} la función es la misma, excepto por un multiplicador global que sólo nos da información de amplitud. De esta forma podemos afirmar que la función es la misma para ambos lados de la igualdad. Si aumentamos el vector de onda \mathbf{k} en un valor entero de veces \mathbf{G} , de la forma $\mathbf{k} = \mathbf{k} + m\mathbf{G}$ con m entero, de manera que:

$$\begin{aligned}
e^{i(\mathbf{k}+m\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} &= e^{i(\mathbf{k}+m\mathbf{G})\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{R})} \\
&= e^{im\mathbf{G}\cdot\mathbf{R}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} e^{i(\mathbf{k}+m\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}} \\
&= e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} e^{i(\mathbf{k}+m\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}}.
\end{aligned} \tag{18}$$

Como $\mathbf{G} \cdot \mathbf{R} = 2\pi n$, al incrementar el vector de onda \mathbf{k} un determinado número entero de veces \mathbf{G} , vemos que para un determinado $\mathbf{k} + m\mathbf{G}$, al aplicar la condición de periodicidad de la ecuación 3, descrita como una operación de traslación, se obtiene un número infinito de funciones con el mismo factor multiplicativo y de igual fase, entonces, debido a que el aumento de \mathbf{k} en una cantidad $m\mathbf{G}$ significa una traslación de $2\pi n$ en el espacio recíproco, se tiene como resultado un vector de onda \mathbf{k} redundante, de tal forma que solo es necesario considerar aquellos valores de \mathbf{k} contenidos en un intervalo de 2π en todas las direcciones cuando la red es cubica, y en general para cualquier tipo de red.

En la región de la red recíproca cuyos \mathbf{k} no se pueden obtener por la adición de vectores $m\mathbf{G}$ sobre algún otro \mathbf{k} , \mathbf{G} se denomina el vector primitivo. Esta región se define alrededor de un punto o nodo, en el cual se establece el origen con $\mathbf{k} = 0$ y es conocida como la primera zona de Brillouin. A partir de este origen también se definen las subsecuentes zonas de Brillouin dependiendo del número entero de veces m adicionado al vector de red recíproca \mathbf{G} sin que se genere redundancia, así, esta región será la $|m| + 1$ -ésima zona de Brillouin (figura 6 b).

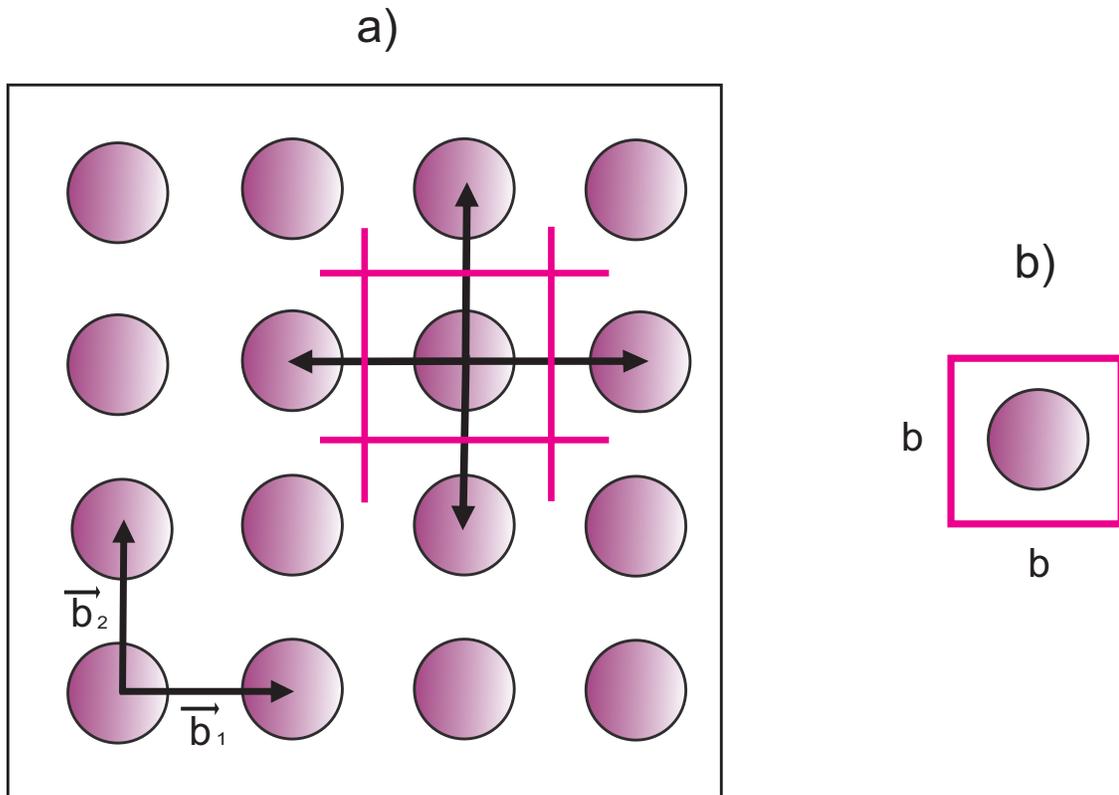


Figura 6. a) Esquema de una red puntual bidimensional en el espacio de frecuencias: a) fragmento de una red cuadrada con vectores primitivos \vec{b}_1 y \vec{b}_2 y construcción de una celda de Wigner-Seitz, b) la correspondiente celda unitaria o primera zona de Brillouin

La construcción de la primera zona de Brillouin Figura 6 b) se obtiene trazando los vectores de la red recíproca \mathbf{G} desde el punto de red establecido como origen hacia los puntos vecinos mas cercanos y se trazan planos perpendiculares a dichos vectores en sus puntos medios, la intersección de estos planos define la primera zona de Brillouin, al mismo tiempo que la celda de Wigner-Seitz, veasé figura 5 a) mencionada anteriormente.

2.4. Ecuaciones de Maxwell y ondas electromagnéticas planas

Los cristales fotónicos pueden ser tratados como un medio dieléctrico mixto y para comprender la propagación de la luz en ellos, partiremos de las ecuaciones de Maxwell, las cuales describen el electromagnetismo a nivel macroscópico; a continuación se presentan dichas ecuaciones respecto a las unidades del sistema internacional.

En medios isotrópicos estos son:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (19)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (21)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (22)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (23)$$

donde ρ es carga eléctrica y \mathbf{j} corresponde al vector de densidad de corriente, estos últimos se tomarán como fuentes externas.

En estas ecuaciones \mathbf{E} representa el vector campo eléctrico y \mathbf{H} el vector de campo magnético, los cuales en conjunto describen un campo electromagnético. La cantidad \mathbf{D} es denominada el vector de desplazamiento eléctrico y \mathbf{B} el vector de inducción magnética, las cuales son introducidos para incluir el efecto del campo en la materia.

Para este trabajo se tomarán las siguientes consideraciones que aplican para muchos materiales dieléctricos por lo tanto son razonables:

- Se asume que las fuerzas de campo son lo suficientemente pequeñas de modo que nos encontremos en un régimen lineal.
- Se considera que el material es macroscópico e isotrópico, de manera que $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ y $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ están relacionados por ϵ_0 multiplicado por una función dieléctrica escalar ϵ_r denominada permitividad relativa.
- Se ignora cualquier dependencia explícita de la frecuencia con la constante dieléctrica.

- No se tienen densidades de carga ni de corriente libres (cargas externas), a las cuales para esta investigación serán nulas, por lo tanto $\rho = 0$ y $\mathbf{j} = 0$.

Para poder obtener una solución del vector de campo eléctrico o magnético es necesario introducir la relación existente entre \mathbf{B} y \mathbf{H} y la relación entre \mathbf{E} y \mathbf{D} , usando las llamadas ecuaciones constitutivas o ecuaciones de los materiales apropiadas a nuestro sistema, las cuales son:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (24)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (25)$$

donde los parámetros constitutivos ϵ y μ son conocidos como el tensor dieléctrico (o tensor de permitividad) y el tensor de permeabilidad respectivamente. Si el material es isotrópico, tanto la permitividad eléctrica ϵ como la permeabilidad magnética μ se reducen a escalares, además si se considera que es homogéneo tanto ϵ y μ serán constantes (MacLeod, 2001).

Para este estudio, también se puede añadir:

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0, \quad (26)$$

$$\mu = \mu_r \mu_0, \quad (27)$$

$$\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2), \quad (28)$$

donde ϵ_0 y μ_0 son la permitividad y la permeabilidad en el espacio libre, respectivamente, sus valores son $\epsilon_0 = 8.8541853 \times 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$ y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{Hm}^{-1}$. c es una constante que es identificada como la velocidad de la luz en el espacio libre

El siguiente análisis es un breve tratamiento sobre las ecuaciones de campo electromagnético basado en Born and Wolf (Born y Wolf, 1970), donde:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0.$$

Y resolviendo las ecuaciones 19 y 20 para \mathbf{E} , además de imponer un sistema libre de fuentes externas (nulidad de la densidad de corriente y carga), se puede mostrar que el campo \mathbf{E} cumple la ecuación de onda, por lo tanto:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (29)$$

Una ecuación similar para \mathbf{H} es válida.

En primer lugar, se busca una solución para la ecuación 29 en forma de onda armónica plana polarizada, y elegimos la forma compleja de esta onda, el significado físico esta asociada con la parte real de la expresión:

$$\mathbf{E} = \mathcal{E} e^{[i\omega(t-x/v)]}, \quad (30)$$

representa una onda que se propaga a lo largo del eje x con velocidad v . \mathcal{E} es la amplitud vectorial y ω la frecuencia angular de esta onda. La ventaja de utilizar la forma compleja de la onda es que los cambios de fase pueden tratarse muy fácilmente incluyéndolos en una amplitud compleja. Si incluimos una fase relativa, φ , en la ecuación 30, entonces se convierte en:

$$\mathbf{E} = \mathcal{E} e^{i\omega(t-x/v)+\varphi} = \mathcal{E} e^{(i\varphi)} e^{[i\omega(t-x/v)]}, \quad (31)$$

donde $\mathcal{E} e^{(i\varphi)}$ es la amplitud compleja. La amplitud escalar compleja está dada por $\mathcal{E} e^{(i\varphi)}$ donde $\mathcal{E} = |\mathcal{E}|$. La ecuación 31 tiene una fase relativa φ a la expresión 30, la cual, es simplemente la expresión 30 con la amplitud reemplazada por la amplitud compleja.

Para que la ecuación 30 sea una solución de la ecuación 29 es necesario que:

$$\omega^2/\nu^2 = \omega^2\varepsilon\mu - i\omega\mu\sigma. \quad (32)$$

En el vacío la ecuación 32 queda:

$$c^2 = 1/\varepsilon_0\mu_0. \quad (33)$$

La cual es idéntica a la ecuación 28. Ahora, si se multiplica la ecuación 32 por la ecuación 33 y dividimos entre ω^2 , se obtiene:

$$\frac{c^2}{\nu^2} = \frac{\varepsilon\mu}{\varepsilon_0\mu_0} - i\frac{\mu\sigma}{\omega\varepsilon_0\mu_0},$$

donde c/ν es claramente un parámetro adimensional que denominamos N

$$N^2 = \varepsilon_r\mu_r - i\frac{\mu_r\sigma}{\omega\varepsilon_0}. \quad (34)$$

Esto implica que N es de la forma:

$$N = c/\nu = n - ik, \quad (35)$$

N es conocido como el índice de refracción complejo y n denota la parte real del índice de refracción (o también como el índice de refracción ya que en un material dieléctrico ideal N es real) y k es conocido como el coeficiente de extinción.

Se observa que en la ecuación 34 tenemos dos posibles valores para N , pero por razones físicas se trabajará con el valor positivo de n .

De la ecuación 34 tenemos que:

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_r\mu_r, \quad (36)$$

$$2nk = \frac{\mu_r \sigma}{\omega \epsilon_0}. \quad (37)$$

De esta forma, el campo puede ser expresado de la siguiente manera:

$$\mathbf{E} = \mathcal{E} e^{i[\omega t - (2\pi N/\lambda)x]}, \quad (38)$$

en la cual se introdujo la longitud de onda en el espacio libre, $\lambda(2\pi c/\omega)$.

Sustituyendo N por $n - ik$ en la ecuación 38 se obtiene:

$$\mathbf{E} = \mathcal{E} e^{[-(2\pi k/\lambda)x]} e^{i[\omega t - (2\pi n/\lambda)x]}. \quad (39)$$

El significado de k se le atribuye a la absorción en el medio.

La distancia $\lambda/(2\pi k)$ es en la cual la amplitud de la onda cae a $1/e$ de su valor original.

El cambio de fase producido por un recorrido de distancia x en el medio es el mismo que el producido por una distancia nx en el vacío. Debido a esto, nx se conoce como la distancia óptica, diferente de la distancia física o geométrica. Para este estudio de cristales fotónicos nos enfocaremos más en distancias ópticas y espesores ópticos que en los geométricos.

La ecuación 38 representa una onda plana polarizada en plano que se propaga a lo largo del eje x . Para una onda similar que se propaga en una dirección dada por el coeficiente de dirección (α, β, γ) , la expresión se convierte en:

$$\mathbf{E} = \mathcal{E} e^{[i\omega t - i(2\pi N/\lambda)(\alpha x + \beta y + \gamma z)]}. \quad (40)$$

La ecuación 40 describe el tipo de onda más simple en un medio absorbente. En un conjunto de capas absorbentes.

Hay algunas relaciones importantes para este tipo de onda pueden ser derivadas a partir de las ecuaciones de Maxwell. La dirección de propagación de la onda en este caso está dado por el vector unitario $\hat{\mathbf{s}}$ donde:

$$\hat{\mathbf{s}} = \alpha \mathbf{i} + \beta \mathbf{j} + \gamma \mathbf{k},$$

donde \mathbf{i} , \mathbf{j} y \mathbf{k} son vectores unitarios a lo largo de los ejes x, y y z, respectivamente. De la ecuación 40 tenemos que:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i\omega \mathbf{E}$$

y de las ecuaciones 19, 21 y 23

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \partial \mathbf{E} / \partial t$$

$$= (\sigma + i\omega\epsilon) \mathbf{E}$$

$$= i \frac{\omega N^2}{c^2 \mu} \mathbf{E}.$$

Ahora

$$\nabla \times = \left(\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k} \right) \times,$$

donde \times denota el producto vectorial.

Pero,

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x} &= -i \frac{2\pi N}{\lambda} \alpha = -i \frac{\omega N}{c} \alpha, \\ \frac{\partial}{\partial y} &= -i \frac{\omega N}{c} \beta, \\ \frac{\partial}{\partial z} &= -i \frac{\omega N}{c} \gamma,\end{aligned}$$

así que,

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i \frac{\omega N}{c} (\hat{s} \times \mathbf{H}),$$

entonces,

$$-i \frac{\omega N}{c} (\hat{s} \times \mathbf{H}) = i \frac{\omega N^2}{c^2 \mu} \mathbf{E},$$

i.e.

$$\hat{s} \times \mathbf{H} = -\frac{N}{c\mu} \mathbf{E}, \quad (41)$$

y de manera similar

$$\frac{N}{c\mu} (\hat{s} \times \mathbf{E}) = \mathbf{H}. \quad (42)$$

Por lo tanto para este tipo de onda, \mathbf{E} , \mathbf{H} y \hat{s} son mutuamente perpendiculares y forman un conjunto diestro. La cantidad $N/c\mu$ tiene las dimensiones de una admitancia y se le conoce como la admitancia óptica característica del medio, descrita por y .

En espacio libre se puede demostrar fácilmente que la admitancia óptica está dada por:

$$y = (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} = 2.6544 \times 10^{-3} \text{S}. \quad (43)$$

Ahora

$$\mu = \mu_r \mu_0, \quad (44)$$

y a frecuencias ópticas μ_r es la unidad, así que podemos escribir

$$y = NY, \quad (45)$$

entonces,

$$\mathbf{H} = y(\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{E}) = NY(\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{E}). \quad (46)$$

2.5. La frontera simple

Los cristales fotónicos 1D, generalmente consisten en una serie de películas dieléctricas que incluyen fronteras entre varios medios homogéneos, es el efecto que estas fronteras tendrán en una onda incidente lo que deseamos calcular.

Comenzaremos con una frontera, el esquema se muestra en la figura 7, ya que es el más simple, considerando un medio libre de absorción, esto es $k = 0$.

En este caso veasé figura 7, los componentes tangenciales de \mathbf{E} son continuos en la frontera y a través de ella, en el diagrama la frontera está definida por $z = 0$, y los componentes tangenciales deben de ser continuos para todos los valores de x, y y t .

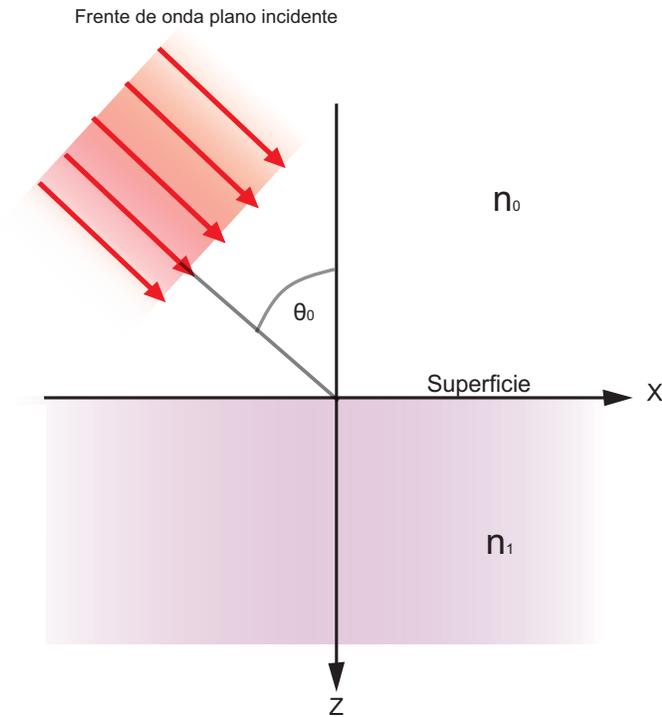


Figura 7. Frente de onda plano, incidiendo sobre una frontera simple.

Consideraremos que la onda incidente es una onda armónica plana polarizada, la cual al llegar a la frontera se dividirá en una onda transmitida y otra onda reflejada, estas ondas tienen un término de amplitud y un factor de fase. Los términos de amplitud no son funciones de x , y o r cualquier variación debida a estos estará incluida en los factores de fase.

La dirección de los cosenos directores de los vectores \hat{s} , de las ondas transmitida y reflejada estará dada por $\alpha_t, \beta_t, \gamma_t$ y $\alpha_r, \beta_r, \gamma_r$ respectivamente. De manera que los factores de fase pueden quedar expresados:

$$\text{Onda incidente } e^{[i\omega t - i(2\pi n_0/\lambda_i)(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)]}$$

$$\text{Onda reflejada } e^{[i\omega t - i(2\pi n_0/\lambda_r)(\alpha_r x + \beta_r y + \gamma_r z)]}$$

$$\text{Onda transmitida } e^{[i\omega t - i(2\pi n_0/\lambda_t)(\alpha_t x + \beta_t y + \gamma_t z)]}$$

Las fases relativas de estas ondas están incluidas en las amplitudes complejas. Para que estas ondas con estos factores de fase puedan satisfacer las condiciones de contorno para todos x, y, t en $z = 0$ implica que, los coeficientes de estas variables

deben ser idénticos por separado de manera que:

$$\omega \equiv \omega_r \equiv \omega_t.$$

Esto implica que,

$$\lambda \equiv \lambda_r \equiv \lambda_t,$$

entonces,

$$0 \equiv n_0 \beta_r \equiv n_1 \beta_t,$$

es decir, las direcciones de los haces reflejados, transmitidos y refractados son confinados al plano de incidencia. Esto, a su vez, significa que la dirección cosenos de las ondas reflejadas y transmitidas son de la forma:

$$\alpha \equiv \text{sen}\theta, \quad \gamma \equiv \text{cos}\theta, \quad (47)$$

de modo que si los ángulos de reflexión y refracción son iguales $\theta_r = \theta_t$, entonces el ángulo de reflexión es igual al ángulo de incidencia, si sustituimos θ_t por θ_1 llegamos a la conocida la conocida ley de snell:

$$n_0 \text{sen}\theta_0 = n_1 \text{sen}\theta_1, \quad (48)$$

γ_r y γ_t también están dados por:

$$\alpha_r^2 + \gamma_r^2 = 1 \quad \text{y} \quad \alpha_t^2 + \gamma_t^2 = 1. \quad (49)$$

2.5.1. Incidencia normal

Se considerará una onda incidente la cual será una onda armónica plana polarizada en la dirección positiva del plano xy , como se muestra en la figura 8. El plano xy es la frontera, y la onda se propaga a lo largo del eje z , con la dirección positiva del vector \mathbf{E} a lo largo del eje x ; el vector \mathbf{H} oscila con la dirección positiva del eje y , ambos oscilando sobre el plano xy .

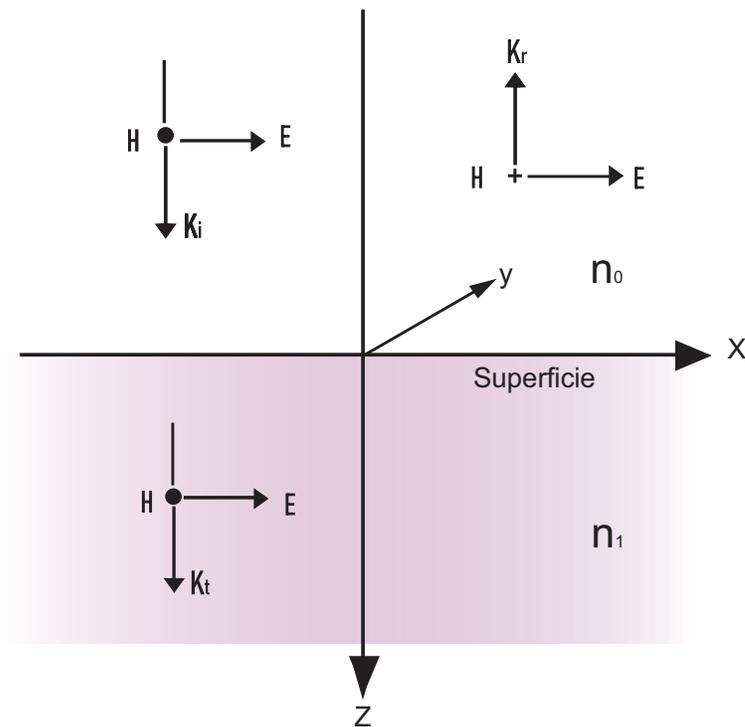


Figura 8. Convención que define direcciones positivas de los vectores eléctricos y magnéticos para reflexión y transmisión en una interfaz con incidencia normal.

Una diferencia de fase entre dos ondas que viajan en la misma dirección es significativa, al contrario de si estas ondas viajaran en direcciones opuestas, a menos que se tenga un punto de referencia en el plano en el que se mide la diferencia de fase.

Se definirá un punto de referencia para las mediciones de fase relativa entre ondas de propagación opuestas, si estas ondas tienen la misma frecuencia se tiene un término ($\pm 4\pi ns/\lambda$) en el que s es una distancia medida a lo largo de la dirección de

propagación.

Definiendo la dirección positiva de \mathbf{E} a lo largo del eje x para todas los haces involucrados, lo que significa que la dirección positiva del vector magnético \mathbf{H} será a lo largo del eje y y para la onda incidente y transmitida a diferencia de la onda reflejada que estará en dirección negativa del eje y , veasé figura 8.

