



CARTA DE AUTORIZACIÓN

CÓDIGO

AP-BIB-FO-06

VERSIÓN

1

VIGENCIA

2014

PÁGINA

1 de 2

Neiva, 17 de septiembre del 2019

Señores

CENTRO DE INFORMACIÓN Y DOCUMENTACIÓN

UNIVERSIDAD SURCOLOMBIANA

Ciudad

El suscrito:

Jheison Andres Lizcano Muñoz, con C.C. No.1075292514, Autor de la tesis y/o trabajo de grado titulado “*Cálculo de la estructura de bandas fotónica por el método de expansión en ondas planas en un cristal fotónico unidimensional defectivo*” presentado y aprobado en el año 2019 como requisito para optar al título de Físico;

Autorizo al CENTRO DE INFORMACIÓN Y DOCUMENTACIÓN de la Universidad Surcolombiana para que, con fines académicos, muestre al país y el exterior la producción intelectual de la Universidad Surcolombiana, a través de la visibilidad de su contenido de la siguiente manera:

- Los usuarios puedan consultar el contenido de este trabajo de grado en los sitios web que administra la Universidad, en bases de datos, repositorio digital, catálogos y en otros sitios web, redes y sistemas de información nacionales e internacionales “open access” y en las redes de información con las cuales tenga convenio la Institución.
- Permita la consulta, la reproducción y préstamo a los usuarios interesados en el contenido de este trabajo, para todos los usos que tengan finalidad académica, ya sea en formato Cd-Rom o digital desde internet, intranet, etc., y en general para cualquier formato conocido o por conocer, dentro de los términos establecidos en la Ley 23 de 1982, Ley 44 de 1993, Decisión Andina 351 de 1993, Decreto 460 de 1995 y demás normas generales sobre la materia.
- Continúo conservando los correspondientes derechos sin modificación o restricción alguna; puesto que, de acuerdo con la legislación colombiana aplicable, el presente es un acuerdo jurídico que en ningún caso conlleva la enajenación del derecho de autor y sus conexos.

Vigilada Mineducación



CARTA DE AUTORIZACIÓN

CÓDIGO

AP-BIB-FO-06

VERSIÓN

1

VIGENCIA

2014

PÁGINA

2 de 2

De conformidad con lo establecido en el artículo 30 de la Ley 23 de 1982 y el artículo 11 de la Decisión Andina 351 de 1993, “Los derechos morales sobre el trabajo son propiedad de los autores”, los cuales son irrenunciables, imprescriptibles, inembargables e inalienables.

EL AUTOR/ESTUDIANTE: Jheison Andres Lizcano Muñoz

Firma:



TÍTULO COMPLETO DEL TRABAJO: Cálculo de la estructura de bandas fotónica por el método de expansión en ondas planas en un cristal fotónico unidimensional defectivo

AUTOR O AUTORES:

Primero y Segundo Apellido	Primero y Segundo Nombre
Lizcano Muñoz	Jheison Andres

DIRECTOR Y CODIRECTOR TESIS:

Primero y Segundo Apellido	Primero y Segundo Nombre
Segovia Chaves	Francis Armando

ASESOR (ES):

Primero y Segundo Apellido	Primero y Segundo Nombre
Segovia Chaves	Francis Armando

PARA OPTAR AL TÍTULO DE: Físico

FACULTAD: Ciencias exactas y naturales

PROGRAMA O POSGRADO: Física

CIUDAD: Neiva

AÑO DE PRESENTACIÓN: 2019

NÚMERO DE PÁGINAS: 55



TIPO DE ILUSTRACIONES:

Diagramas___ Fotografías___ Grabaciones en discos___ Ilustraciones en general X
Grabados___ Láminas___ Litografías___ Mapas___ Música impresa___ Planos___
Retratos___ Sin ilustraciones___ Tablas o Cuadros X

SOFTWARE requerido y/o especializado para la lectura del documento: Lector de archivo Portable Document Format.

MATERIAL ANEXO:

PREMIO O DISTINCIÓN:

PALABRAS CLAVES EN ESPAÑOL E INGLÉS:

<u>Español</u>	<u>Inglés</u>	<u>Español</u>	<u>Inglés</u>
1. <u>Cristal fotónico</u>	<u>Photonic crystal</u>	6. _____	_____
2. <u>Estructura de bandas</u>	<u>Band structure</u>	7. _____	_____
3. <u>Expansión en ondas planas</u>	<u>Plane wave expansion</u>	8. _____	_____
4. <u>Banda fotónica prohibida</u>	<u>Photonic bandgap</u>	9. _____	_____
5. <u>Modos localizados</u>	<u>Localized modes</u>	10. _____	_____

RESUMEN DEL CONTENIDO:

Los cristales fotónicos son estructuras nanométricas con periodicidad espacial en la constante dieléctrica. Se caracterizan por controlar la propagación de las ondas electromagnéticas en cierta dirección, y por ser de gran importancia para desarrollar aplicaciones en sistemas ópticos. En el presente trabajo de grado usando el método de expansión en ondas planas, calculamos teóricamente la estructura de bandas fotónicas en un cristal fotónico unidimensional defectivo cuya constante dieléctrica es función de la temperatura y la presión hidrostática. Utilizando la técnica de la supercelda la cual considera una celda unitaria mucho más grande que la del cristal regular con el defecto ubicado en el centro y pares de difractores de Bragg alrededor de éste, solucionamos numéricamente la ecuación de valores propios para determinar la existencia de modos localizados en el centro de la banda fotónica prohibida. De igual manera, encontramos que



el efecto de la temperatura y la presión hidrostática en la constante dieléctrica origina un corrimiento de los modos localizados.