Aplicando condiciones de frontera tenemos que:

(a) El vector eléctrico es continuo a través de la frontera:

$$\mathcal{E}_i + \mathcal{E}_r = \mathcal{E}_t. \quad (50)$$

(b) El vector magnético es continuo a través de la frontera:

$$H_i - H_r = H_t.$$

El signo menos es por la convención en la dirección positiva antes mencionada.

La relación entre campo magnético y campo eléctrico a través de la admitancia característica esta dado por:

$$y_0 \mathcal{E}_i - y_0 \mathcal{E}_r = y_1 \mathcal{E}_t. \quad (51)$$

También a partir de la relación vectorial 38 y 50. Podemos eliminar \mathcal{E}_t y obtener

$$y_1(\mathcal{E}_i + \mathcal{E}_r) = y_0(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_r),$$

llegando a

$$\frac{\mathcal{E}_r}{\mathcal{E}_i} = \frac{y_0 - y_1}{y_0 + y_1} = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}, \quad (52)$$

la segunda parte de la relación es correcta solo porque en frecuencias ópticas podemos escribir

$$y = nY.$$

De forma similar podemos eliminar \mathcal{E}_r ,

$$\frac{\mathcal{E}_t}{\mathcal{E}_i} = \frac{2y_0}{y_0 + y_1} = \frac{2n_0}{n_0 + n_1}. \quad (53)$$

Estas cantidades se denominan coeficientes de reflexión y transmisión de amplitud. y se denotan por ρ y τ respectivamente. De modo que,

$$\rho = \frac{y_0 - y_1}{y_0 + y_1} = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}, \quad (54)$$

$$\tau = \frac{2y_0}{y_0 + y_1} = \frac{2n_0}{n_0 + n_1}. \quad (55)$$

En este caso particular, y son reales, por lo tanto τ es siempre un número real positivo, lo que indica que de acuerdo con nuestra convención que no existe desplazamiento de fase entre los haces incidente y transmitido en la interfaz.

El comportamiento de ρ indica que no habrá cambio de fase entre el haz incidente y el reflejado en una interfaz donde $n_0 > n_1$, de manera contraria si $n_0 < n_1$ habrá un cambio de fase de π porque el valor de ρ se vuelve negativo.

Para analizar la energía consideramos que el vector de Poynting será continuo a través de la frontera, de forma que:

$$\begin{aligned} \text{La irradiancia neta} &= \text{Re}\left[\frac{1}{2}(\mathcal{E}_i + \mathcal{E}_r)(y_0\mathcal{E}_i - y_0\mathcal{E}_r)^*\right] \\ &= \text{Re}\left[\frac{1}{2}(\mathcal{E}_i(y_i\mathcal{E}_t)^*)\right]. \end{aligned}$$

El teorema de Poynting establece que la tasa temporal de flujo de energía electromagnética por unidad de área está dado por el vector $\hat{\mathbf{s}}$ llamado vector de Poynting, el cual está definido por: $\text{Re}(\frac{1}{2}\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$. Este vector especifica tanto la dirección como la magnitud del flujo de energía (Fowles R., 1975).

Utilizando $\text{Re}(\frac{1}{2}\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$ y las ecuaciones 50 y 51.

Ahora con,

$$\mathcal{E}_r = \rho\mathcal{E}_i \quad \text{y} \quad \mathcal{E}_t = \tau\mathcal{E}_i,$$

i.e.

$$\text{irradiancia neta} = \frac{1}{2}y_0\mathcal{E}_i\mathcal{E}_i^*(1 - \rho^2) = \frac{1}{2}y_0\mathcal{E}_i\mathcal{E}_i^*(y_1/y_0)\tau^2. \quad (56)$$

De aquí podemos definir la reflectancia R como la relación entre la irradiancia reflejada y la incidente y la transmitancia T como la relación entre la irradiancia transmitida y la incidente, de tal forma que:

$$T = \frac{I_t}{I_i} = \frac{y_1}{y_0}\tau^2 = \frac{4y_0y_1}{(y_0 + y_1)^2} = \frac{4n_0n_1}{(n_0 + n_1)^2}, \quad (57)$$

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \rho^2 = \left(\frac{y_0 - y_1}{y_0 + y_1}\right)^2 = \left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}\right)^2.$$

De la ecuación 56 y utilizando las ecuaciones 57 llegamos a:

$$(1 - R) = T. \quad (58)$$

2.5.2. Incidencia oblicua en un medio absorbente

Para una incidencia oblicua en un medio absorbente, se realiza un procedimiento como el anteriormente mencionado. Consideraremos una transparencia como medio incidente y el segundo medio como absorbente figura 9.

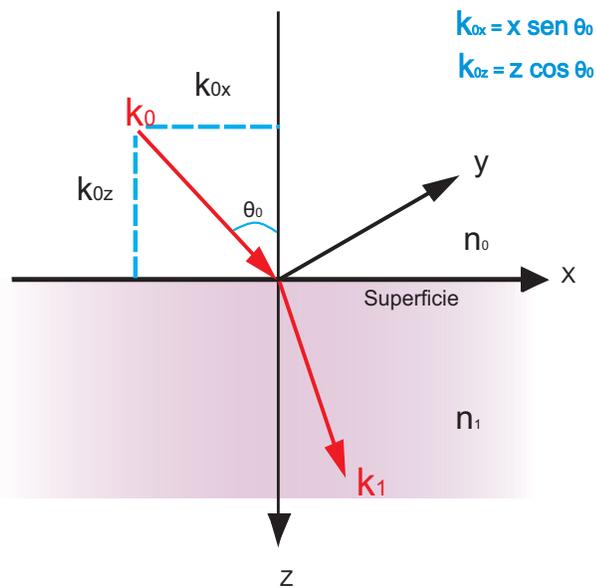


Figura 9. Definición de los componentes x y z en el vector K para una onda incidente.

Asegurándonos de tener los factores de fase consistentes, veasé la figura 9, y apoyándonos de los resultados obtenidos en (MacLeod, 2001) podemos escribir los factores de fase como:

incidente: $e^{i(\mathbf{k}_{0x}\hat{x} + \mathbf{k}_{0z}\hat{z}) \cdot (x\hat{x} + z\hat{z})} = \vec{E}_{inc}$

reflejado: $e^{i(\mathbf{k}_{0x}\hat{x} - \mathbf{k}_{0z}\hat{z}) \cdot (x\hat{x} + z\hat{z})} = \vec{E}_r$

transmitido: $e^{i[\omega t - (2\pi n_1 - i\mathbf{k}_1/\lambda)(\alpha x + \gamma z)]} = \vec{E}_t$

donde α y γ en los factores de fase transmitidos son las únicas incógnitas. Los factores de fase deben ser idénticamente iguales para todos x y t con $z = 0$. Esto implica que,

$$\alpha = \frac{(n_0 \sin \theta_0)}{(n_1 - ik_1)}$$

y desde $\alpha^2 + \gamma^2 = 1$

$$\gamma = (1 - \alpha^2)^{\frac{1}{2}}.$$

Al escoger la solución a esta ecuación se requiere estrictamente que $(n_1 - ik_1)\alpha$ y $(n_1 - ik_1)\gamma$, de tal manera que:

$$\begin{aligned} (n_1 - ik_1)\alpha &= [(n_1 - ik_1)^2 - (n_0^2 \sin^2 \theta_0)]^{\frac{1}{2}} \\ &= \sqrt{[n_1^2 - k_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0 - i2n_1k_1]}. \end{aligned}$$

La cantidad dentro de la raíz cuadrada está en el tercer o cuarto cuadrante y así las raíces cuadradas están en el segundo cuadrante (de la forma $-a + ib$) y en el cuarto cuadrante (de la forma $a - ib$). Si consideramos lo que sucede cuando estos valores son sustituidos en los factores de fase, vemos que la solución del cuarto cuadrante debe ser correcta porque esta conduce a una caída exponencial con amplitud z , junto con un cambio en la fase en el sentido correcto. La solución del segundo cuadrante sería conducir a un aumento con z y un cambio en la fase en el sentido incorrecto, lo que implicaría una onda viajando en la dirección opuesta. La solución del cuarto cuadrante es consistente con la solución para el caso sin absorción (MacLeod, 2001).

El factor de fase transmitido es, por lo tanto, de la forma:

$$\begin{aligned} \vec{E}_t &= e^{i[\omega t - (2\pi n_0 \sin \theta_0 x / \lambda) - (2\pi / \lambda)(a - ib)z]} \\ &= e^{(-2\pi bz / \lambda)} e^{i[\omega t - (2\pi n_0 \sin \theta_0 x / \lambda) - (2\pi az / \lambda)]}, \end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned}(n_1 - ik_1)\alpha &= [(n_1 - ik_1)^2 - (n_0^2 \sin^2 \theta_0)]^{\frac{1}{2}} \\ &= [n_1^2 - k_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0 - i2n_1 k_1]^{\frac{1}{2}},\end{aligned}$$

donde

$$(a - ib) = [n_1^2 - k_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0 - i2n_1 k_1]^{\frac{1}{2}}.$$

Una onda que posee dicho factor de fase se conoce como no homogénea. La caída exponencial en amplitud es a lo largo del eje z, mientras que la dirección de propagación en términos de fase está determinada por los cosenos de dirección, que pueden ser extraídos de,

$$(2\pi n_0 \sin \theta_0 / \lambda) + (2\pi a z / \lambda).$$

Debido a la existencia de ondas inhomogéneas se debe considerar a los componentes de los campos paralelos a la frontera y al flujo de energía normal a esta.

La formulación del caso sin absorción se aplica igualmente bien a medios absorbentes y podemos escribir:

$$\begin{aligned}(n_1 - ik_1) \sin \theta_1 &= n_0 \sin \theta_0, \\ \alpha &= \sin \theta_1, \\ \gamma &= \cos \theta_1, \\ (a - ib) &= (n_1 - ik_1) \cos \theta_1.\end{aligned}$$

El cálculo de amplitudes sigue la misma secuencia mostrada anteriormente.

Para el cálculo de la admitancia relacionada a este tipo de ondas tendrá variaciones con respecto a x, y y t las cuales están contenidas en el factor de fase, podemos escribir,

$$\nabla \times \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{k} \right) \times$$

$$\nabla \times \equiv \left(-i \frac{2\pi N}{\lambda} \alpha \mathbf{i} - i \frac{\omega N}{c} \gamma \mathbf{k} \right) \times$$

y

$$\frac{\partial}{\partial t} \equiv i\omega,$$

donde \mathbf{k} es un vector unitario en la dirección z y no debe confundirse con el coeficiente de extinción k .

Para las ondas con polarización p , el vector \mathbf{H} es paralelo a la frontera en la dirección y y entonces $\mathbf{H} = H_y \mathbf{j}$. El componente de \mathbf{E} paralelo a la frontera estará entonces en la dirección x , $E_x \mathbf{i}$.

Siguiendo el análisis que conduce a la ecuación 41 y como antes

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \partial \mathbf{E} / \partial t$$

$$= (\sigma + i\omega\varepsilon) \mathbf{E}$$

$$= i \frac{\omega N^2}{c^2 \mu} \mathbf{E}.$$

Pero ahora el componente tangencial del $\nabla \times \mathbf{H}$ está en la dirección x de manera que,

$$-i \frac{2\pi N}{\lambda} \gamma (\mathbf{k} \times \mathbf{j}) H_y = i \frac{\omega N^2}{c^2 \mu} E_x \mathbf{i},$$

pero,

$$-(\mathbf{k} \times \mathbf{j}) = \mathbf{i},$$

de manera que,

$$\eta_p = \frac{H_y}{E_x} = \frac{\omega N \lambda}{2 \pi c^2 \mu \gamma} = \frac{N}{c \mu \gamma}$$

$$= \frac{N Y}{\gamma} = \frac{y}{\gamma}.$$

Para ondas con polarización s tenemos que,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

en este caso \mathbf{E} ahora se encuentra a lo largo del eje y , realizando un análisis similar al realizado para los campos con ambas polarizaciones, obtenemos que,

$$\eta_s = \frac{H_y}{E_x} = N Y \gamma = y \gamma,$$

donde se identifica que γ es el $\cos\theta$, siempre que el ángulo sea complejo, así para ambas polarizaciones tenemos que:

$$\eta_p = y / \cos\theta,$$

(59)

$$\eta_s = y \cos\theta.$$

Con el procedimiento anterior para calcular los coeficientes de amplitud e irradian-

cia, obtenermos:

$$\rho = \frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1}, \quad (60)$$

$$\tau = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_1}, \quad (61)$$

$$R = \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta - 1} \right) \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta - 1} \right)^*, \quad (62)$$

$$T = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_1)}{(\eta_0 + \eta - 1)(\eta_0 + \eta - 1)^*}. \quad (63)$$

Estas expresiones son válidas también para medios sin absorción.

2.6. La reflectancia en un ensamble de capas

Se comenzará con el análisis en el caso de una capa delgada que cubre la superficie de un sustrato, el cual al realizar una extensión simple del análisis anterior. La presencia de dos (o más) interfaces significa que se producirán varios haces sucesivos. Las reflexiones y las propiedades de la capa serán determinadas por la suma de estos haces.

La disposición a analizar se ilustra en la figura 10. En esta etapa, es conveniente introducir una nueva notación. Denotamos ondas en la dirección de incidencia por el símbolo + (es decir, signo positivo) y ondas en la dirección opuesta por - (signo negativo).

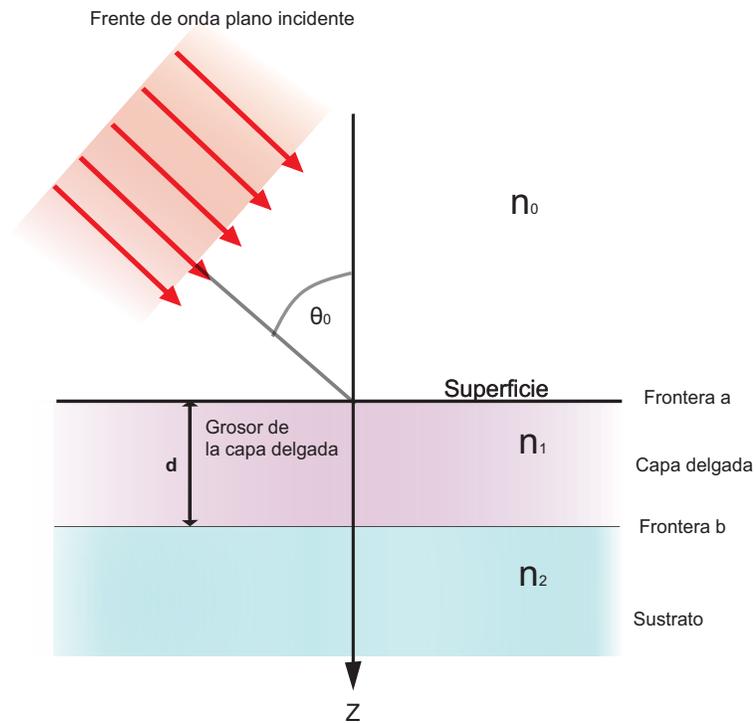


Figura 10. Onda plana incidiendo en una capa delgada sobre sustrato

La interfaz entre la película y el sustrato, denotada por el símbolo b , puede tratarse de la misma manera que con el caso de frontera simple anteriormente discutida.

Consideramos los componentes tangenciales de los campos. En este planteamiento, la dirección negativa de la onda hacia el sustrato y las ondas existentes dentro de la capa por reflexiones se pueden sumar en una onda resultante con dirección positiva y una onda resultante con dirección negativa. En esta interfaz y apoyándose de la figura 9 entonces, los componentes tangenciales de \mathbf{E} y \mathbf{H} en la figura 10 :

$$E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^-,$$

$$H_b = \eta_1 E_{1b}^+ - \eta_1 E_{1b}^-,$$

donde estamos despreciando los factores de fase comunes y donde E_b y H_b represen-

tan los haces resultantes. Por lo tanto,

$$E_{1b}^+ = \frac{1}{2}(H_b/\eta_1 + E_b), \quad (64)$$

$$E_{1b}^- = \frac{1}{2}(-H_b/\eta_1 + E_b), \quad (65)$$

$$H_{1b}^+ = \eta_1 E_{1b}^+ = \frac{1}{2}(H_b + \eta_1 E_b), \quad (66)$$

$$H_{1b}^- = -\eta_1 E_{1b}^- = \frac{1}{2}(H_b - \eta_1 E_b). \quad (67)$$

Los campos en la otra interfaz en el mismo instante y con las mismas coordenadas x y y se pueden determinar por la alteración de los factores de fase de las ondas, para permitir un cambio en la coordenada z de 0 a $-d$. El factor de fase de la la onda en dirección positiva se multiplicará por $e^{i\delta}$ donde:

$$\delta = 2\pi N_1 d \cos\theta_1/\lambda,$$

en la cual θ_1 puede ser compleja. El factor de fase con dirección negativa se multiplicará por $e^{-i\delta}$. consideramos que este es un procedimiento válido para capas delgadas. Utilizando las ecuaciones 64 a la 67 los valores de E y H son:

$$E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta} = \frac{1}{2}(H_b/\eta_1 + E_b)e^{i\delta},$$

$$E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta} = \frac{1}{2}(-H_b/\eta_1 + E_b)e^{-i\delta},$$

$$H_{1a}^+ = H_{1b}^+ e^{i\delta} = \frac{1}{2}(H_b + \eta_1 + E_b)e^{i\delta},$$

$$H_{1a}^- = H_{1b}^- e^{-i\delta} = \frac{1}{2}(H_b - \eta_1 + E_b)e^{-i\delta},$$

de manera que:

$$\begin{aligned} E_a &= E_{1a}^+ + E_{1a}^- \\ &= E_b \left(\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{2\eta_1} \right) \\ &= E_b \cos\delta + H_b \frac{i \operatorname{sen}\delta}{\eta_1}, \end{aligned} \tag{68}$$

y para el campo magnético

$$\begin{aligned} H_a &= H_{1a}^+ + H_{1a}^- \\ &= E_b \eta_1 \left(\frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} \right) \\ &= E_b i \eta_1 \operatorname{sen}\delta + H_b \cos\delta, \end{aligned}$$

ahora escribiendo esto en notación matricial, tenemos que:

$$\begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta & (i \operatorname{sen}\delta)/\eta_1 \\ i\eta_1 \operatorname{sen}\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix}. \tag{69}$$

Como los componentes tangenciales de **E** y **H** son continuos a través de la frontera y solo hay dirección positiva en el sustrato, esta relación conecta los componentes tangenciales de **E** y **H** en la interfaz del incidente con los componentes tangenciales

de \mathbf{E} y \mathbf{H} que se transmiten a través del final de la interfaz. La matriz 2×2 en el lado derecho de la ecuación 69 se conoce como "la matriz característica" de la capa.

Definimos la admitancia óptica de entrada del conjunto como:

$$Y = \frac{H_a}{E_a} \quad (70)$$

De manera que solo se tiene que encontrar la reflectancia de una interfaz entre un medio incidente de admisión η_0 y un medio de admisión Y , es decir:

$$\rho = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}$$

$$R = \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right) \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right)^* \quad (71)$$

si normalizamos la ecuación 69 dividiendo todo entre E_b , obtenemos:

$$\begin{bmatrix} E_a/E_b \\ H_a/E_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta & (i\eta_1 \sin\delta)/\eta_1 \\ i\eta_1 \sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix}, \quad (72)$$

con B y C como los campos eléctricos y magnéticos normalizados en la interfaz frontal, son las cantidades de las cuales extraeremos las propiedades de la capa como un sistema. Claramente, de las ecuaciones 70 y 72, podemos escribir

$$Y = \frac{H_a}{E_a} = \frac{C}{B} = \frac{\eta_2 \cos\delta + i\eta_1 \sin\delta}{\cos\delta + i(\eta_2/\eta_1) \sin\delta} \quad (73)$$

y a partir de la ecuación 73 y 71, podemos calcular la reflectancia

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$$

la cual es conocida como la matriz característica de todo el ensamble.

Si añadimos otra capa al ensamble anterior y la interfaz final ahora se denota por c, como se muestra en el esquema de la figura 11.

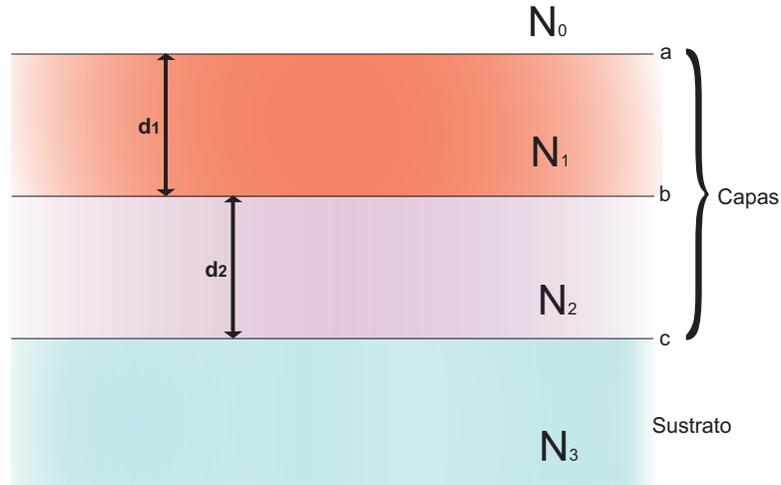


Figura 11. Notación para dos capas sobre un sustrato

La matriz característica de la película más cercana al sustrato es

$$\begin{bmatrix} \cos\delta_2 & (i\sin\delta_2)/\eta_2 \\ i\eta_2\sin\delta_2 & \cos\delta_2 \end{bmatrix} \quad (74)$$

y de la ecuación 69 y con la notación de la figura 8 tenemos que

$$\begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_2 & (i\sin\delta_2)/\eta_2 \\ i\eta_2\sin\delta_2 & \cos\delta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_c \\ H_c \end{bmatrix}.$$

Podemos aplicar la ecuación 69 nuevamente para obtener los parámetros en la interfaz a, es decir:

$$\begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_1 & (i\sin\delta_1)/\eta_1 \\ i\eta_1\sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\delta_2 & (i\sin\delta_2)/\eta_2 \\ i\eta_2\sin\delta_2 & \cos\delta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_c \\ H_c \end{bmatrix},$$

entonces tendríamos la matriz característica por analogía con la ecuación 72, obteniendo así

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta_1 & (i\text{sen}\delta_1)/\eta_1 \\ i\eta_1\text{sen}\delta_1 & \cos\delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\delta_2 & (i\text{sen}\delta_2)/\eta_2 \\ i\eta_2\text{sen}\delta_2 & \cos\delta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_3 \end{bmatrix},$$

donde $Y = C/B$ similar a la anterior, y los coeficientes de amplitud de reflexión y reflectancia como la ecuación 71,

$$\rho = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}$$

$$R = \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right) \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right)^* . \quad (75)$$

De esta forma podemos extender el método de la matriz característica al caso general de un ensamble de q capas, simplemente realizando el producto de cada matriz individual tomando el orden correcto, esto es

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{r=1}^q \begin{bmatrix} \cos\delta_r & (i\text{sen}\delta_r)/\eta_r \\ i\eta_r\text{sen}\delta_r & \cos\delta_r \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix}, \quad (76)$$

donde

$$\delta_r = \frac{2\pi N_r \cos\theta_r}{\lambda}$$

$$\eta_r = Y N_r \cos\theta_r \quad \text{para polarización s (TE)}$$

$$\eta_r = Y N_r / \cos\theta_r \quad \text{para polarización p (TM)}.$$

Capítulo 3. Desarrollo experimental

En este capítulo se describe la metodología empleada para la fabricación del cristal fotónico, su caracterización, así como los métodos experimentales utilizados.

Se describirán las mediciones y técnicas ópticas pertinentes para caracterizar las muestras fabricadas.

3.1. Fabricación de rejillas sinusoidales por método de litografía óptica

Para la fabricación de las rejillas sinusoidales se consideraron diferentes materiales y métodos de obtención, uno de ellos es la fabricación por medio de litografía con fotoresina marca Shipley y otro a partir de un DVD comercial, de los cuales se realizarán replicas con otros materiales.

Las rejillas deben de cumplir con las siguientes características:

- a) Soportar una temperatura de 90 grados centígrados durante una hora sin deformarse y manteniendo sus propiedades ópticas, para el posterior depósito de las capas superiores por medio de la técnica de evaporación por proceso térmico.
- b) Deben de tener una superficie corregida en un rango de 40 a 80 nm, a la cual denominaremos como amplitud en lo sucesivo, y un periodo de 740 nm, parámetros definidos en el diseño inicial del cristal fotónico.

El proceso de fabricación de rejillas por el método de litografía óptica se lleva a cabo a través de varias etapas como se muestra en la figura 12. En este caso, se utilizaron sustratos de vidrio (portaobjetos de microscopio), con medidas de 75x26x1 mm. Estos portaobjetos se seleccionaron para las bases de las muestras debido a la facilidad en su manipulación durante la fabricación de las rejillas sinusoidales.

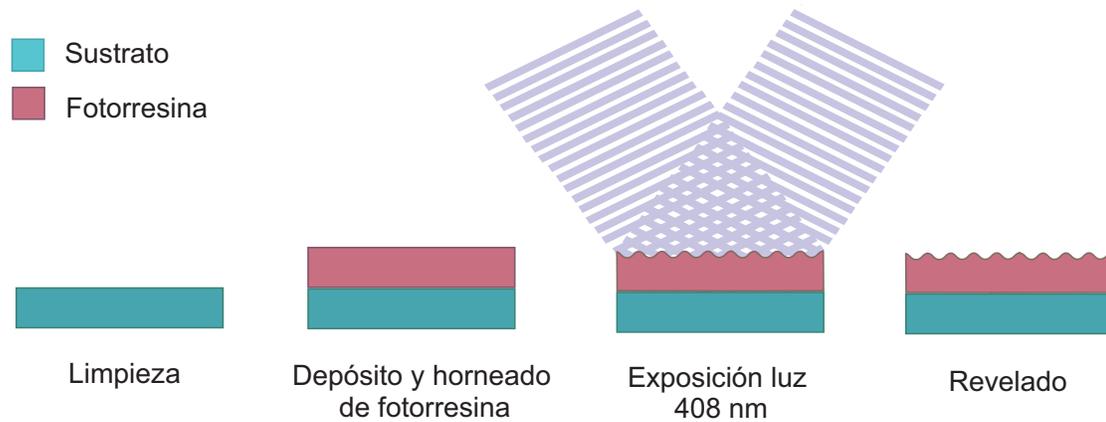


Figura 12. Etapas para la fabricación de base de cristal fotónico con estructura sinusoidal por medio de litografía óptica

La primera etapa inicia con el proceso de limpieza de los sustratos que incluye:

1. Limpieza de los sustratos en un baño ultrasónico con una solución de jabón neutro y agua durante 15 minutos.
2. Eliminación de residuos de jabón enjuagando los sustratos con agua.
3. Baño ultrasónico de los sustratos con acetona durante 5 minutos para quitar cualquier residuo de grasa.
4. Limpieza los sustratos con alcohol isopropílico y aire comprimido.
5. Finalmente se enjuagan con agua destilada y se realiza un secado con nitrógeno comprimido.

La segunda etapa de la fabricación consiste en el depósito de fotorresina y horneado de los sustratos, descrita de la siguiente manera:

1. Se coloca el sustrato en el "spin-coater", después se vierten 3 ml de fotorresina sobre él, verificando que la fotorresina cubra tres cuartas partes de la superficie del sustrato, aproximadamente.

Durante este trabajo se fabricaron muestras con dos tipos de resina de la marca Shipley, S1805 y S1813.

2. Para la fotorresina S1805 se programa el "spin-coater" para que aplique una rampa de velocidad de 0 a 500 rpm durante 10 segundos y después mantenga el giro a 4000 rpm por 40 segundos más. La programación del "spin-coater" para la fotorresina S1813 con una pendiente de velocidad de 0 a 500 rpm durante 10 segundos, manteniendo el giro a 6000 rpm por 40 segundos.
3. Se realiza posteriormente un horneado de los sustratos durante 60 minutos a 110 grados centígrados.

Con estos parámetros se obtienen películas de 500 a 600 nm con la fotorresina S1805 y de 1300 a 1400 nm con la fotorresina S1813, aproximadamente.

En la tercera etapa se lleva a cabo la exposición, en la figura 13 se muestra el diagrama del arreglo experimental utilizado.

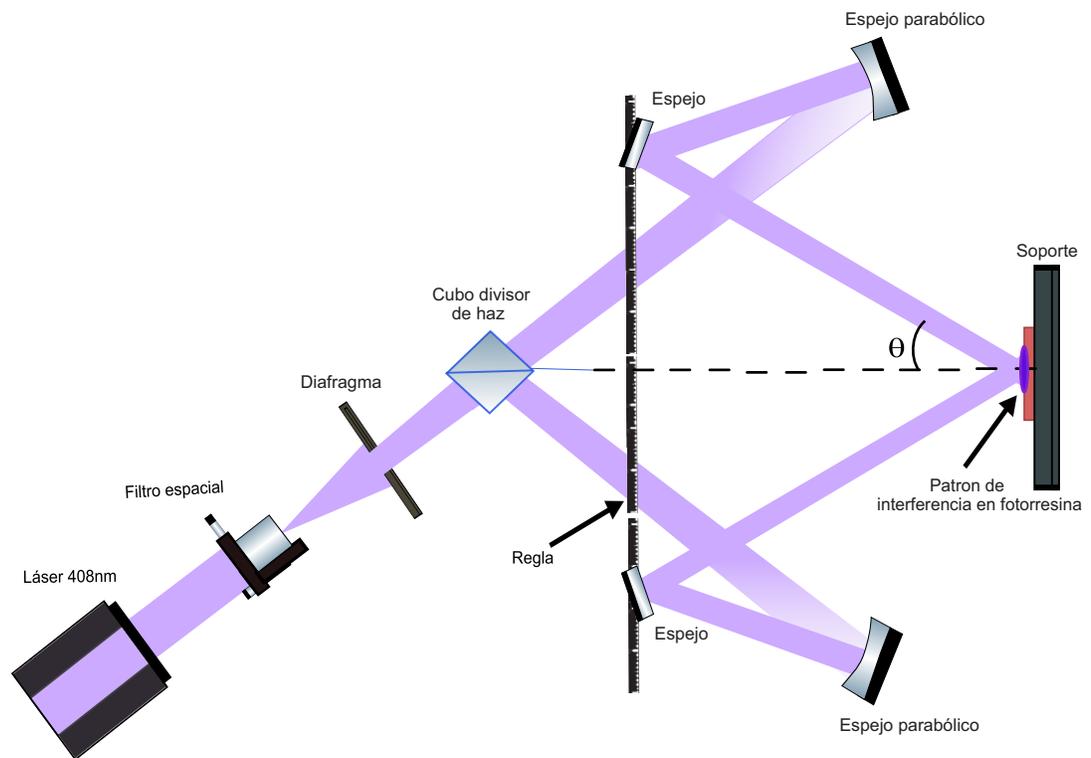


Figura 13. Esquema de arreglo experimental empleada para la fabricación de rejillas en fotorresina.

El haz láser de la longitud de onda de 408 nm se hace pasar por un filtro espacial para obtener una distribución de intensidad gaussiana más limpia y uniforme. El frente de onda esférico que emerge del filtro espacial es delimitado por un diafragma,

después se incide sobre un cubo divisor de haz. El haz dividido es colimado y reflejado por medio de espejos parabólicos hacia dos espejos planos, los cuales son colocados a un ángulo donde provocan que los dos haces interfieran simultáneamente sobre el sustrato ya preparado previamente con fotorresina.

Los sustratos con fotorresina al ser expuestos a la interferencia de ambos haces forman una estructura sinusoidal en la superficie.

Los tiempos de exposición varían dependiendo de la intensidad de la luz del láser que incide en la placa, la temperatura ambiental y el tipo de fotorresina que se esté utilizando; para una temperatura ambiente de 25 grados centígrados, los tiempos de exposición para la fotorresina S1805 son de entre 10 y 20 segundos, para la fotorresina S1813 los tiempos están entre 60 y 80 segundos.

Cabe mencionar que esta exposición se realiza en condiciones de luz de seguridad amarilla, para no revelar la fotorresina depositada.

Apoyándonos de la ecuación de Bragg (Beckman P., 1963), se puede obtener el ángulo de incidencia θ mostrado en la figura 13, para el cual se puede obtener el valor del periodo de la rejilla sinusoidal deseado,

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{2T} \right), \quad (77)$$

donde T es el periodo y λ la longitud de onda del láser.

Posteriormente las rejillas son sumergidas en un recipiente con revelador marca Shipley MF-319 durante 60 segundos, colocado en ultrasonido para una obtener muestras con superficies más homogéneas.

Por último, las muestras son sumergidas en agua destilada para detener el proceso de revelado y secadas con aire comprimido.

3.2. Fabricación de rejilla con PDMS (polidimetilsiloxano, PDMS o dimeticona)

Las rejillas grabadas en fotorresina pueden erosionarse fácilmente por el contacto prolongado con medios acuosos, inclusive se observó deterioro en las superficie después de tres semanas en algunas muestras, de manera que, para la utilización de nuestro cristal fotónico como sensor, es necesario replicarlas sobre materiales más robustos. Un buen candidato es el PDMS, veasé la figura 14, el cual es un material con una transparencia al rededor del 93% en el visible.

Se ha reportado que los moldes de PDMS proporcionan una manera confiable, simple y rentable de construir microestructuras en materiales. En cuanto a las estructuras con características poco profundas en grandes intervalos, la réplica PDMS puede alcanzar una alta precisión. Por ejemplo, se ha demostrado que PDMS tiene la capacidad de reproducir las grietas con una dimensión vertical de hasta 0.4 nm (Ye *et al.*, 2009).

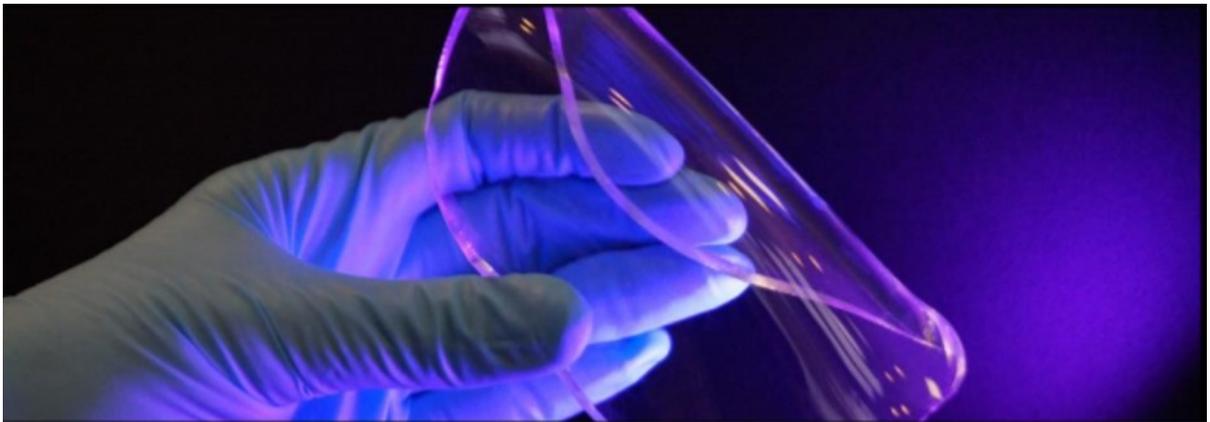


Figura 14. Imagen de una oblea de PDMS. Imagen tomada de www.elveflow.com

El PDMS por ser un polímero de cadena larga soporta altas temperaturas sin alterar sus propiedades ópticas, la desventaja para nuestra aplicación es que, al ser un material flexible, como se muestra en la figura 14 es necesario colocarlo sobre una superficie rígida.

El proceso de fabricación de rejillas con PDMS se lleva a cabo realizando por medio de una replica de una rejilla de fotorresina, sección 3.1, este proceso tiene varias etapas como se muestra en la figura 15.

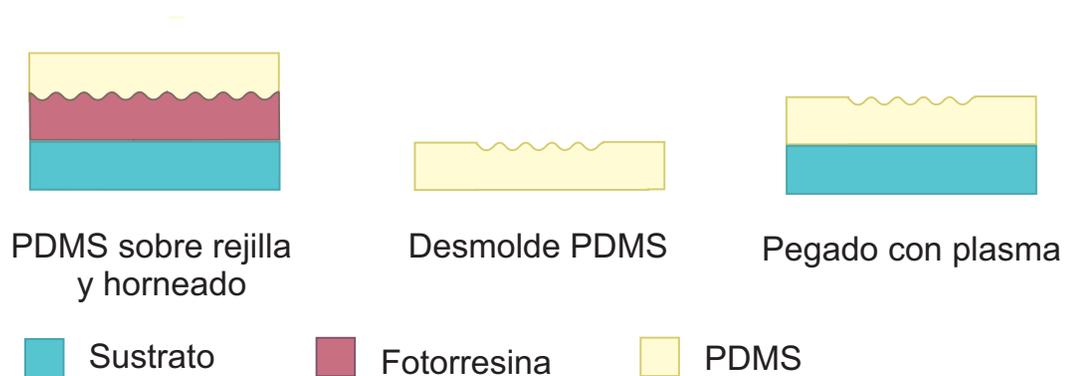


Figura 15. Etapas para la fabricación de base de cristal fotónico con estructura sinusoidal en PDMS

El proceso para replicar la rejilla sinusoidal en PDMS incluye los siguientes pasos:

1. Se coloca una proporción de 10:1 (10 de elastómero con 1 de agente de curado) en un contenedor.
2. Se realiza el mezclado de las dos sustancias, hasta obtener una mezcla homogénea.
3. Se coloca la mezcla en una campana de vacío durante 45 minutos para eliminar burbujas de aire.
4. Se vierte la mezcla sobre la rejilla sinusoidal, la cual se encontraba dentro de un contenedor, esta se deja curar a temperatura ambiente por 24 horas.
5. Para solidificar se desmolda la muestra de PMDS y se hornea durante 4 horas a una temperatura aproximada de 80 °C (A. Asgar y Papautsky, 2007).

La rejilla de fotorresina utilizada como molde queda inutilizable después del proceso.

Con estos pasos se obtienen patrones sinusoidales transparentes con un grosor de 1 a 2 mm aproximadamente.

La siguiente etapa es el pegado del patrón sinusoidal de PDMS sobre una superficie de vidrio (portaobjeto).

Se utilizó un tratamiento de corona (a veces referido como plasma de aire) (Haubert y Tracy Drier, 2006), el cual es una técnica de modificación de superficie por medio de una descarga de plasma sobre las superficies.

Se realizó la descarga de plasma sobre un vidrio portaobjetos y sobre el PDMS por el lado contrario al patrón sinusoidal, colando después las superficies una sobre otra durante 24 horas.

Con esto se obtuvo una muestra con estructura sinusoidal de PDMS con un soporte de vidrio suficientemente rígido para el depósito de las capas superiores.

3.3. Fabricación rejilla utilizando una resina transparente (acrílico)

La resina transparente (Clear Cast) es un material que adquiere dureza al secarse, no sufre desgaste al contacto con sustancias líquidas, aunado a esto es un material fácil de conseguir, por tal motivo es recomendable su utilización en la fabricación de la rejilla sinusoidal.

El proceso de fabricación de rejillas de acrílico se lleva a cabo por medio de una réplica de una rejilla de resina, sección 3.1, este proceso tiene varias etapas como se muestra en la figura 16.

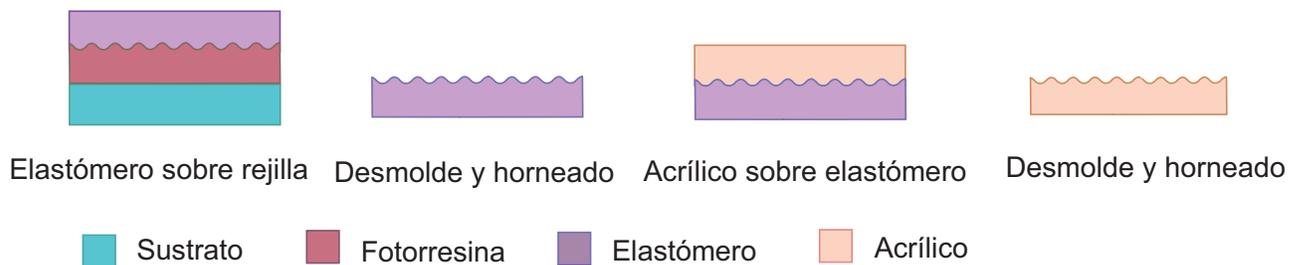


Figura 16. Etapas para la fabricación de base de cristal fotónico con estructura sinusoidal en acrílico.

De manera secuencial, para fabricar el molde maestro de silicón Mold Max 25 se deben seguir los siguientes pasos:

1. Se vierte en un recipiente el elastómero (parte A) y el curador (parte B) en una proporción 1:1.
2. Se mezclan estos dos componentes hasta obtener una mezcla homogénea.
3. Se coloca la mezcla en una campana de vacío por 10 minutos para eliminar burbujas.
4. Se vierte la mezcla sobre la muestra y se deja curar a temperatura ambiente por 24 horas.
5. Se desmolda la muestra y se hornea el molde maestro por 4 horas a 65 grados.

Ahora se describen los pasos a seguir para la fabricación de la muestra absorbente utilizando el molde maestro antes fabricado:

1. Se vierte en un recipiente la resina y el curador en una proporción 1:1.
2. Se mezclan los componentes hasta obtener una mezcla homogénea.
3. Se coloca el recipiente en una campana de vacío por 35 minutos.
4. Se vierte la resina absorbente sobre el molde maestro y se deja curar a temperatura ambiente entre 24 y 48 horas.
5. Se desmolda la muestra de acrílico con patrón sinusoidal.

3.4. Fabricación de rejillas sinusoidales a partir de un DVD comercial

Para la fabricación de este tipo de rejillas se utilizó un disco virgen DVD por sus siglas en inglés *digital versatile disc* marca Sony. Estos discos están compuestos internamente por múltiples capas, como se muestra esquemáticamente en la figura 17.

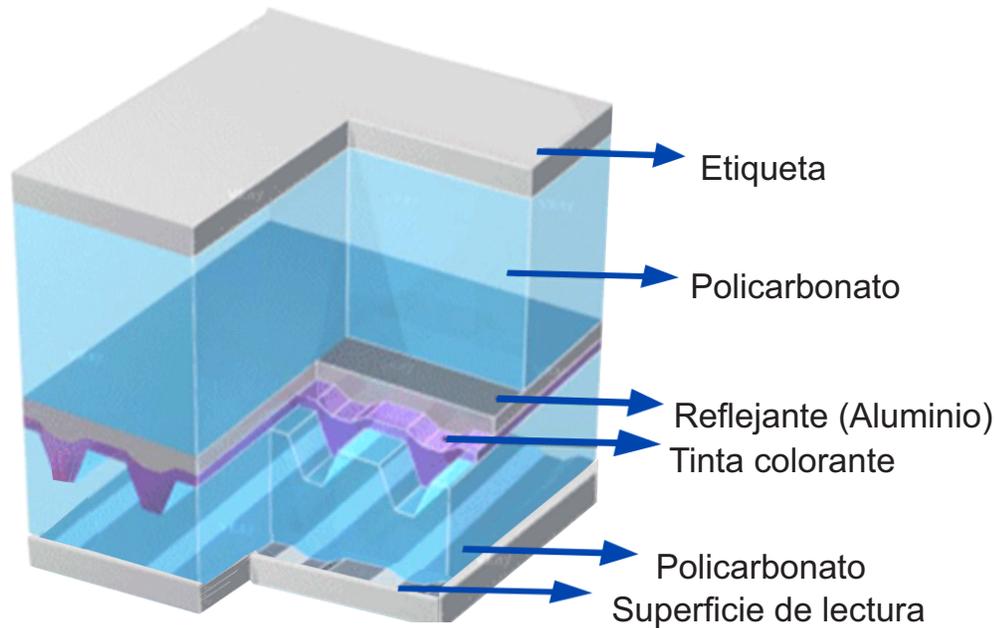


Figura 17. Diagrama esquemático de un DVD Sony que muestra las diferentes capas en su estructura interna.

Al aplicar un esfuerzo mecánico en la parte lateral del DVD, es posible separar el disco en dos secciones: una que contiene el recubrimiento de aluminio y la otra que tiene una película de colorante que se usa para el grabado de información.

En este caso se utilizó la sección que tiene la tinta colorante, la cual fue sumergida en alcohol isopropílico durante 3 minutos haciendo movimientos para remover la tinta y lograr la limpieza de la superficie estructurada del policarbonato.

Al realizar este proceso se obtiene una sección del DVD con una superficie de rejilla con forma tipo trapezoidal con una distancia pico-valle (profundidad de la rejilla) del orden de 120 nm. Lo que se requiere es una superficie tipo sinusoidal con una amplitud en el rango de 30 a 80 nm, según el desarrollo del modelo teórico mostrado en el capítulo 5, para lograr excitar una onda superficial del Bloch.

En este trabajo nos basamos en el procedimiento empleado para disminuir la amplitud de la estructura periódica del DVD reportado por primera vez en el 2009 por Kaplan y colaboradores (Kaplan *et al.*, 2009).

Ellos mostraron que al sumergir la rejilla de policarbonato de DVD en una mezcla compuesta de 1 parte de acetona por 4 partes de isopropanol, durante intervalos de tiempo entre 30 y 90 segundos es posible cambiar el perfil trapezoidal de las rejillas, a uno con forma sinusoidal, así como también disminuir la amplitud de las rejillas, como se muestra en la figura 18 .

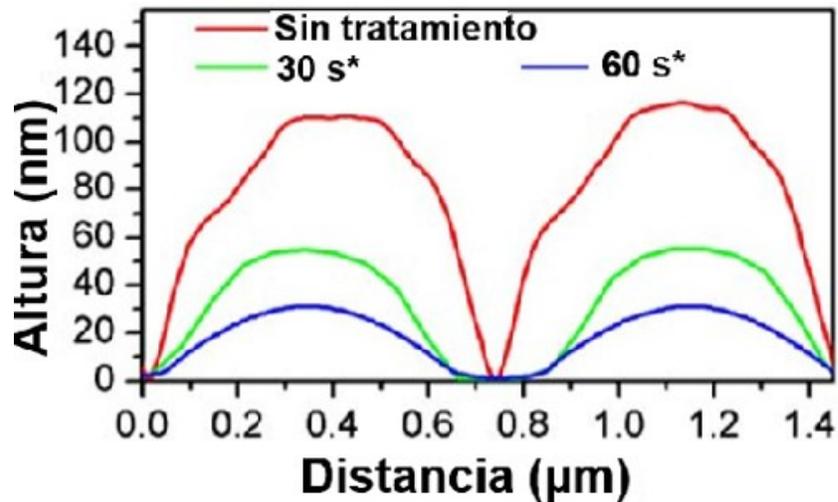


Figura 18. Perfil topográfico obtenido con un microscopio de fuerza atómica, correspondiente a una rejilla de DVD sin tratamiento (línea roja), con 30 s (línea verde) y 60 s (línea azul) de tratamiento con solventes. Imagen tomada y modificada de (Kaplan et al.,2009).

En el presente trabajo se realizó el mismo procedimiento, tomando la sección con tinta del DVD y sumergiéndola en diferentes concentraciones de alcohol y acetona, con diferentes rangos de tiempo para obtener rejillas sinusoidales con amplitud entre 50 y 80 nm.

3.5. Fabricación rejilla utilizando silicón sobre vidrio

El proceso para replicar una rejilla sinusoidal en en silicón (Mold Max 25), se divide en tres etapas como se muestra en la figura 19

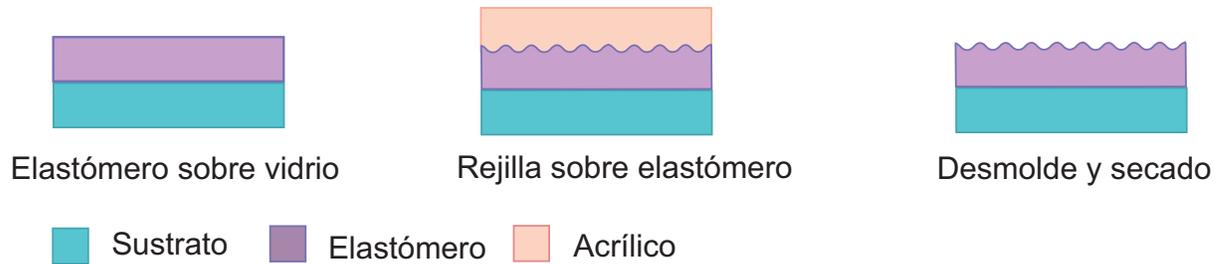


Figura 19. Etapas para la fabricación de base de cristal fotónico con estructura sinusoidal en silicón sobre vidrio.

La primera etapa consiste en la preparación del elastómero (Silicón Mold Max 25) descrito en la sección 3.3, posteriormente se siguen los siguientes pasos:

1. Se vierte la mezcla de silicón (Mold Max 25) sobre un vidrio (portaobjeto), después sobre esta, se coloca la muestra con el patrón sinusoidal.
2. Se dejan secar las partes durante 24 horas.
3. La muestra es horneada por un intervalo de 4 horas a 65 grados.
4. Se desmolda la rejilla sinusoidal.

Con este método se obtiene una rejilla sinusoidal de silicón con base de vidrio.

3.6. Depósito de capas mediante evaporación por proceso térmico

Después de la fabricación de las rejillas sinusoidales, las muestras fueron enviadas al CIO (Centro De Investigaciones En Optica A.C.), en donde se les realizó un depósito de capas intercaladas de TiO_2 y SiO_2 . El depósito se realizó mediante la técnica de evaporación por proceso térmico con cañón de electrones, en un alto vacío, utilizando una máquina modelo Denton39, figura 20.

Denton 39 Integrity

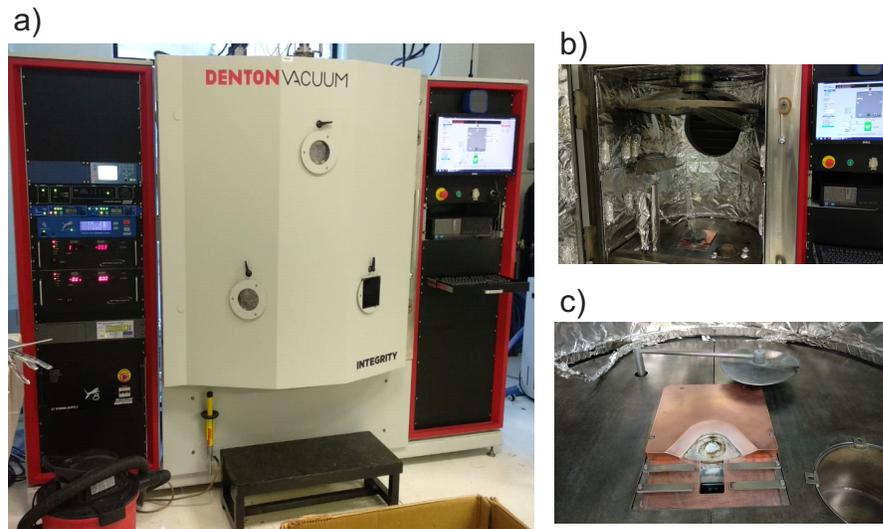


Figura 20. a) Máquina de evaporación térmica con cañón de electrones, b) vista interna de la cámara de evaporación, c) base de colocación de muestras donde se realiza el depósito.

La técnica de evaporación utilizada se basa en la producción de vapor a partir del material base colocado en una fuente que se calienta mediante un haz de electrones. El proceso se lleva a cabo en una cámara de vacío, de manera que los átomos evaporados experimentan esencialmente un transporte libre de colisiones hasta su condensación sobre el sustrato.

En general, los procesos de depósito físico en fase de vapor presentan varias ventajas conocidas (Bunshah, 1994): (a) extrema versatilidad en la composición del depósito, (b) posibilidad de producir microestructuras poco usuales o modificaciones cristalográficas, (c) posibilidad de producir recubrimientos a altas velocidades de depósito, (d) los depósitos obtenidos pueden tener muy alta pureza, (f) excelente adherencia al sustrato y (g) excelente acabado de la superficie. La evaporación asistida por cañón de electrones presenta dos grandes ventajas adicionales: una es la alta densidad de potencia del cañón de electrones y, por lo tanto, el ancho rango de control sobre las velocidades de evaporación y otra es que el recipiente que contiene el material a evaporar está refrigerado por agua, con lo que se elimina la contaminación que puede producir dicho recipiente o crisol.

Las multicapas fueron depositadas en las rejillas fabricadas en CICESE, aplicando un sistema periódico de apilamiento intercalado de películas delgadas de TiO₂ y SiO₂ (ocho capas) con espesores de $H_2 = 77.8$ nm y $H_1 = 126.2$ nm, respectivamente. Se depositó una capa adicional de TiO₂ con un espesor $H_r = 48$ nm. La amplitud de la rejilla será denominada como H_s con un espesor en el rango de 30 a 80 nm. Estos parámetros se muestran en la figura 21.

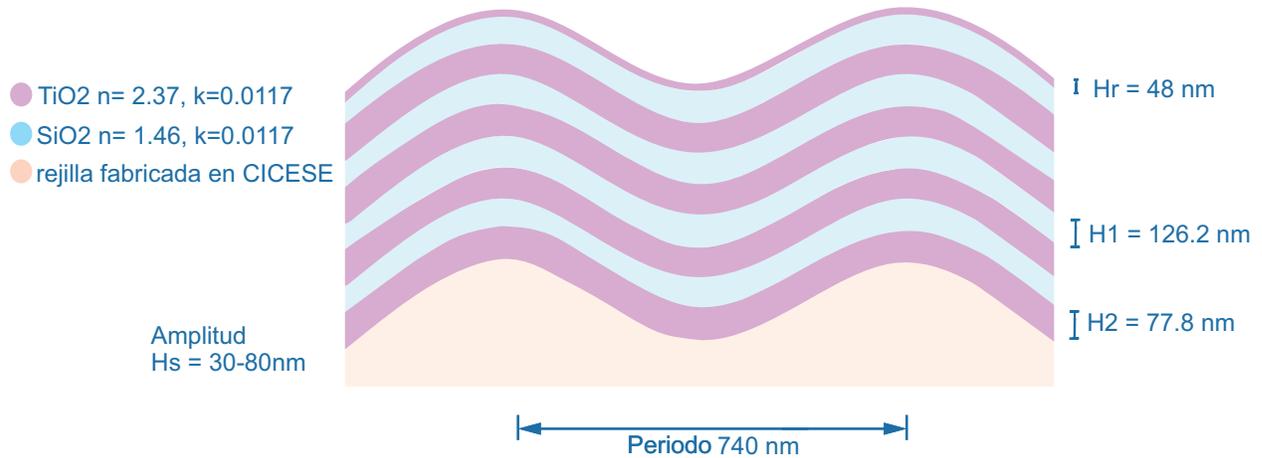


Figura 21. Esquema final del arreglo de 9 multicapas del cristal fotónico.

3.7. Caracterización de muestras

Como se mencionó anteriormente, la construcción del cristal fotónico comenzó con la fabricación de la base del mismo, la cual consiste en una rejilla sinusoidal con determinadas características, mismas, que antes de la colocación de las capas superiores ya debían estar caracterizadas.

La geometría de una rejilla puede describirse usando tres elementos: el periodo, la amplitud y la forma del perfil.

3.7.1. Caracterización del periodo en las rejillas sinusoidales

La caracterización experimental comenzó con la medición del periodo de las rejillas de DVD. Se tomó una muestra de DVD a la cual se le realizó el depósito de una capa de oro de 10 nm por el método conocido como "Sputtering" o "Sputter Deposition" (Depla y Mahieu, 2008), posteriormente se midió el periodo de la muestra a partir de una imagen tomada con un microscopio electrónico de barrido (SEM), veasé figura 22.

El valor del periodo de la rejilla fabricada fue comprobado como se muestra en la figura 22, el cual coincide con el valor de 740 nm, publicado (Kaplan *et al.*, 2009).

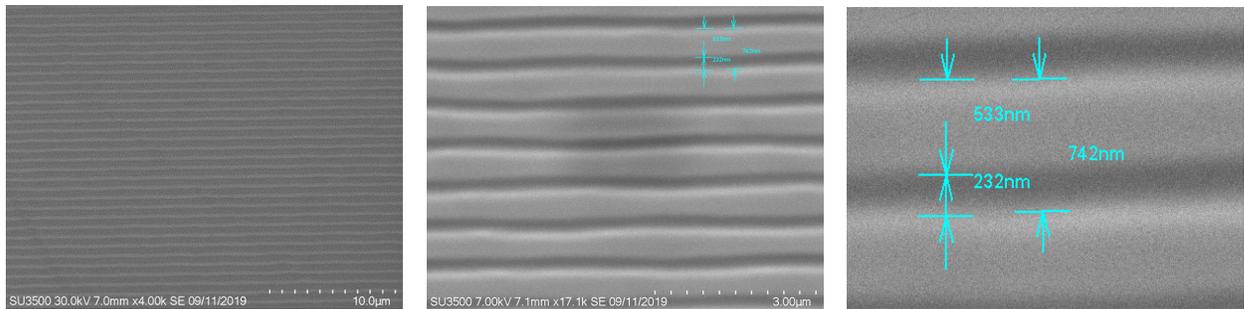


Figura 22. Medición del periodo de las rejillas de DVD, de izquierda a derecha: acercamiento de la imagen con depósito de 10 nm Au. Imágenes obtenidas por SEM, distancia del periodo 740 [nm].

Para caracterizar el periodo de manera experimental se realizarón mediciones para obtener el ángulo entre los órdenes de difracción y la dirección de incidencia de luz. El ángulo de difracción está definido en la ecuación de rejilla (Beckman P., 1963), la cual vemos expresada comúnmente de la siguiente manera:

$$\text{sen}\theta_d = \text{sen}\theta_0 \pm m \frac{\lambda}{nT}, \quad (78)$$

donde T es el periodo, θ_0 es el ángulo de incidencia, θ_d es el ángulo de difracción, n es el índice de refracción del medio y m es un número entero que se denomina el orden de difracción.

A partir de esta información, se midió el periodo de cada una de las muestras de los diferentes materiales, como se muestra en la figura 23, iluminando las muestras con un haz de luz láser He-Ne que emite a una longitud de onda de 632.8 nm, el

cual al incidir con la superficie de la rejilla, ésta presenta órdenes de difracción. Al medir la distancia desde la muestra hacia la pantalla de medición y la distancia de los órdenes de difracción desde el orden cero hacia el orden 1 y conociendo el índice de refracción de la resina podemos calcular el ángulo para el primer orden difractado y posteriormente calcular el periodo de las rejillas.

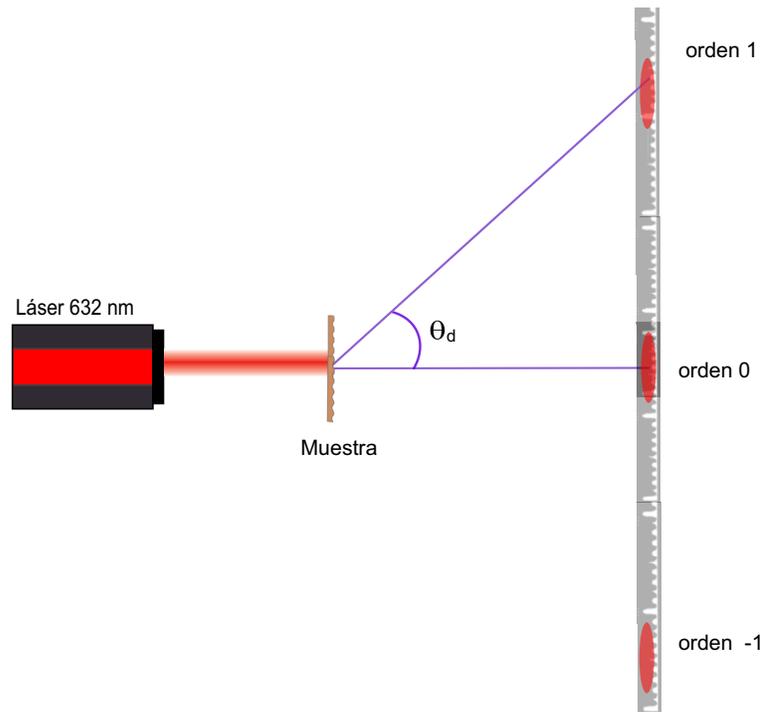


Figura 23. Esquema de arreglo experimental para medición de la distancia angular de los órdenes de difracción y poder estimar el periodo de la rejilla

Al realizar las mediciones de las rejillas fabricadas, estas presentaron un valor de periodo de $740 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$.

3.7.2. Caracterización de amplitud en las rejillas sinusoidales

En las rejillas de difracción se presentan los llamados órdenes de difracción los cuales se producen por efectos de interferencia constructiva en direcciones específicas al interactuar la luz con sus superficies periódicas.

Para la caracterización de la amplitud de las rejillas nos apoyamos en el modelo de

la pantalla delgada de fase (Goodman, 1996), con el cual se puede estimar la altura o profundidad de la rejilla de manera indirecta a partir de su eficiencia de difracción. Esta técnica consiste en medir la relación de intensidad entre el orden 1 y el haz incidente.

Las alturas en la superficie de la rejilla pueden ser descritas por la siguiente función:

$$\zeta(x) = \frac{a_m}{2} \text{sen} \left(2\pi \frac{x}{T} \right), \quad (79)$$

donde a_m representa la altura de la modulación y T es el periodo

Considerando que las rejillas fabricadas tienen un patrón sinusoidal, la función que describe las variaciones de la luz, dadas por la transmitancia y reflectancia, está dada por:

$$\mathcal{T}(x) = e^{i\phi(x)}, \quad (80)$$

donde la fase $\phi(x)$ es proporcional a las variaciones de altura $\zeta(x)$, de manera que:

$$\phi(x) = \frac{\phi_m}{2} \text{sen} \left(2\pi \frac{x}{T} \right) \quad (81)$$

y de (Goodman, 1996),

$$\phi_m = \begin{cases} k(n-1)a_m & \text{en transmisión,} \\ k2a_m & \text{en reflexión.} \end{cases} \quad (82)$$

En estas expresiones, $k = 2\pi n$ y n es el índice de refracción de la rejilla.

La eficiencia de difracción en el orden m estará dada por:

$$\mathcal{E}_m = \frac{I^{(m)}}{I_0}, \quad (83)$$

donde $I(m)$ es la intensidad del haz difractado en el orden m , e I_0 es la intensidad del haz incidente.

Un estudio más detallado de la eficiencia de difracción del orden m se encuentra en (Goodman, 1996), en donde se demuestra fácilmente que:

$$\mathcal{E}_m = J_m^2(\phi_m/2), \quad (84)$$

donde J_m es una función Bessel de orden m .

De esta forma, midiendo las eficiencias de difracción, del orden cero y del orden m es posible determinar ϕ_m y con esta información, determinar la profundidad de la rejilla.

Observando el comportamiento de la función de las Bessel de orden cero y de orden 1, calculadas para cada material, podemos determinar la amplitud a_m de las rejillas fabricadas, como se puede observar en la gráfica de la figura 24, en la cual se presentan las curvas teóricas de las funciones Bessel como funciones de una rejilla con índice de refracción del material del que está hecha (policarbonato en este caso).

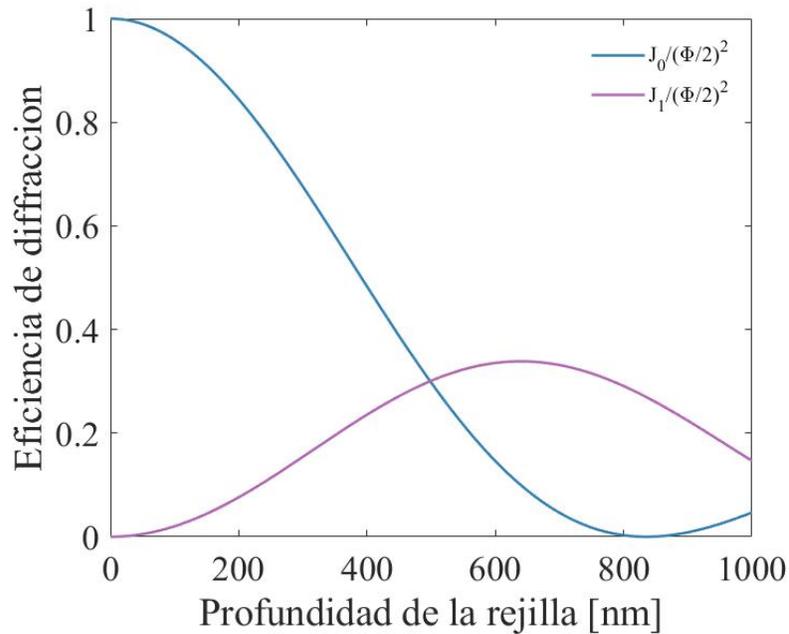


Figura 24. Comportamiento de $J_0^2(ka_m)$ y $J_1^2(ka_m)$ en función de a_m para un índice de refracción del policarbonato (DVD).

Se realizaron mediciones de intensidad del orden cero y el orden uno, con un detector de silicio al iluminar las muestras con un láser de He-Ne ($\lambda = 632.8\text{nm}$). Obteniendo las gráficas presentadas en la figura 25 para las rejillas fabricadas a partir de un DVD.

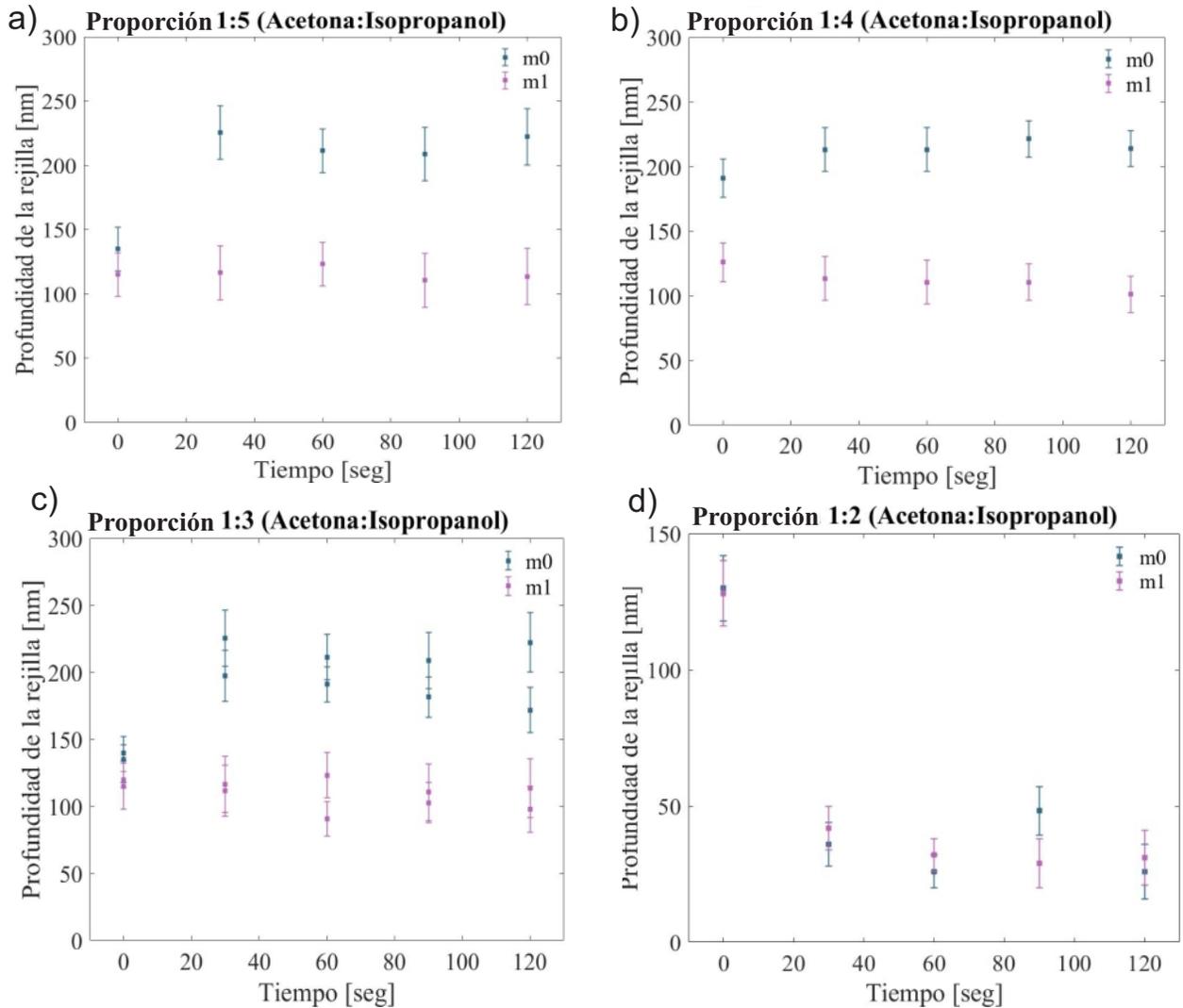


Figura 25. a)-d) Estimación de la profundidad de las rejillas a partir de un DVD comercial, para diferentes proporciones de la mezcla entre acetona e isopropanol a diferentes tiempos de inmersión.

En la figura 25 a), b) y c), se puede observar que el desbaste en la superficie de la rejilla es mínimo, pero existe un cambio significativo en la disminución de la profundidad de la rejilla a partir de una proporción 1:2 acetona-isopropanol respectivamente, como se observa en la figura 25 d), deduciendo que la proporción en la concentración es más determinante que el tiempo de exposición en la profundidad de desbaste de la rejilla.

Para caracterizar la profundidad se realizó la medición por medio de un microscopio de fuerza atómica (MFA, o AFM por sus siglas en inglés atomic force microscope), veasé figura 26, así como conocer la forma de los surcos de las rejillas de DVD, obteniendo la información mostrada en las siguientes gráficas.

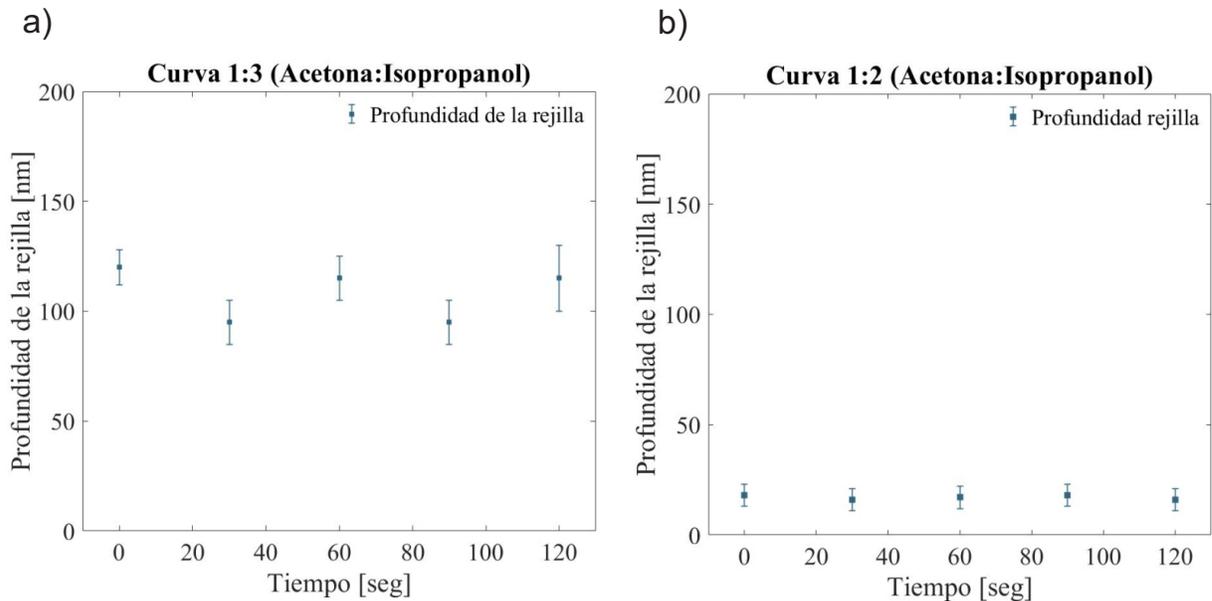


Figura 26. Estimación de la profundidad de las rejillas de un DVD comercial, para diferentes proporciones de la mezcla entre acetona e isopropanol a diferentes tiempos de exposición. Datos obtenidos mediante AFM (atomic force microscope).

Las mediciones con AFM concuerdan con los datos obtenidos a partir de la eficiencia de difracción comprobando así, que la concentración de acetona en la mezcla es más determinante que el tiempo de exposición en el desbaste de la rejilla de DVD, como se aprecia en la figura 26 b) con respecto a la 26 a), en la cual se observa una disminución abrupta en la profundidad de la superficie.

Teniendo como base las mediciones realizadas, se dejó fijo el tiempo de inmersión a 60 segundos, con una concentración de 1:25 de acetona-alcohol respectivamente, para obtener amplitudes alrededor de 50 nm.

Para conseguir mejores resultados en la fabricación, se observó que se tenía que uniformizar el efecto del solvente sobre las rejillas, ya que al realizar el proceso de desbastado manualmente de las superficies dentro de la mezcla, estas no presentaron un desbaste homogéneo en la superficie.

Se propuso implementar un cambio en el proceso, sumergiendo las muestras en la mezcla de solvente y después colocarlas en ultrasonido para desbastar la superficie, asegurando un desbaste uniforme en toda la superficie de la rejilla.

Se puede observar claramente la diferencia entre los acabados de las superficies de las rejillas fabricadas utilizando un desbaste con movimientos manuales, figura 27 a) y mediante ultrasonido, figura 27 b).

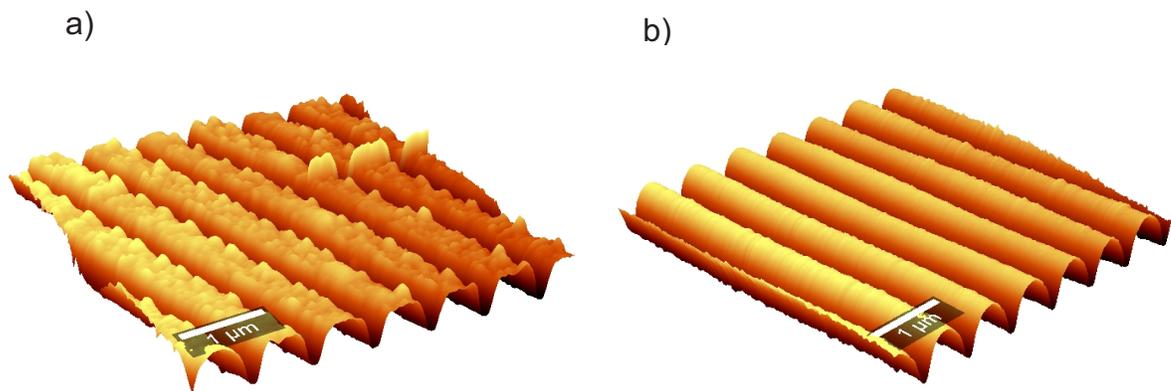


Figura 27. Perfiles 3D de rejillas a partir de un DVD obtenidas por medio del AFM (atomic force microscope). a) rejilla fabricada con inmersión manual en mezcla solvente b) rejilla fabricada mediante inmersión de mezcla solvente en ultrasonido.

De igual manera se realizó la caracterización por el método de difracción para las rejillas fabricadas con fotresina shipley S1805 y S1813, midiendo la intensidad con un detector de silicio del haz incidente y posteriormente del haz difractado al iluminar las muestras con un láser de He-Ne ($\lambda = 632.8nm$).

Para las rejillas S1813 se obtuvo la información mostrada en las gráficas presentadas en la figura 28.

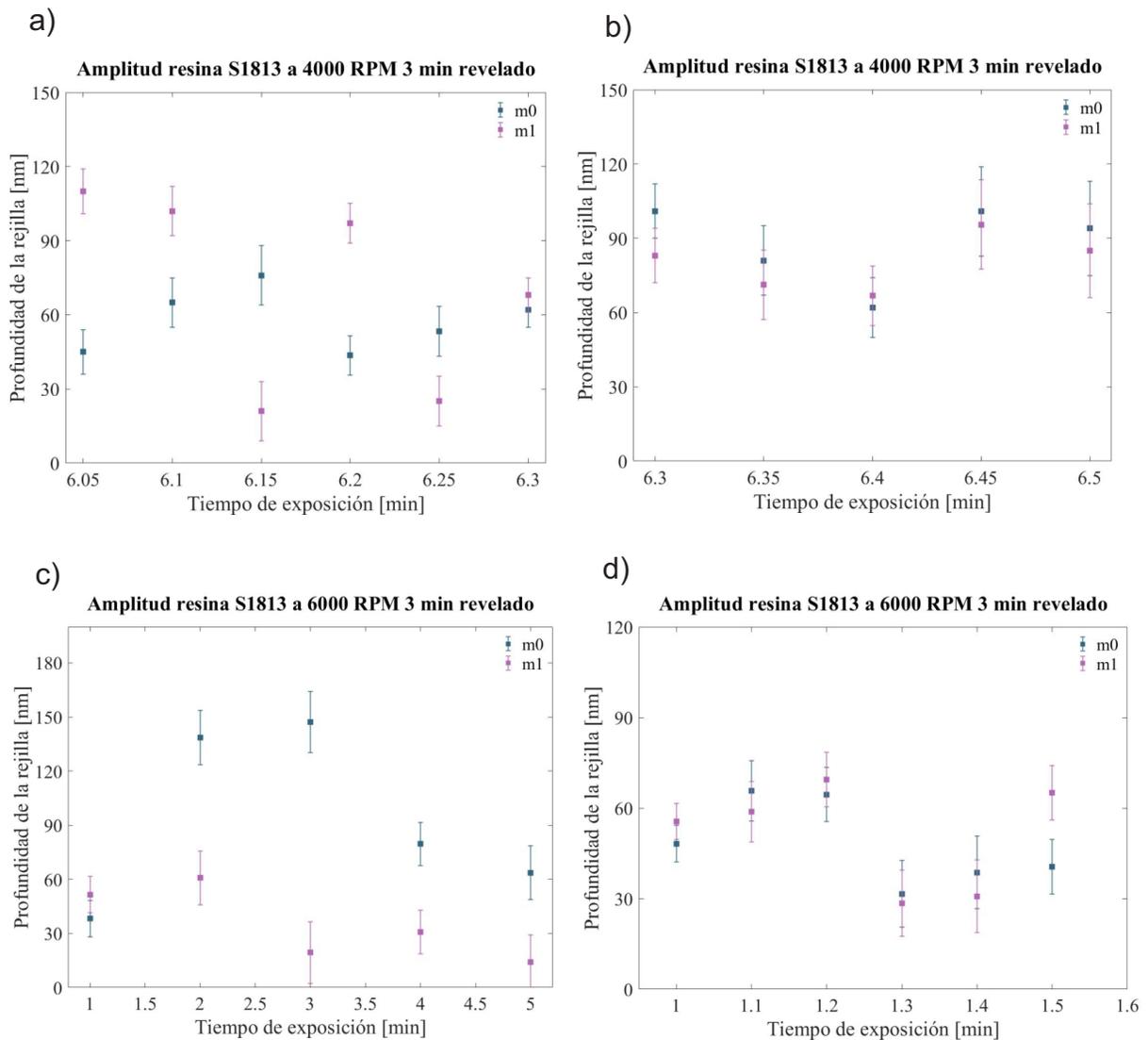


Figura 28. Estimación de la profundidad de las rejillas fabricadas con fotorresina Shipley S1813 por método de difracción. a) y b) estimación de profundidad de rejillas fabricadas a 4000 RPM con 3 min. de revelado a diferentes tiempos de exposición. c) y d) estimación de profundidad de rejillas fabricadas a 6000 RPM con 3 min. de revelado a diferentes tiempos de exposición.

Se observó que las rejillas fabricadas con fotorresina S1813, veasé figura 28, necesitan diferentes tiempos de exposición dependiendo de las RPM (revoluciones por minuto) con que fue depositada la fotorresina sobre el vidrio portaobjeto.

Para las rejillas fabricadas con 4000 RPM, el tiempo de exposición para obtener rejillas con perfil sinusoidal fue en el intervalo de 6.3 a 6.5 minutos, veasé figura 28 b); para rejillas fabricadas con fotorresina S1813 a 6000 RPM el tiempo de exposición fue inferior, figura 25 d), obteniendo el perfil sinusoidal en el intervalo de 1 a 1.5 minutos de exposición.

Con respecto a la estimación de la profundidad de las rejillas S1805, se obtuvieron las gráficas presentadas en la figura 29.

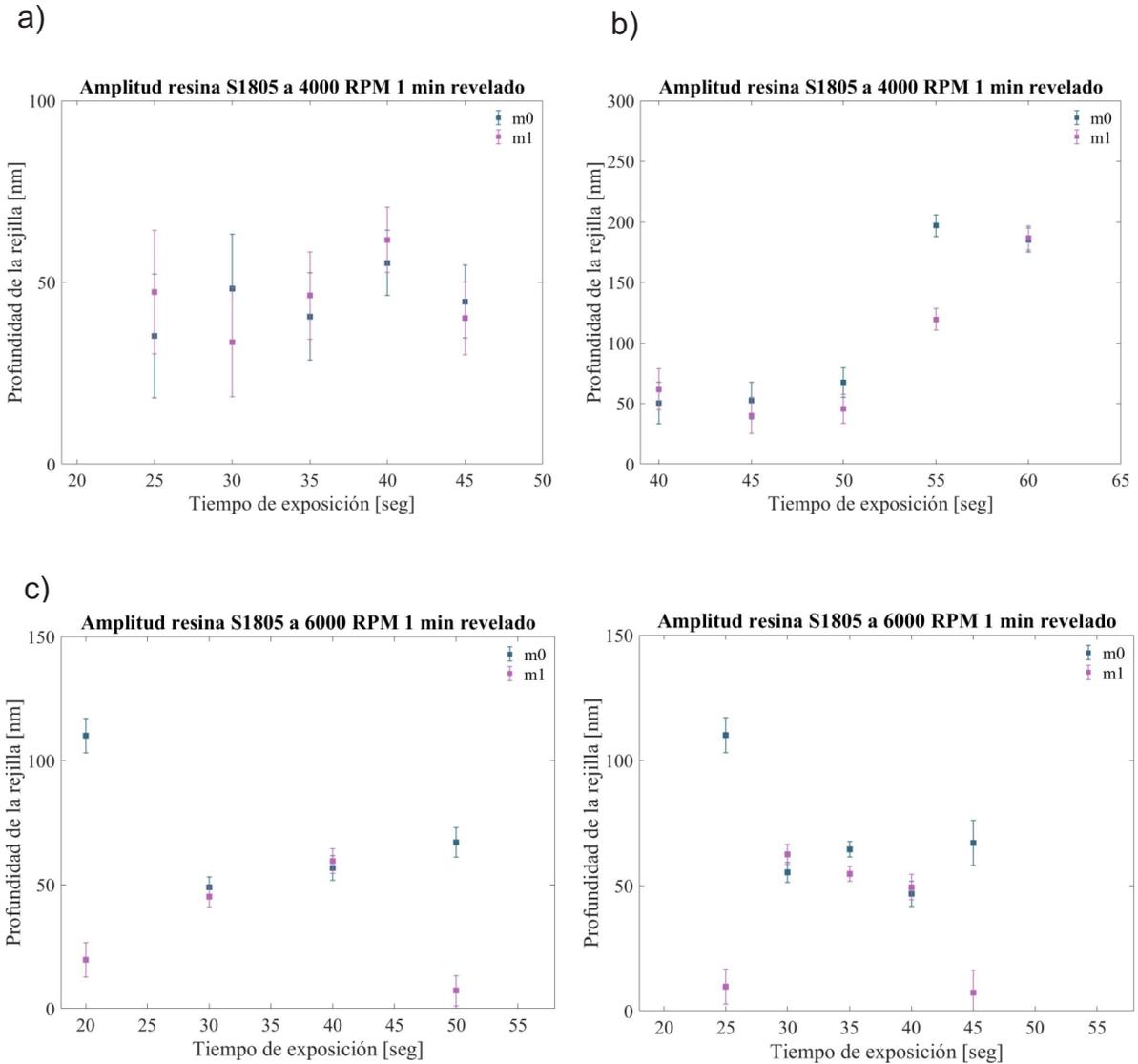


Figura 29. Estimación de la profundidad de las rejillas fabricadas con fotorresina Shipley S1805 por método de difracción. a) y b) estimación de profundidad de rejillas fabricadas a 4000 RMP con 3 min. de revelado a diferentes tiempos de exposición. c) y d) estimación de profundidad de rejillas fabricadas a 6000 RMP con 3 min. de revelado a diferentes tiempos de exposición.

En las figuras 29 a) y b) se observa que, en las rejillas fabricadas con 4000 RPM, en el rango de 35 segundos hasta los 50 segundos de exposición comienza a definirse un perfil más sinusoidal, que se caracteriza por un acercamiento en los valores de las amplitudes obtenidas. Para rejillas fabricadas con fotorresina S1805 a 6000 RPM, el

tiempo de exposición fue inferior, figura 29 d), obteniendo el perfil sinusoidal en el intervalo de 30 a 40 segundos de exposición.

Nótese que en primera instancia se realizan pruebas en la fabricación con intervalos de tiempo de exposición más largos, después en donde se aprecie una tendencia sinusoidal, se realizan pruebas con intervalos más cortos en los tiempos de exposición.

Se concluyó también, que las rejillas fabricadas con fotorresina S1805 necesitan diferentes tiempos de exposición dependiendo de las RPM con que fue depositada la fotorresina sobre el vidrio portaobjeto; mientras el número de RPM se incrementa durante el depósito de fotorresina, el tiempo de exposición disminuye. Esto implica que mientras más delgada sea la capa de resina, se necesita menos tiempo de exposición. A diferencia de la fotorresina S1813 la fotorresina S1805 es menos densa en su composición y los tiempos de exposición que maneja son inferiores.

La altura para los órdenes cero y uno, debería de ser la misma para perfiles sinusoidales, sin embargo, siempre se tiene una desviación estándar en las mediciones individuales, esto puede atribuirse a que los perfiles de todas las rejillas fabricadas no son completamente sinusoidales, como se supuso en la teoría para las rejillas de DVD y de fotorresina.

De la misma manera que en las rejillas fabricadas a partir de un DVD, en la fabricación de las rejillas de fotorresina Shipley se propuso implementar un cambio en el proceso, sumergiendo las muestras en el revelador utilizando el ultrasonido para lograr un revelado uniforme en la superficie de la rejilla, esto mejoro significativamente los resultados en la fabricación.

3.8. Resonancia plasmónica en rejilla sinusoidal fabricada

En este apartado se presenta una característica más de las rejillas fabricadas; la excitación del plasmón polaritón superficial (PPS) sobre la superficie de las mismas, mediante el depósito de una capa de oro.

En su forma más simple, un PPS es una excitación electromagnética que se pro-

paga en forma de onda a lo largo de la interfaz plana entre un metal y un medio dieléctrico, a menudo vacío, cuya amplitud decae exponencialmente al aumentar la distancia en cada medio desde la interfaz (Raether, 1988). Por lo tanto, un PPS es una onda electromagnética de superficie, cuyo campo electromagnético está confinado a las proximidades de la interfaz dieléctrico-metal. Este confinamiento del campo resulta en una extraordinaria sensibilidad del PPS al estado de la superficie.

Se han reportado comparaciones experimentales directas de la sensibilidad y la figura de mérito de diferentes sensores basados en plasmones polaritones superficiales en capas de metal y en ondas de superficie de Bloch en cristales fotónicos unidimensionales donde los experimentos demostraron cifras de valores similares de resonancia (Sinibaldi *et al.*, 2012) .

En el caso de una interfaz plana entre un dieléctrico y un metal, el número de onda del PPS k_p presenta la siguiente forma:

$$k_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_v \epsilon_m}{\epsilon_v + \epsilon_m}}. \quad (85)$$

A esta relación se le conoce como la relación de dispersión del plasmón superficial para un metal semi-infinito. Establece la relación entre el vector k_p , y la frecuencia de la onda ω del plasmon superficial propagándose en la interfaz entre los medios $\epsilon_v \epsilon_m$.

Para realizar la excitación de PPS por medio de luz en una interfaz metal-dieléctrico se requiere, además de una adecuada polarización e igualación de la frecuencia de la luz con la de los PPS, el emparejamiento del vector de onda de la luz incidente con el vector de onda de los PPS.

$$k_p = k_i \sin \theta_i \pm n \frac{2\pi}{T}. \quad (86)$$

La radiación incidente no puede acoplarse directamente al PPS, porque, como puede verse en la ecuación 86, $k_p > k_i$, donde k_i es el número de onda de la luz incidente igual a w/c , donde w es la frecuencia de la luz y c la velocidad de la luz en el vacío.

Existen diferentes métodos de empataamiento para excitar el PPS: la geometría de Kretschmann, la geometría de Kretschmann de dos capas, la geometría de Otto, la excitación con una sonda SNOM, la difracción en las características de la superficie y la difracción en una rejilla (V. Zayats y Maradudin, 2005).

La difracción en una estructura periódica proporciona la conservación del vector de onda y el acoplamiento a PPS.

Al incidir luz en una rejilla metálica con periodo T , a un ángulo θ , se puede lograr el acoplamiento luz-plasmón superficial, vía el vector recíproco proporcionado por la rejilla, es decir:

$$\frac{\omega}{c} \sin\theta_0 \pm m \frac{2\pi}{T} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_v \epsilon_m}{\epsilon_v + \epsilon_m}} = k_{ps}, \quad (87)$$

aquí el primer término describe el vector de onda del haz incidente en la rejilla, donde T es el periodo de la rejilla en este caso de 740 nm, θ_0 es el ángulo de incidencia a 34° y m es un número entero que se denomina el orden de difracción, ω es la frecuencia de la luz incidente, ϵ_m es la constante dieléctrica del oro y ϵ_v la constante dieléctrica del aire.

Una forma de verificar si las rejillas fabricadas podrían servir de base en la construcción de un cristal fotónico se observó si era posible la excitación de un plasmón superficial en una de ellas.

Se tomó una rejilla fabricada con fotorresina Shipley S1805 y se le depositó una capa de oro, por el método conocido como "Sputtering". El depósito se realizó durante 50 segundos, para formar una capa de oro con grosor de 50 nm.

3.9. Descripción de arreglos experimentales

Para poder medir la caída de la intensidad de la luz en reflexión se hizo incidir luz blanca con polarización p sobre la rejilla metálica, a un ángulo de 34°, este ángulo

había sido calculado previamente mediante COMSOL para el cristal fotónico modelado inicialmente, en el cual ocurre una caída de la reflectancia.

En el arreglo experimental, veasé figura 30, se empleó una fuente de luz halógeno (Mikropack, HL-2000), fibras ópticas con transmisión de 400 nm a UV visible, un porta muestras y un espectrómetro portátil (Ocean Optics Inc, USB4000) con rango de sensibilidad de 400 nm a UV visible conectado a una computadora con el software SpectraSuite.

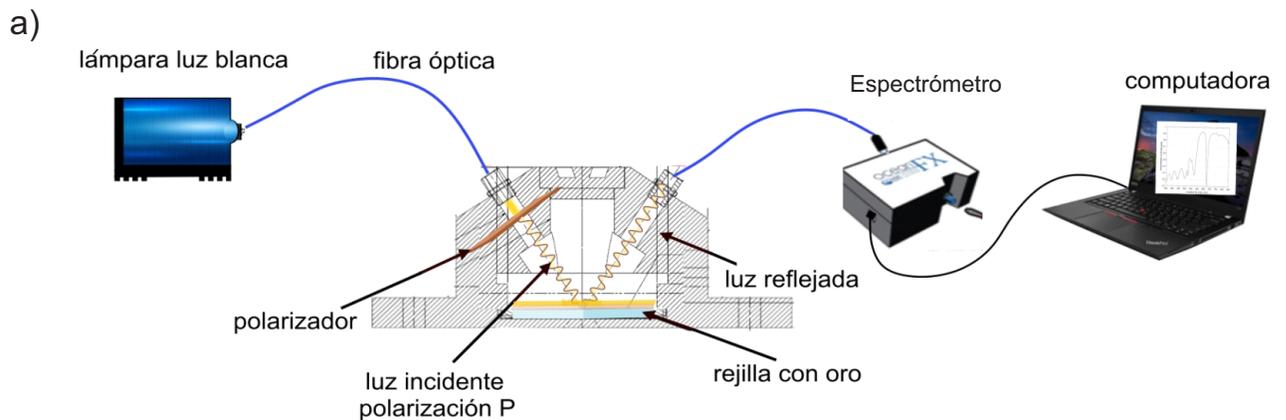


Figura 30. Arreglo experimental para medir la intensidad en reflexión.

El porta muestras fue diseñado por medio del software CAD 3D Autodesk Inventor, el cual permite colocar la muestra en un soporte para su iluminación y mantener las fibras ópticas fijas en el ángulo de incidencia θ_0 , aislando la luz exterior, como puede observarse en la figura 31. Este dispositivo permite la colocación de un polarizador, orientado para obtener polarización p, de manera perpendicular al haz incidente, mediante una compuerta lateral.

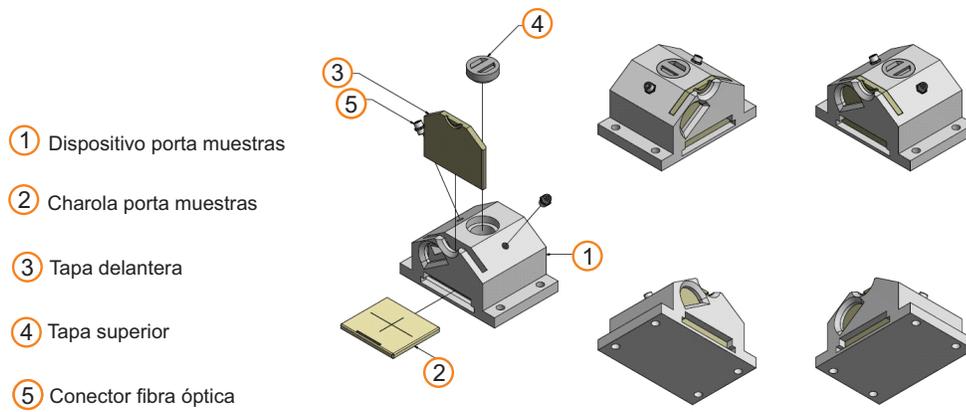


Figura 31. Diseño de porta muestras en diferentes perspectivas diseñado en Autodesk Inventor.

Para medir la eficiencia de acoplamiento de luz-plasmon superficial en la rejilla, se realiza el análisis de la curva experimental de reflectancia del metal, figura 32.

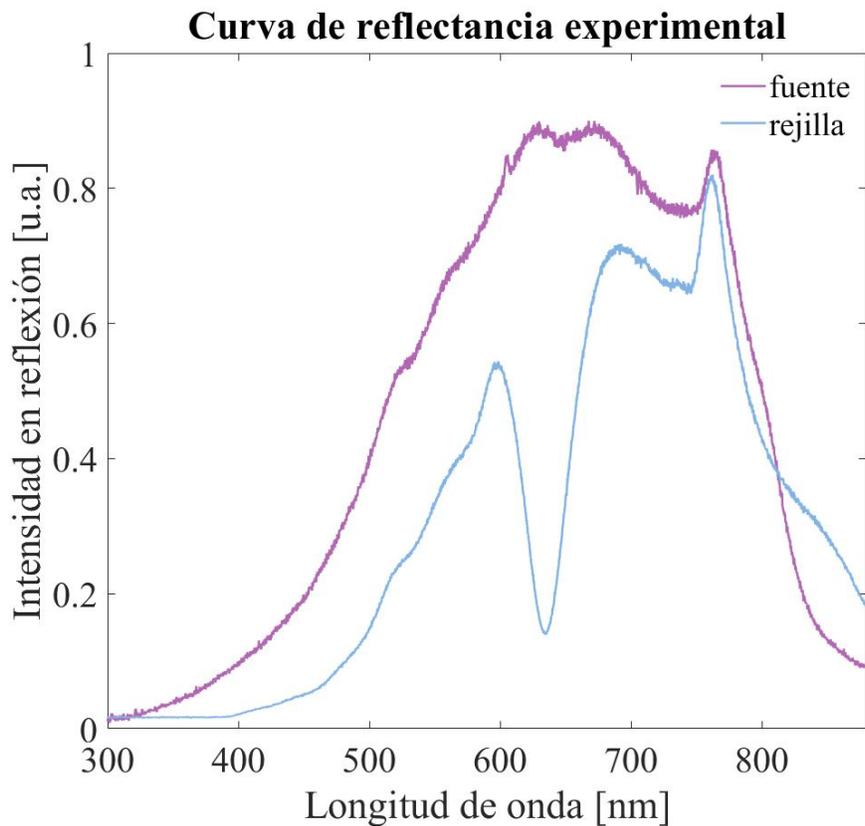


Figura 32. Línea azul: espectro de reflectancia de luz blanca sobre una rejilla con periodo de 740nm, amplitud de 80nm, con capa de oro de 50 nm. Se iluminación por un haz gaussiano con polarización p en un ángulo de incidencia 34° en aire. Línea violeta: espectro de intensidad en reflexión de la fuente de luz blanca sobre espejo de oro.

La figura 32 nos muestra que existe una eficiencia de acoplamiento en la longitud de onda de 634 nm, concluyendo que las rejillas sinusoidales fabricadas en fotorresina pueden excitar plasmones de superficie.

3.9.1. Estimación angular de intensidad en reflexión en el cristal fotónico

Para medir la intensidad en reflexión esparcida por el cristal fotónico de manera angular se utilizó un esparcímetero con el cual se pueden realizar mediciones de intensidad en reflexión del orden cero en función del ángulo de incidencia.

El esparcímetero está compuesto por dos motores a pasos los cuales mueven cada uno un brazo independiente de manera angular como se muestra en la figura 33. Uno de estos motores controla la posición del ángulo de incidencia y el otro la posición de detección.

Estos motores son controlados mediante un sistema de control con una interfaz programada en LabView, por medio de una computadora, en la cual se controlan diferentes parámetros como lo son el ángulo de incidencia, el ángulo de detección, el tiempo de integración en el detector, así como también la sensibilidad.

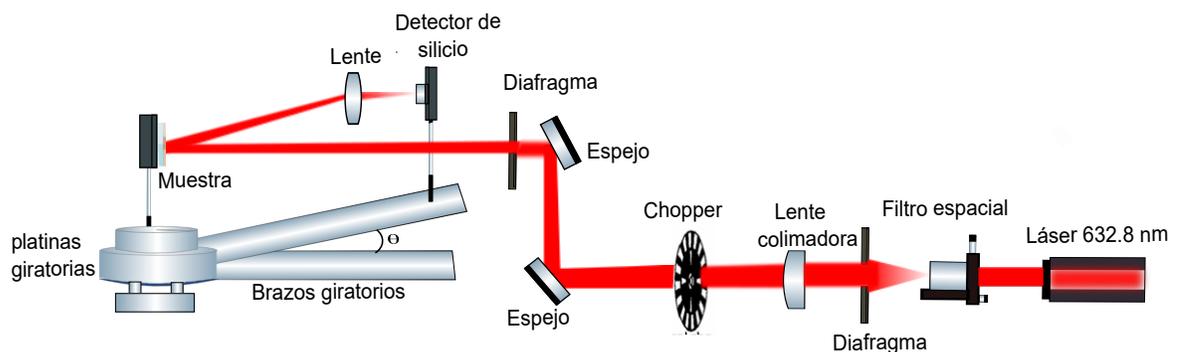


Figura 33. Arreglo experimental para medición de intensidad en reflexión mediante esparcímetero

Para la iluminación se utilizó un láser de He-Ne que emite luz con longitud de on-

da de 632.8 nm, el haz pasa por un filtro espacial, obteniendo una distribución de intensidad gaussiana más limpia y uniforme.

El frente de onda esférico que emerge del filtro espacial es delimitado por un diafragma, y una lente colimadora la cual se coloca a una distancia tal, que el haz sea enfocado en la segunda lente ubicada antes del detector; esta segunda lente enfoca el haz nuevamente en el detector.

Para reducir el ruido en las mediciones, la señal detectada fue procesada utilizando técnicas de amarre de fase. Se empleó un obturador de haz o “chopper” y un amplificador “Lock-in” en el sistema de iluminación y detección. Adicionalmente, se conectó el amplificador “Lock-in” a una computadora utilizando una tarjeta GPIB para la adquisición de datos.

El sistema de detección fue colocado de manera que se pudiera medir la intensidad en reflexión realizando un barrido en diferentes ángulos de incidencia, el sistema de detección está compuesto por un diafragma, una lente y un detector de silicio Thor-Labs PDA36A como se muestra en la figura 33.

Capítulo 4. Resultados y discusiones

En este capítulo se describen los resultados obtenidos mediante el modelado teórico para la reflectividad de un cristal fotónico, apoyándonos en el método matemático de la matriz característica utilizando MATLAB, así como el método de diferencias finitas (MDF), con el programa COMSOL. El modelado se realizó para observar la dependencia en la respuesta óptica a la modificación de diferentes parámetros en la construcción del cristal, como lo son: la amplitud y el periodo de la rejilla que sirve de base en la construcción del mismo.

Se presentan los resultados estructurales del cristal fotónico obtenidos a partir del depósito de las 9 capas por medio del método de evaporación térmica con cañón de electrones para los diferentes materiales utilizados en su base como son: DVD comercial marca Sony, resina Shipley, silicón, resina Clear Cast y PDMS.

Se presentan también los resultados experimentales obtenidos mediante las mediciones de reflectividad en el cristal fotónico; estos resultados fueron comparados con los resultados obtenidos teóricamente.

4.1. Simulaciones numéricas del cristal fotónico

Este trabajo de tesis comenzó con el modelado de un cristal fotónico con multicapas planas de dieléctrico, utilizando los parámetros presentados en la figura 21, éstos fueron utilizados por recomendación del Dr. Francisco Villa Villa por su amplia experiencia trabajando con cristales fotónicos, y la colaboración que tiene en nuestro grupo de investigación.

En la figura 34 se muestra la estructura de bandas de un cristal fotónico 1D, utilizando el formalismo de la matriz característica de propagación de la luz en un sistema multicapas presentado en el capítulo 2, y aplicando la ecuación 76. El método de la matriz característica es un formalismo que utiliza un método matricial de propagación

de la luz a través de sistemas multicapas, donde cada película delgada se puede asociar a una matriz de 2×2 que es función de los parámetros de la j -ésima película y la frecuencia. Se realizó el cálculo para un cristal fotónico con un periodo compuesto por dos capas dieléctricas planas, de TiO_2 y SiO_2 con índices de refracción $n_{H2} = 2.37$ y $n_{H1} = 1.46$ y con espesores de $d_{H2} = 77.8\text{nm}$ y $d_{H1} = 126.2\text{nm}$, respectivamente, como se muestra en la figura 18. En este diagrama de dispersión se utilizó la constante de normalización para el periodo del cristal $\Lambda = H1 + H2$, donde $H1$ y $H2$ son los espesores de las capas mencionados anteriormente y las unidades reducidas en frecuencia $\bar{\omega} = \omega\Lambda/2\pi c$ y vector de onda $\bar{\beta} = \beta\Lambda/2\pi$ donde .

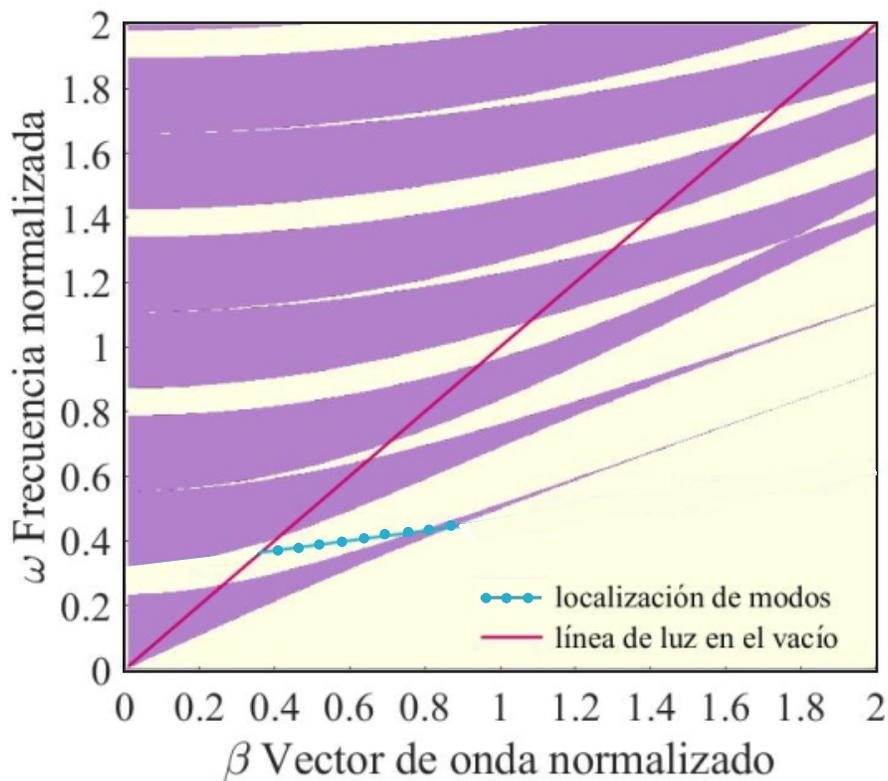


Figura 34. Estructura de bandas de un cristal fotónico 1D bajo polarización s. Las bandas permitidas se indican mediante las regiones sombreadas y las bandas prohibidas mediante los espacios de bandas con color beige. La línea roja indica la dispersión en el vacío. La línea azul muestra la localización de la onda superficial de Bloch

En la figura 34 podemos observar que una onda superficial puede ser localizada debajo de la línea de luz en el vacío y dentro de una banda prohibida (zonas oscuras) para poder existir.

Las simulaciones numéricas referentes a las propiedades ópticas del cristal fotónico estudiado en esta tesis se realizaron mediante el programa COMSOL, el cual utiliza el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD, por sus siglas en inglés), este método numérico es ampliamente utilizado para resolver problemas electromagnéticos.

En la figura 35 se presenta el cálculo teórico de reflexión, transmisión y absorción para un cristal fotónico modelado con un perfil sinusoidal con amplitud de 50 nm en su base y periodo de 740 nm, las dimensiones de las capas superiores con los parámetros utilizados en el diagrama de dispersión mostrado en la figura 31. La iluminación se realizó en un rango de longitud de onda de 600 a 700 nm, con un barrido en el ángulo de iluminación de 0 a 90 grados, esto con el fin de encontrar cual es el ángulo de incidencia donde se encontrará la resonancia para una longitud de onda 633 nm.

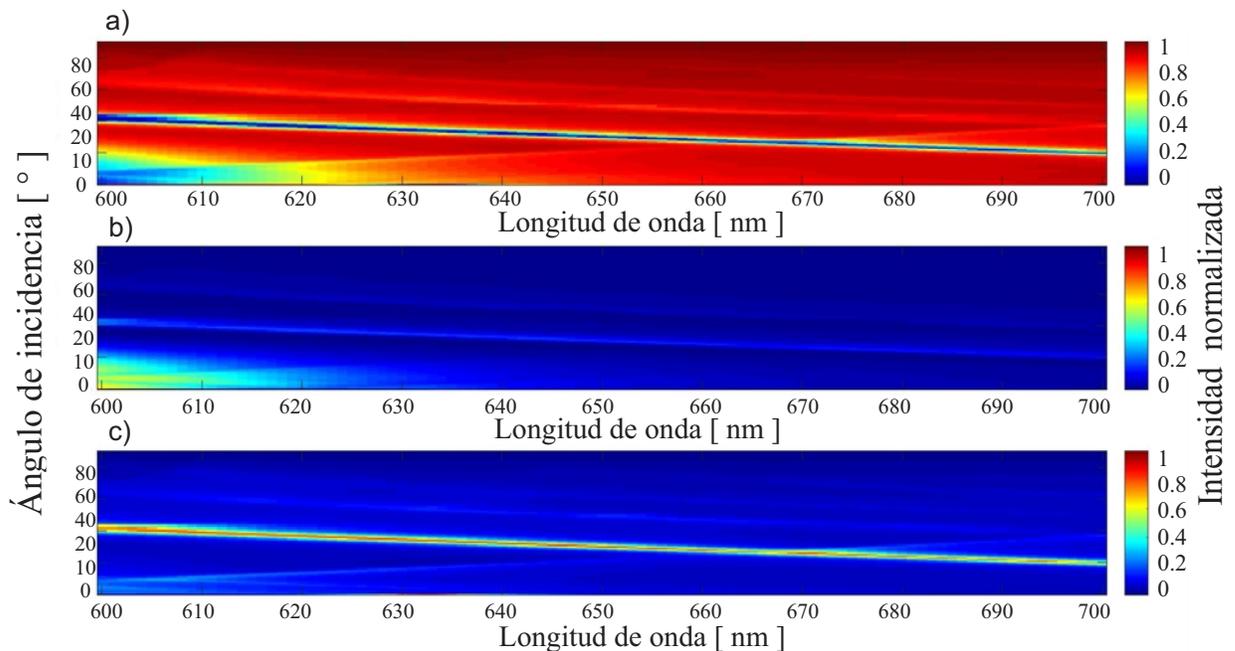


Figura 35. Mapas de color de intensidad para un cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base con 50 nm de amplitud y periodo de 740nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8\text{nm}$ y $H1 = 126.2\text{nm}$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48\text{nm}$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. a) reflectancia b) transmitancia c) absorción. Iluminación por una onda plana con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s en un barrido angular de 0 a 90 grados en aire.

En la figura 35 a) se muestra la reflectancia del cristal fotónico en función de la

longitud de onda y del ángulo de incidencia, se puede observar una línea diagonal color azul oscuro, la cual representa una caída de intensidad en la reflectividad para ciertos ángulos y para ciertas longitudes de onda. Si se traza una línea vertical desde la longitud de onda de 633 nm, hasta la región de la diagonal (color azul marino), el ángulo que le corresponde es de 34 grados, donde la intensidad de campo es mínima.

Esto se puede comprobar en la figura 35 c), la cual describe la absorción en el material, ya que, si se traza la misma línea vertical a la altura de la longitud de onda de 633 nm, podemos observar que en el cruce de esta línea a 34 grados existe un incremento de intensidad descrito por la línea diagonal en color rojo con amarillo, el cual coincide con la caída de intensidad en la reflectividad para el mismo ángulo en la figura 35 a).

En la figura 35 b) se describe la trasmisión del campo eléctrico a través del cristal fotónico. Se puede observar en general un color azul en toda la figura, pero si observamos con detenimiento se logra apreciar una línea diagonal que atraviesa toda la figura con un color azul más tenue, lo cual indica que, iluminando con esos ángulos, una mínima cantidad del campo se transmite a través del material.

En conclusión, podemos decir que casi la totalidad del campo incidente es reflejado o se encuentra localizado en el material, y la cantidad del campo que se transmite es mínima.

Para reforzar esta idea, en la figura 36 se presenta el cálculo teórico de la reflectividad para un cristal fotónico con los parámetros mencionados anteriormente, para un ángulo de incidencia de 34 grados, realizando un barrido en un rango de longitud de onda de 600 a 700 nm, esto para corroborar que efectivamente, iluminando a este ángulo existe una caída de la reflectividad en la longitud de onda de 633 nm, y observar cómo es la distribución del campo eléctrico dentro de la estructura del cristal fotónico.

En la figura 36 a) se puede verificar que, existe una caída pronunciada en la reflectividad en la longitud de onda de 632.8 nm iluminando a 34 grados, en este valle la caída de intensidad en la reflectividad describe un ancho pequeño y profundo, características de una geometría óptima en el modelado de un cristal fotónico. En la figura 36 b) podemos observar que la intensidad del campo se encuentra confinada en la capa superior de la estructura, podemos inferir entonces que el modelado realizado

con estos parámetros es correcto ya que se tiene una onda superficial de Bloch en la interfaz del cristal fotónico.

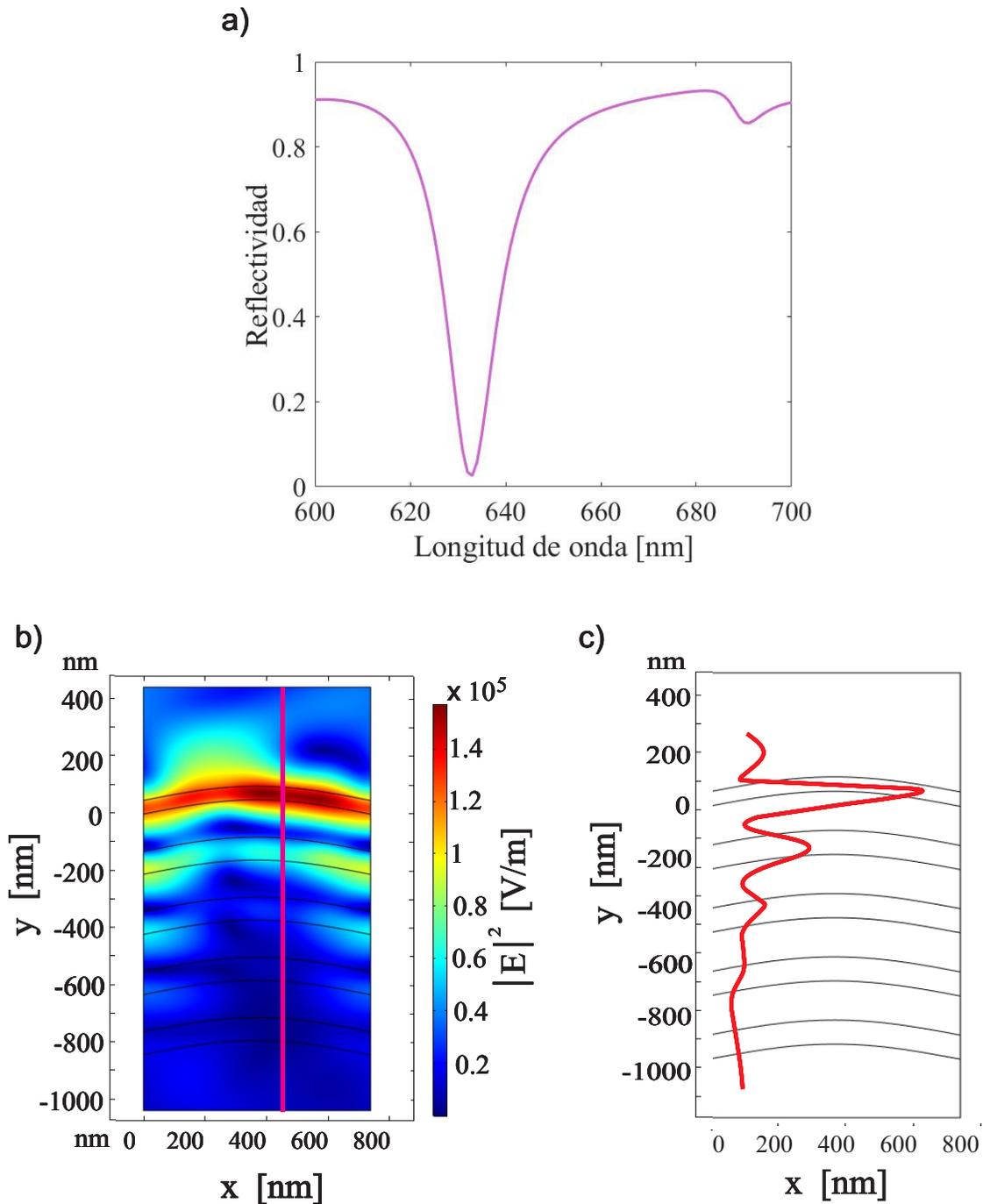


Figura 36. Cálculo de reflectividad para un cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base con 50 nm de amplitud y periodo de 740nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8nm$ y $H1 = 126.2nm$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48nm$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. Iluminación por una onda plana con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s, a un ángulo de incidencia de 34 grados. a) Reflectividad en función de la longitud de onda. b) Corte transversal de la estructura con vista frontal de la distribución del campo eléctrico por medio de mapa de color. c) Perfil de la intensidad del campo eléctrico a partir del corte transversal de la estructura.

La figura 36 b) se muestra, mediante el color rojo intenso, la distribución de campo eléctrico entre las películas de cristal fotónico, aunado a esto, en la figura 36 c) se muestra el perfil del campo con una forma exponencial que decae. Esta es la principal característica que define a una onda superficial de Bloch (Meade *et al.*, 1991). De esta forma se verifica que el ángulo óptimo de incidencia en la iluminación es de 34 grados.

En la figura 37 se presenta el comportamiento de la reflectancia de un cristal fotónico modelado con diferentes valores de periodo en la rejilla sinusoidal que tiene de base en su construcción.

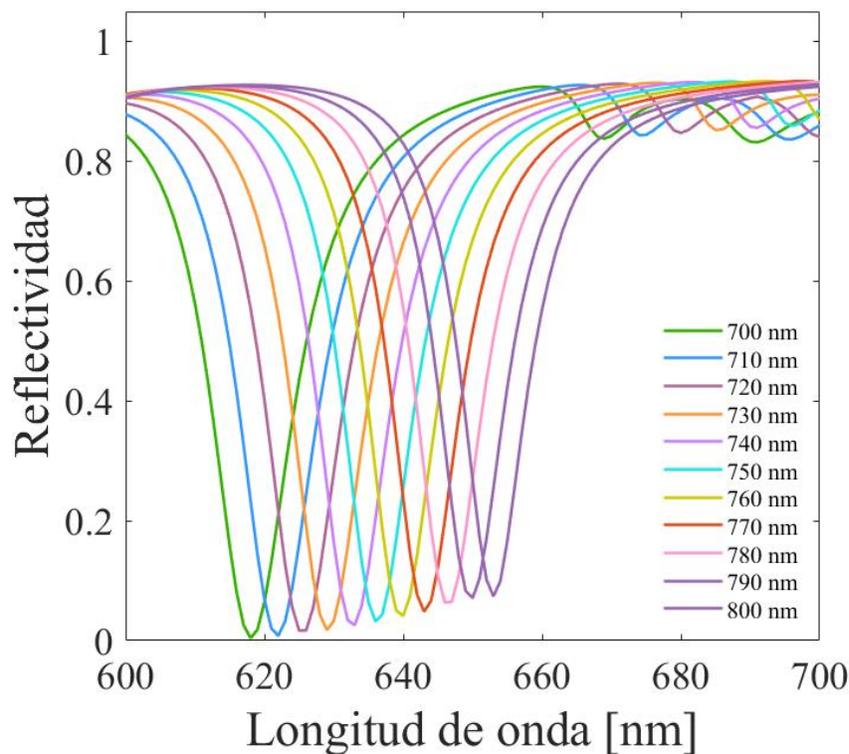


Figura 37. Espectros de reflectancia de un cristal fotónico con perfil sinusoidal con diferentes valores de periodo en su base y amplitud de 50 nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8\text{nm}$ y $H1 = 126.2\text{nm}$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48\text{nm}$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. Iluminación por una onda plana con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s.

En la figura 37 se puede observar que existe una fuerte dependencia de la excitación del modo en alguna longitud de onda específica con respecto al valor del periodo, se observa que existe corrimiento espectral hacia el rojo a medida que aumenta el valor del mismo. La profundidad del valle muestra una débil dependencia del valor del periodo en la base sinusoidal.

En la figura 38 se presenta el comportamiento de reflectividad de un cristal fotónico modelado con diferentes valores de amplitud en la rejilla sinusoidal que tiene de base en su construcción.

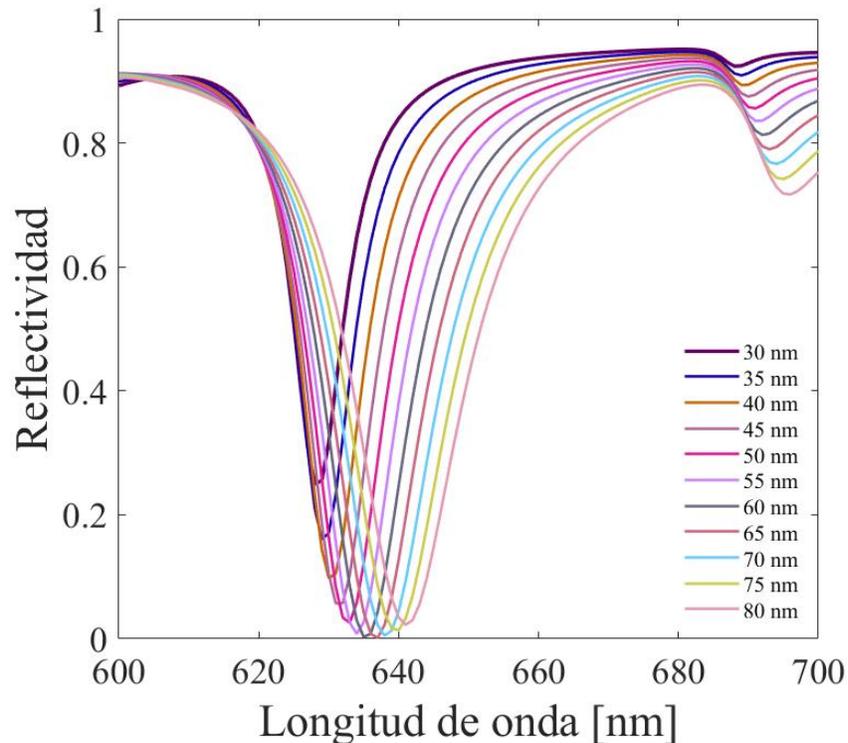


Figura 38. Espectros de reflectividad de un cristal fotónico con perfil sinusoidal con diferentes valores de amplitud de 30 a 80 nm en su base y periodo de 740nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8nm$ y $H1 = 126.2nm$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48nm$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. Iluminación con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s, a un ángulo de incidencia de 34 grados.

En la figura 38, se observa que el valor de la caída de la reflectividad en cada mínimo es proporcional al aumento en la amplitud del perfil sinusoidal en el rango de 30 a 65nm, a partir de los 65 nm en la amplitud y hasta los 80 nm la caída en la reflectividad comienza a disminuir. Se observa que existe una dependencia de la profundidad del valle en la caída de la reflectividad con respecto al valor de la amplitud de la rejilla sinusoidal.

Se considera que la geometría de un cristal fotónico es óptima cuando el valle correspondiente a la OSB (onda superficial de Bloch) tiene un ancho pequeño y es profundo. A partir de esta simulación se consideró que la amplitud óptima para la

construcción de las rejillas sinusoidales que servirán de base del cristal fotónico están el rango de 45 y 80 nm.

El factor de truncamiento en la periodicidad de un cristal fotónico, que en este caso es cambio en el grosor de la capa superior, es un parámetro importante en el modelado del cristal fotónico, ya que cuando se rompe la periodicidad, se induce en esta zona (la capa superior), la localización del campo electromagnético asociado a la OSB, permitiendo el confinamiento o guiado de modos de luz altamente localizados.

En la figura 39 se presenta el comportamiento de la reflectividad de un cristal fotónico modelado con diferentes valores de grosor de la última capa en la construcción del cristal fotónico.

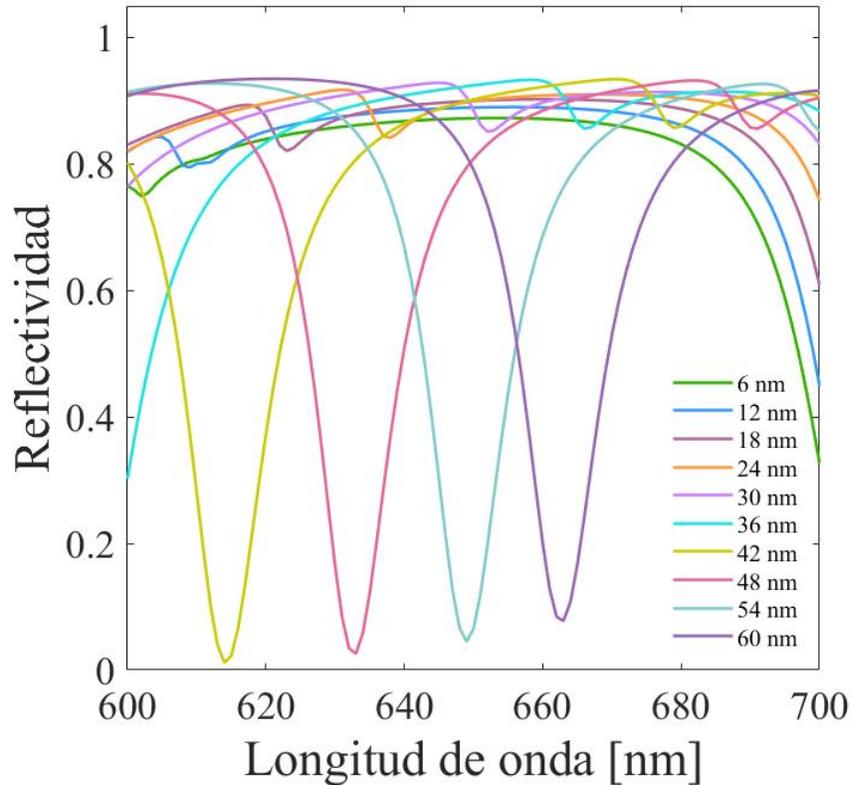


Figura 39. Espectros de reflectancia en cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base, periodo de 740nm y amplitud de 50 nm, para grosores en la capa superior de 5 a 50 nm. Iluminación con longitud de onda en el rango de 600 a 700 nm con polarización s, a un ángulo de incidencia de 34 grados.

En la figura 39 se puede observar que existe un movimiento en la caída de intensidad en reflexión dependiendo del grosor de la capa superior del cristal fotónico. Para

un grosor de 48 nm tenemos que una caída alrededor de los 632 nm que es la longitud de onda de interés.

4.2. Resultados experimentales del cristal fotónico

En la figura 40 se presentan fotografías de los cristales fotónicos fabricados. Se observó que ciertos materiales presentaron alteraciones en la superficie, después del depósito de las 9 capas por medio del método de evaporación térmica con cañón de electrones, como se puede apreciar en la figura 40 c) y d).

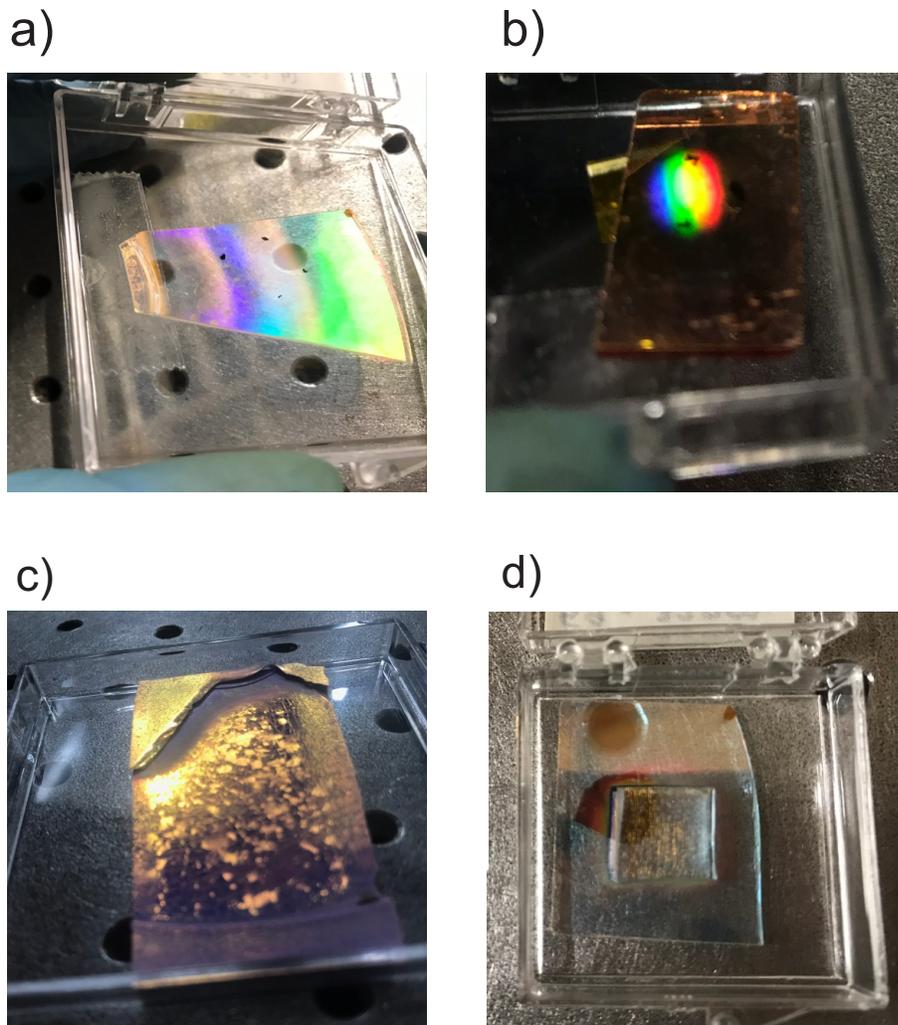


Figura 40. Fotografías de los cristales fotónicos fabricados con diferentes materiales en sus bases, a) base sinusoidal a partir de un DVD comercial marca Sony, b) base sinusoidal fabricada por medio de fotolitografía con resina marca Shipley, c) base sinusoidal fabricada con silicón, d) base sinusoidal fabricada con PDMS.

En las imágenes presentadas en la figura 40 a) y b) se presentan los cristales fotónicos fabricados a partir de un DVD y con resina Shipley en su base sinusoidal respectivamente, estos describen una buena difracción de la luz a simple vista, también se puede apreciar que la superficie de los materiales no presenta deformaciones. Las figuras 40 c) y d) con base de silicón y PDMS respectivamente, presentan cuarteaduras en su superficie y no es posible observar difracción en las muestras. Estas irregularidades en su superficie pueden ser resultado de que, durante el proceso de depósito de las capas el material se expande, posteriormente al terminarse el proceso este se enfría, de manera que se contrae nuevamente y esto produce agrietamientos en su superficie.

En la figura 41 se muestra el espectro de reflexión medido experimentalmente en comparación con los resultados teóricos obtenidos por medio de la matriz característica en MATLAB y diferencias finitas en COMSOL. La medición se realizó utilizando el diagrama experimental mostrado en la figura 30, con polarización s. El cristal fotónico 1D está compuesto por cuatro periodos de dos capas dieléctricas planas, de TiO₂ y SiO₂ con índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$ y con espesores de $dH2 = 77.8nm$ y $dH1 = 126.2nm$, y una capa adicional de TiO₂ de 48 nm.

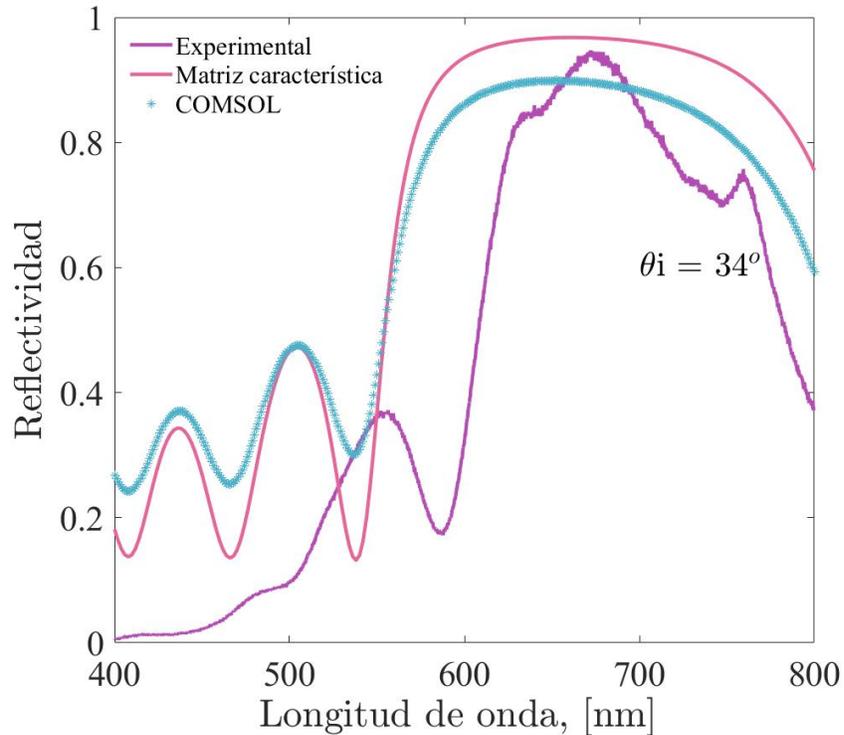


Figura 41. Espectros de reflexión teórica en comparación con datos experimentales en cristal fotónico fabricado con películas de dieléctrico planas depositadas sobre vidrio, iluminación con una fuente de luz blanca con un ángulo de incidencia de 34 grados. Línea violeta: medición experimental, línea azul: espectro de reflectancia obtenido por el método de diferencias finitas, línea rosa: espectro de reflectancia obtenido en por el método de matriz característica.

En la figura 41, se puede apreciar que existe discrepancia en los espectros de reflectividad obtenidos mediante el modelado teórico para un cristal fotónico compuesto por multicapas planas y el obtenido mediante la medición experimental, ya que en el cristal modelado se presenta dos valles, en la longitud de onda de 448 nm y 526 nm, mientras que en la medición experimental solo se aprecia un valle en 586 nm, en este caso no se puede tener en cuenta los errores en la fabricación del perfil sinusoidal ya que la medición es sobre un cristal fotónico de películas dieléctricas planas. Se puede inferir que los parámetros reportados en la fabricación no corresponden a los parámetros de las muestras.

A pesar de que los mínimos teóricos se encuentran localizados en una posición espectral diferente al mínimo medido experimentalmente, se puede observar que la profundidad del mínimo calculado con el método de la matriz característica es cercano al valor de la profundidad del mínimo medido experimentalmente.

Para cada uno de los cristales fotónicos fabricados se realizaron mediciones de reflectividad, iluminando las muestras con un laser He-Ne con longitud de onda de 632.8 nm en barrido angular de 0 a 90 grados mediante el arreglo experimental mostrado en la figura 33. Para las siguientes gráficas mostradas en la figura 42, se seleccionó una muestra de cristal fotónico de cada material en su base (resina Shipley S1805, S1813 y DVD) considerando el ancho y profundidad de los valles medidos para cada uno.

El cristal fotónico fabricado a partir de un DVD comercial presentaba una buena difracción en su superficie a simple vista, pero al intentar medir la reflectividad con el esparcímetero y el haz enfocado en el detector se observó que al realizar el barrido angular el haz se desenfocaba, esto debido a que la muestra no tenía una superficie uniforme, de manera que podemos concluir que, desafortunadamente durante el proceso de depósito de las capas, el polímero del DVD se vio afectado por la temperatura, imposibilitando la fabricación final de un cristal fotónico basado en ondas de superficie de Bloch.

En la figura 42 a) y b) se presentan los espectros en reflexión, medidos experimentalmente de los cristales fotónicos con base sinusoidal fabricada con resina Shipley en comparación con un cristal fotónico construido con capas dieléctricas planas de las mismas dimensiones.

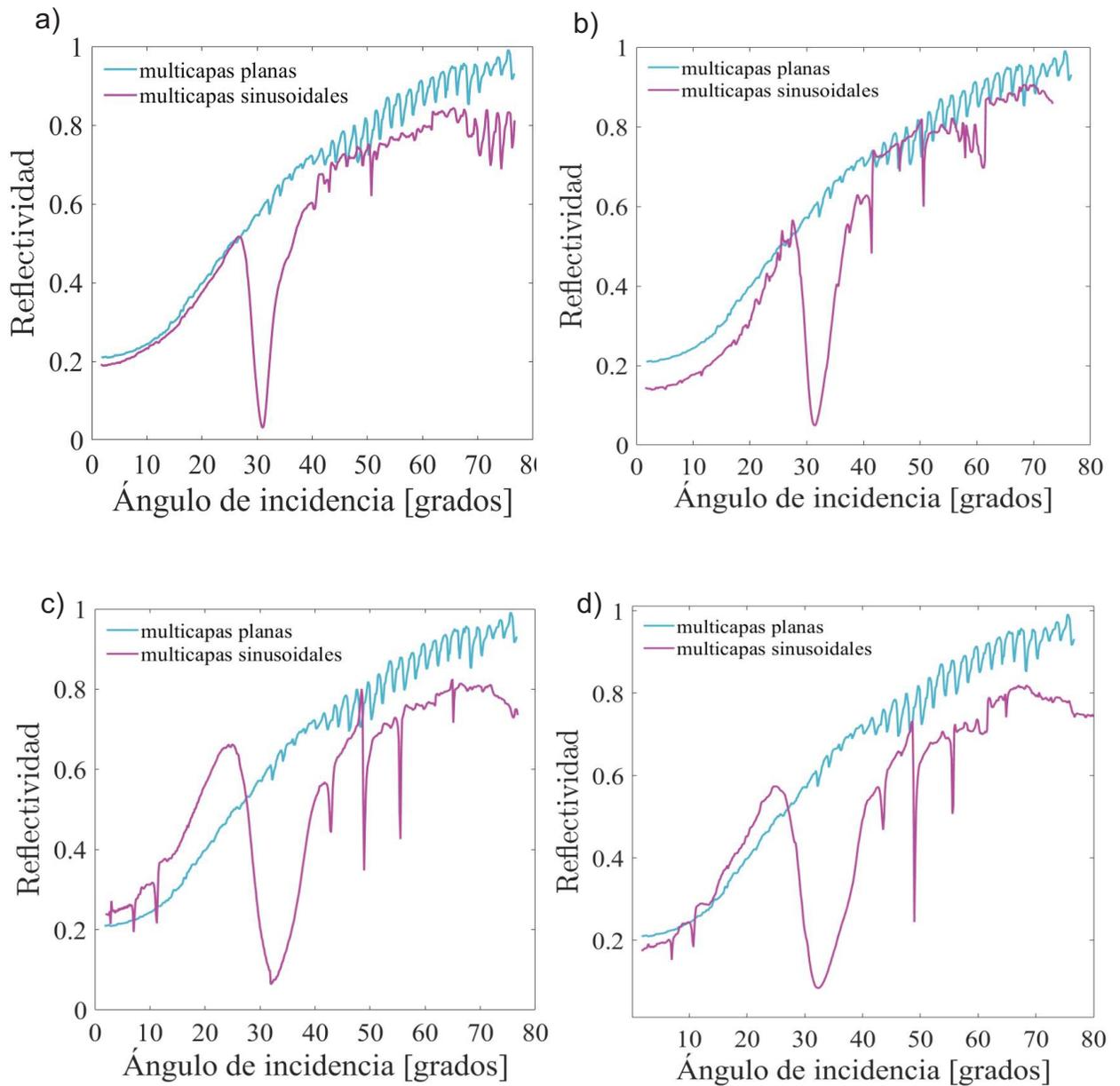


Figura 42. Línea azul: espectros de reflectancia de cristal fotónico con una estructura de multicapas planas, línea violeta: espectros de reflectancia de cristal fotónico con una estructura sinusoidal fabricada con resina Shipley, periodo 740 nm. a) estructura sinusoidal con resina S1805, amplitud de 43 nm, b) estructura sinusoidal con resina S1813, amplitud 55 nm, c) estructura sinusoidal con resina S1805, amplitud de 62 nm, d) estructura sinusoidal con resina S1813, amplitud de 73 nm. Iluminación por un haz con longitud de onda de 632.8 nm con polarización s, en un barrido angular de 0° a 80°

En la figura 42 a), b), c) y d) podemos apreciar la excitación de un modo superficial en cada gráfica (líneas violetas), en este caso una onda superficial de Bloch, ya que la caída en la reflectividad se observa claramente en todas las figuras alrededor de los 32 grados, el ángulo es diferente al modelado teórico realizado, donde la caída de la reflectividad se encontró a 34 grados, este corrimiento angular puede ser conse-

cuencia de que el grosor de la capa superior fabricada es de un valor diferente a la modelada inicialmente. También se puede observar que las dos resinas utilizadas en la fabricación de las rejillas funcionan de igual manera en el acoplamiento del cristal, independientemente de si se utiliza resina S1805 o S1813.

En la figura 42 a) y b) se puede observar que los valles en las caídas de la reflectividad son más profundos y angostos que en las figuras 42 c) y d). Se puede inferir que el ancho de los valles en las figuras 42 a) y b) es debido a que los valores de amplitud de las rejillas son menores.

Estas caídas en la reflectividad son consistentes con el modelado mostrado en la figura 38 donde se aprecia que para valores menores de amplitud en las rejillas el ancho del valle es más angosto, pero se observa discrepancia con respecto a la profundidad, ya que en el modelo teórico al mostrarse los valles más angostos la profundidad también disminuye.

La figura 42 a) y b) describe un valle en la reflectividad con una forma más angosta y profunda durante la medición experimental. Esta geometría es más conveniente en la utilización como sensor en un futuro, debido a que, al existir un cambio en el índice de refracción en la superficie del cristal fotónico, el desplazamiento en el valle sería mucho más fácil de detectar.

A partir de los resultados experimentales en la medición angular de intensidad en reflexión del orden cero en los cristales fotónicos, se observaron valles pronunciados en todas las muestras alrededor de los 32 grados.

En la figura 43 se muestra el modelado teórico para la reflectividad de un cristal fotónico con los mismos parámetros del cristal que se muestra en la figura 42 b), se encontró que, con un valor de grosor en la capa superior de 45 nm, la caída de intensidad en la reflectividad se localiza a 34 grados.

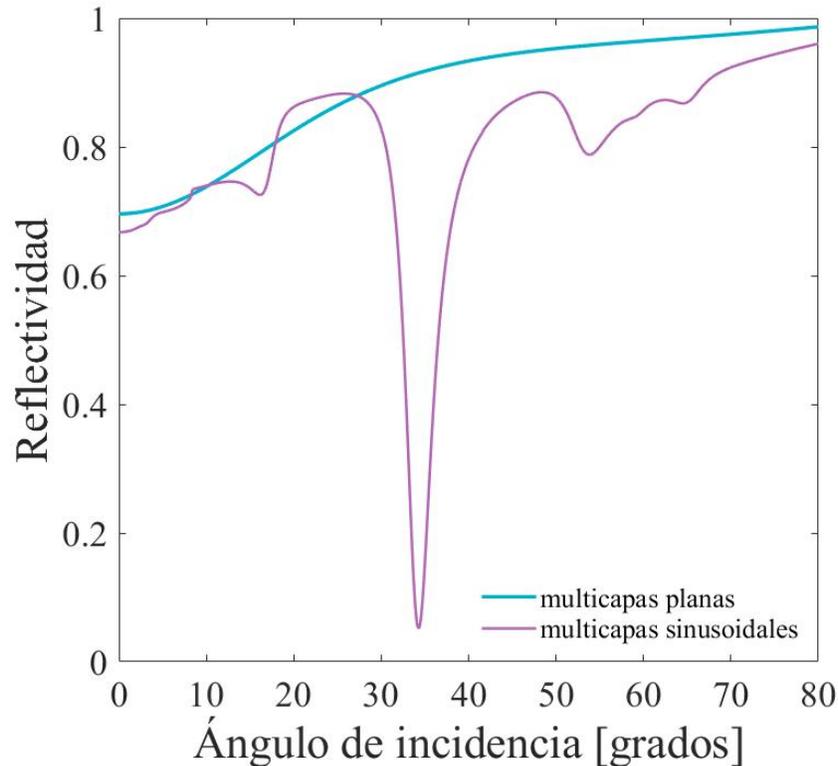


Figura 43. Cálculo de reflectividad en función del ángulo de incidencia de un cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base con 55 nm de amplitud y periodo de 740nm, con 9 capas de películas delgadas intercaladas con espesores $H2 = 77.8nm$ y $H1 = 126.2nm$, índices de refracción $nH2 = 2.37$ y $nH1 = 1.46$, respectivamente, y una capa adicional $Hr = 48nm$ de espesor con índice de refracción $nHr = 2.37$. Iluminación por una onda plana con longitud de onda de 632.8 nm con polarización s, para un barrido angular de 0 a 80 grados

En la figura 43 se observa una caída en la reflectividad con un valle angosto y profundo, parecido al medido experimentalmente en la figura 42 b), a diferencia del experimental, en el modelo teórico no se observan las dos caídas perfiladas que se encuentran alrededor de los 40 y 50 grados, se cree que estas caídas se deben al acoplamiento de resonancias en los órdenes mayores de difracción.

Dado que el objetivo principal de este trabajo es la viabilidad de utilizar el cristal fotónico como un sensor en el futuro, se realizó la simulación del cristal fotónico cambiando el índice de refracción del aire encima del cristal para observar el cambio en la respuesta óptica.

En la figura 44 se muestran los espectros calculados para un cristal fotónico en contacto con medios con diferentes índices de refracción.

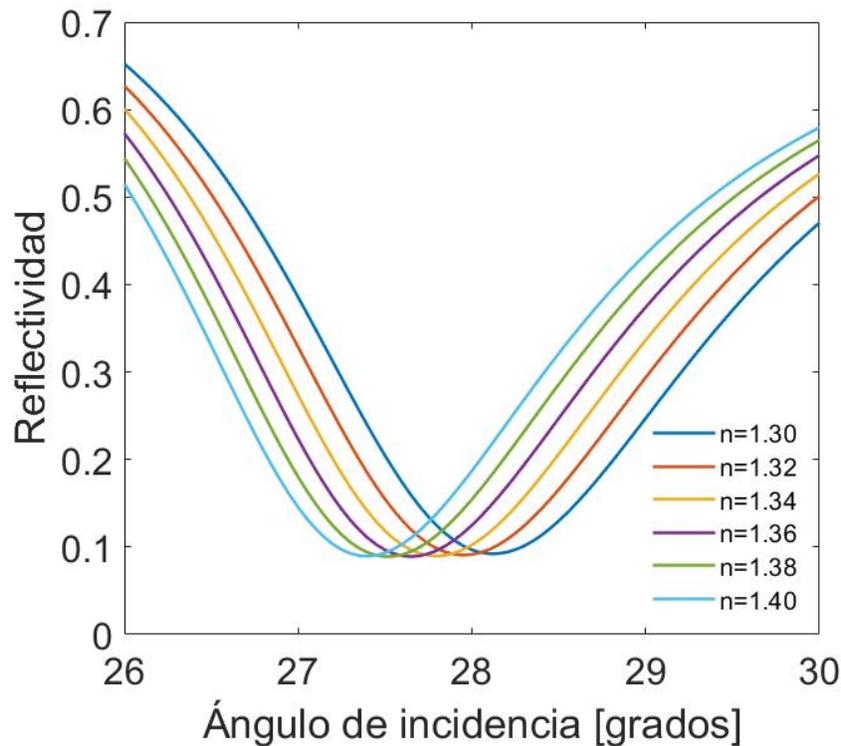


Figura 44. Espectros de reflectancia de luz con longitud de onda de 632.8 nm, sobre cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base con amplitud de 55 nm y periodo de 740 nm, en contacto con medios con diferentes índices de refracción. Iluminación por una onda plana con polarización s en un barrido angular de 26 a 30 grados en aire.

Se puede observar en la figura 44, que el corrimiento angular de los mínimos es proporcional al cambio en el valor de la segunda décima del índice de refracción, esto se debe principalmente a que es muy ancho el valle que denota la resonancia. Lo que significa que si se quisiera un sensor con una sensibilidad más alta se tendría que modelar un cristal con diferentes parámetros para lograr una resonancia más angosta.

Otra forma de aumentar la sensibilidad del sensor es empleando las líneas producto de acoplamientos de resonancias en los órdenes ± 1 , las cuales se observan en la figura 42 c) y d), aproximadamente a 49 grados, estas presentan una forma angosta bien definida.

Dado que el arreglo experimental utilizado opera de manera que se pueda detectar el cambio en la localización angular de la resonancia de la OSB. La sensibilidad estará

definida como la razón del cambio angular de la resonancia entre el cambio del índice de refracción en la superficie del cristal fotónico.

La capacidad de representar el cambio en unidades de índice de refracción se denota por las siglas RIU (por sus siglas en inglés refractive index unit), a través de las condiciones de excitación de la OSB.

Utilizando los datos obtenidos en el modelado se determinó que existe una dependencia en el corrimiento angular de los valles con los diferentes valores de índice de refracción.

En la figura 45, se presentan los ángulos que corresponden a los valores mínimos de cada uno de los espectros mostrados en la figura 44, junto con un ajuste lineal. Esto nos deja ver que tanta sensibilidad se podría esperar de un sensor de este tipo.

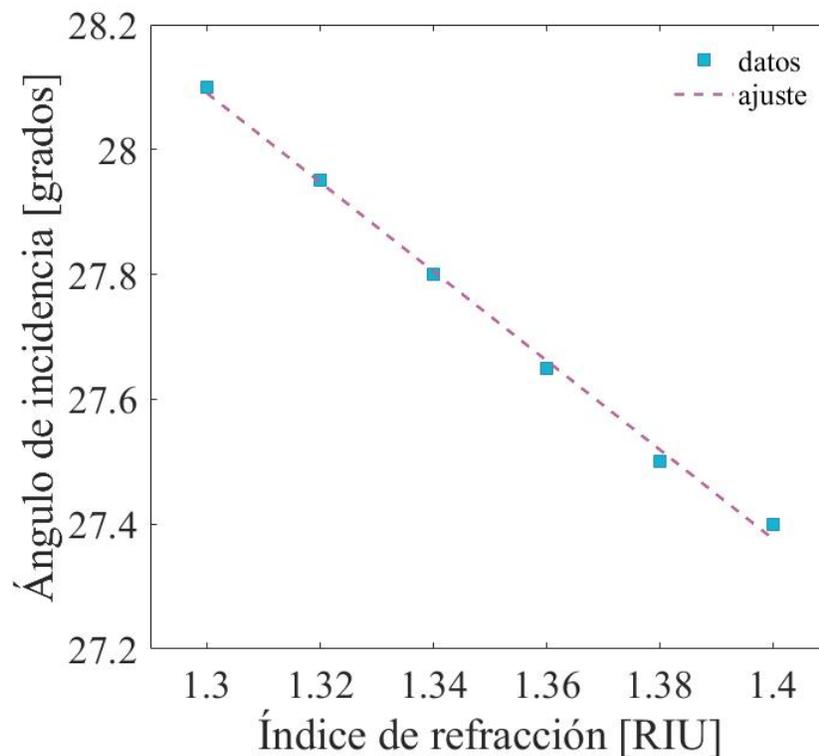


Figura 45. Ajuste lineal de los mínimos de los espectros de reflectancia de luz con longitud de onda de 632.8 nm, sobre cristal fotónico con perfil sinusoidal en su base, con amplitud de 55 nm y periodo de 740nm, en contacto con medios con diferentes índices de refracción. Iluminación por una onda plana con polarización s.

Para conocer el valor de la sensibilidad teórica para un sensor de este tipo pode-

mos definir a la misma como la razón de cambio en el ángulo de la resonancia de la onda superficial de Bloch entre el cambio en el índice de refracción. De esta manera obteniendo la diferencia de índice de refracción entre dos medios $\Delta n = 0.2$ y dividiendo la diferencia entre dos valores de las posiciones de los mínimos de la resonancia (“traducida” a ángulos de incidencia), entre la diferencia de los índices de refracción, se obtuvo una sensibilidad teórica de 7.15 grados por unidad de índice de refracción.

La sensibilidad obtenida solo nos muestra un cambio del índice de refracción a partir de la segunda cifra decimal, con lo cual concluimos que, los parámetros en la construcción deben de modificarse para obtener una caída en la intensidad de la reflectividad más angosta y con esto obtener una mayor sensibilidad, otra alternativa es: realizar el estudio de las caídas de intensidad en los diferentes ordenes de difracción que se presentaron en la medición experimental, para su utilización en un sensor más óptimo.

Capítulo 5. Conclusiones

Este trabajo de tesis se ha orientado a la fabricación y modelado de la respuesta óptica de un cristal fotónico basado en ondas superficiales de Bloch, a partir de cual, en un futuro, obtener un sensor de fácil utilización en su manejo.

Se realizó el modelado y construcción de un cristal fotónico conformado por una base con estructura sinusoidal, a la cual se le depositaron nueve capas intercaladas de dos dieléctricos con diferente índice de refracción. Al construir un cristal fotónico con estas características se pudo lograr la excitación de una onda superficial mediante el fenómeno de difracción, sin la necesidad de la colocación de un prisma, como se ha venido realizando en los cristales fotónicos.

Se realizó el estudio de la estructura de bandas del cristal fotónico por medio del método de matriz característica en MATLAB, concluyendo que es factible localizar una onda superficial dentro de una banda prohibida, en un cristal fotónico con estas características.

Se llevaron a cabo simulaciones numéricas de reflectancia, transmitancia y absorción del cristal fotónico mediante el programa COMSOL, el cual utiliza el método de diferencias finitas en el dominio de la frecuencia, encontrando el ángulo de incidencia óptimo de iluminación en función de la longitud de onda.

La resonancia correspondiente a la excitación de la onda superficial se produce cuando la superficie del cristal se ilumina con luz de 632.8 nm en un ángulo de 34 grados.

Se concluyó que existe una fuerte dependencia de la posición espectral del modo con respecto al valor del periodo, se observó que existe corrimiento espectral hacia el rojo a medida que aumenta el valor del mismo. La profundidad del valle muestra una fuerte dependencia del valor de la amplitud en la rejilla que constituye la base sinusoidal.

Se observó la importancia del valor del grosor de la capa superior ya que es el factor de truncamiento en la periodicidad de nuestro cristal fotónico, este factor es el

que permite el confinamiento de la OSB en esta zona.

Para la obtención de las rejillas sinusoidales que conformaron la base del cristal fotónico se utilizaron dos métodos de obtención: la fabricación por medio de litografía con resina marca Shipley y otro a partir de un DVD comercial, de los cuales se realizaron replicas con PDMS, silicón y acrílico Clear Cast.

Las rejillas fabricadas con acrílico no soportaron las pruebas preliminares de temperatura, a partir de 50 grados comienzan a deformarse. Las rejillas de DVD, PDMS, y silicón presentaron deformaciones en su superficie durante el depósito de las 9 capas superiores a una temperatura de 90°, concluyendo que las rejillas fabricadas con resina Shipley pueden ser utilizadas en la fabricación de un cristal fotónico de este tipo.

La caracterización de las rejillas sinusoidales fabricadas se realizó mediante el método de la pantalla delgada de fase, estimando la profundidad de las rejillas y la forma de su perfil. Estos parámetros fueron comprobados mediante MFA (microscopio de fuerza atómica).

Experimentalmente se lograron fabricar muestras de rejillas sinusoidales con amplitudes en el rango buscado de 30 a 80 nm, a partir de fotorresina Shipley S1805 y S1813, encontrando los parámetros de fabricación para diferentes RPM, tiempos de exposición y revelado.

La caracterización del cristal fotónico se realizó midiendo la intensidad del orden cero en reflexión como función de ángulo de incidencia. Se utilizó un arreglo experimental conformado principalmente por un esparcómetro.

Los resultados experimentales demuestran un mínimo muy pronunciado en los espectros de reflexión de cristal fotónico iluminando aproximadamente a 32 grados, este mínimo corresponde a la excitación de onda superficial de Bloch, el valor del ángulo discrepa del encontrado teóricamente, donde se encontró la excitación a 34 grados, se cree que esta discrepancia puede ser resultado de que el valor de cada capa podría tener variaciones mínimas en el grosor. Se observó que la profundidad del mínimo encontrado tiene dependencia al valor de la amplitud del perfil sinusoidal del sustrato sobre el que está fabricado el cristal fotónico.

Se observaron interesantes efectos de resonancias, las cuales se cree que ocurren como acoplamientos de modos en el cristal fotónico con luz en órdenes de difracción en la rejilla diferentes de cero, estas resonancias se dan a un ángulo aproximado de 49 grados en todas las muestras medidas. Se debe profundizar teórica y experimentalmente en este fenómeno, debido al potencial que se tiene en la aplicación de sensores, por lo que el arreglo experimental deberá modificarse en el futuro.

De manera general se puede concluir que se cumplió el objetivo de modelar y fabricar un cristal fotónico, el cual tiene un gran potencial en su utilización como sensor, con la ventaja de que, no se necesita un prisma para el acoplamiento de la onda superficial de Bloch, siendo más fácil la fabricación de un sensor portátil de fácil manejo.

Como trabajo de investigación en un futuro, se consideró de gran utilidad realizar las siguientes actividades:

La construcción de un arreglo experimental en el que se mejore la estabilidad térmica y mecánica durante el proceso fotolitográfico, en la fabricación de las rejillas.

Realizar el depósito de las capas del cristal fotónico mediante el sistema de depósito por capa atómica (ALD), por la precisión que maneja esta técnica.

Estudiar la teoría acerca del fenómeno encontrado experimentalmente, con respecto al acoplamiento de resonancias en los órdenes de difracción diferentes de cero.

Realizar mediciones de sustancias con diferentes índices de refracción y estudiar la sensibilidad que puede alcanzar un sensor de este tipo.

Literatura citada

- A. Asgar, P. J. y Papautsky, I. (2007). Photodefinable polydimethylsiloxane (PDMS) for rapid lab-on-a-chip prototyping. *Lab Chip*, **7**: 1192–1197.
- Beckman P., S. A. (1963). *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces.*, Vol. VIII. Barcelona, pp. 47–48.
- Bloch, F. (1929). Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern. *Zeitschrift für Physik*, **52**: 555–600.
- Born, M. y Wolf, E. (1970). *Principles of Optics.*. New York, pp. 4–7.
- Brillouin, L. (1946). *Wave propagation on periodic structures.* 1ra ed. McGraw-Hill. p. 274.
- Bunshah, R. (1994). *Deposition technologies: An overview.* In *Handbook of deposition technologies for films and coatings: Science, technology and applications.* Noyes Publications. pp. 300–320.
- Chutinan, A. y Kherani, S. Z. (2009). High-efficiency photonic crystal solar cell architecture. *Optics Express*, **17**: 8871.
- Depla, D. y Mahieu, S. (2008). *Reactive Sputter Deposition.* Berlin Heidelberg, p. 59.
- Dong, Y., Bazrafshan, A., Pokutta, A., Sulejmani, F., Sun, W., Combs, J. D., Clarke, K. C., y Salaita, K. (2019). Chameleon-Inspired Strain-Accommodating Smart Skin. *ACS Publications*, **13**: 9918–9926.
- Elachi, C. (1976). Waves in Active and Passive Periodic Structures: A Review. *Proceedings of the IEEE*, **64**: 1666–1698.
- Fowles R. (1975). *Introduction to modern optics.* Dover Publications. Nueva York EE.UU, pp. 24–25.
- Goodman, J. W. (1996). *Introduction to Fourier Optics.* McGraw-Hill. p. 441.
- Griffiths, D. y Steinke, C. (2001). Waves in locally periodic media. *American Journal of Physics*, **6**: 137–154.
- Haubert, K. y Tracy Drier, D. B. (2006). PDMS bonding by means of a portable, lowcost corona system. *Lab on a Chip*, **12**: 1548–1549.
- Inan, H., Poyraz Muhammet, I. F., , L. M. A., Baday Murat, C. a. T., y Demirci, U. (2016). Photonic crystals: emerging biosensors and their promise for point-of-care applications. *Royal society of chemistry*, **12**: 7–8.
- Jaggard, D. y Elachi, C. (1976). Floquet and coupled-waves analysis of higher-order Bragg coupling in a periodic medium. *Opt. Soc.*, **66**,: 674–682.
- Jasprit, S. (1997). *Dispositivos semiconductores.* McGraw-Hill. Michigan EE.UU, p. 636.
- Joannopoulos, J., Johnson Steven, W. J., y Robert, M. (1995). *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light.*. 2da. Ed. Press, Princeton University. pp. 121–126.
- John, S. (1987). Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, **58 (23)**: 2486–2489.

- Kaplan, B., Hasan Guner, O. S., Kemal Gurel, M. B., y Dana, A. (2009). Tuning Optical Discs for Plasmonic Applications. *Plasmonics*, **4**: 237–243.
- Kittel, C. (1998). *Introducción a la física del estado sólido*. Barcelona, p. 27.
- Liu, Wang, H., Ho, J., Ng, C. R., J. Ray, H.-C., H. Valerian, K., H. Eleen, D., Zhaogang, L., Hailong, Q., Cheng Wei, G., R. Julia, Y., y K Joel, Y. (2019). Structural color three-dimensional printing by shrinking photonic crystals. *Nature Communications*, **10**: 4340.
- MacLeod, H. A. (2001). *Thin-Film Optical Filters*. New York, p. 641.
- Maeng, K. y Park, J. (2015). Direct detection of rotavirus using label -free 3d photonic crystal biosensor. *International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences*, **171**: 16–21.
- Meade, D., K. Brommer, A. R., y Joannopoulos, J. (1991). Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal. *Physisc*, **44**: 10961–10964.
- Nayfer, A. H. (1981). *Introduction to Perturbation Techniques*. p. 533.
- Raether, H. (1988). *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and Gratings*. Berlin, p. 136.
- Rayleigh, L. y Strutt, J. (1887). *On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with periodic structure*. *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 24, 147, 145-159.
- Sands, D. (1993). *Introducción a la cristalografía*. Kentuy E.U, p. 163.
- Shalaev, M. I., Walasik, W., Tsukernik, A., Xu, Y., y Litchinitser, N. M. (2019). Robust topologically protected transport in photonic crystals at telecommunication wavelengths. *Nature Nanotechnology*, **14**: 31–34.
- Sinibaldi, A., Danz, N., Descrovi, E., Munzert, P., Schulz, U., Sonntag, F., Dominici, L., y Michelotti, F. (2012). Direct comparison of the performance of Bloch surface wave and surface plasmon polariton sensors. *Sens. Actuators B Chem*, **174**: 292–298.
- V. Zayats, I. S. y Maradudin, A. (2005). Nano-optics of surface plasmon polaritons. *Science direct*, **408**: 131–314.
- Villa y Armenta Gaspar, R. M. F. (2003). Onedimensional photonic crystals: equivalent systems to single layers with a classical oscillator like dielectric function. *Optics Communications*, **216**: 361–367.
- Villa, L. Regalado, F. R. M., y Armenta, G. (1987). Photonic crystal sensor based on surface waves for thin-film characterization. *Optics Letters*, **27**: 646–648.
- Villa, R. Cortez, C., E. Reyes, B. R., y Coello, V. (2019). Scattering transmission field of a photonic crystal surface wave to determine the thickness distribution of thin films. *Journal of the Optical Society of America B*, **36**: 2526–2529.
- Vykov, V. P. (1972). Spontaneous emission in a periodic structure. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **35**: 269–273.

- Yablonovitch, E. (1987). Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, **58**: 2059–2062.
- Ye, X., H. Liu, Y. D., y H. Li, B. L. (2009). Research on the cast molding process for high quality PDMS molds. *Microelectronic Engineering*, **86**: 310–313.