ABSTRACT:

The photonic crystals are nanometric structures with spatial periodicity in the dielectric constant. They are characterized by controlling the propagation of electromagnetic waves in a certain direction, and because they are of great importance for developing applications in optical systems. In the present dissertation, by using the plane wave expansion method we calculate theoretically the photonic band structures in a one-dimensional photonic crystal, whose dielectric constant is a function of temperature and hydrostatic pressure. By Using the supercell technique that considers a unit cell much larger than the regular crystal with the defect located in the center and pairs of Bragg diffractors around of it, we solved numerically the equation of eigenvalues to determine the existence of modes located in the center of the photonic bandgap. Similarly, we find that the effect of the temperature and hydrostatic pressure in the dielectric constant causes a shift of the localized modes.

APROBACION DE LA TESIS

Nombre Presidente Jurado: Ana Lilia Bernal Esteban

Firma:

Nombre Jurado: Hernando Gonzáles Sierra

Firma:

Nombre Jurado: Carlos Cuellar Santanilla

Firma:



UNIVERSIDAD
SURCOLOMBIANA

**CÁLCULO DE LA ESTRUCTURA DE BANDAS FOTÓNICA POR EL
MÉTODO DE EXPANSIÓN EN ONDAS PLANAS EN UN CRISTAL
FOTÓNICO UNIDIMENSIONAL DEFECTIVO**

Jheison Andres Lizcano Muñoz

Universidad Surcolombiana
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Programa de Física
Neiva, Colombia
2019

**CÁLCULO DE LA ESTRUCTURA DE BANDAS FOTÓNICA POR EL
MÉTODO DE EXPANSIÓN EN ONDAS PLANAS EN UN CRISTAL
FOTÓNICO UNIDIMENSIONAL DEFECTIVO**

Jheison Andres Lizcano Muñoz

Trabajo de grado presentado como requisito parcial para optar al título de:

Físico

Asesor:

Francis Armando Segovia Chaves

Línea de Investigación:

Óptica

Grupo de Investigación:

Física Teórica

Universidad Surcolombiana

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Programa de Física

Neiva, Colombia

2019

Dedicatoria

*A mi madre Mercedes Muñoz y mi padre
Gonzalo Lizcano, quienes con su esfuerzo me
apoyaron incondicionalmente.*

*A mis hermanos y a mi sobrina Danna
Sophia.*

Agradecimientos

Gracias a las personas que de alguna manera colaboraron para la realización de este trabajo de grado. En primer lugar, a mis padres y hermanos, por brindarme el apoyo necesario en esta etapa de mi vida. A mi asesor Francis Segovia Chaves, por su enseñanza y colaboración, que me permitieron fortalecer mis conocimientos y culminar este trabajo de grado. En segundo lugar, agradezco a cada uno de los profesores y compañeros que hicieron parte de este proceso de formación, en particular al grupo de semillero Física Matemática. Finalmente, agradezco a las entidades de la Universidad Surcolombiana por su apoyo financiero.

Resumen

Los cristales fotónicos (CFs) son estructuras nanométricas con periodicidad espacial en la constante dieléctrica. Se caracterizan por controlar la propagación de las ondas electromagnéticas en cierta dirección, y por ser de gran importancia para desarrollar aplicaciones en sistemas ópticos. En el presente trabajo de grado usando el método de expansión en ondas planas (MEOP), calculamos teóricamente la estructura de bandas fotónicas (EBF) en un cristal fotónico unidimensional (CF-1D) defectivo cuya constante dieléctrica es función de la temperatura y la presión hidrostática. Utilizando la técnica de la supercelda la cual considera una celda unitaria mucho más grande que la del cristal regular con el defecto ubicado en el centro y pares de difractores de Bragg alrededor de éste, solucionamos numéricamente la ecuación de valores propios para determinar la existencia de modos localizados en el centro de la banda fotónica prohibida (BFP). De igual manera, encontramos que el efecto de la temperatura y la presión hidrostática en la constante dieléctrica origina un corrimiento de los modos localizados.

Palabras clave: Cristal fotónico, Estructura de bandas, Expansión en ondas planas.

Abstract

The Photonic crystals (PCs) are nanometric structures with spatial periodicity in the dielectric constant. They are characterized by controlling the propagation of electromagnetic waves in a certain direction, and because they are of great importance for developing applications in optical systems. In the present dissertation, by using the plane wave expansion method (PWEM) we calculate theoretically the photonic band structures (PBS) in a one-dimensional photonic crystal (PC-1D), whose dielectric constant is a function of temperature and hydrostatic pressure. By Using the supercell technique that considers a unit cell much larger than the regular crystal with the defect located in the center and pairs of Bragg diffractors around of it, we solved numerically the equation of eigenvalues to determine the existence of modes located in the center of the photonic bandgap (PBG). Similarly, we find that the effect of the temperature and pressure in the air in the dielectric constant causes a shift of the localized modes.

Keywords: Photonic crystal, Band structure, Plane wave expansion.

Contenido

Resumen	IX
Lista de figuras	XIII
Lista de tablas	XIV
1. Introducción	1
1.1. Planteamiento del Problema	3
1.2. Objetivos	3
1.2.1. Objetivo General	3
1.2.2. Objetivos Específicos	3
2. Cristales Fotónicos	4
2.1. Red Cristalina	6
2.2. Teorema de Bloch	7
2.2.1. Primera Zona de Brillouin	9
2.3. Estructura de Bandas Fotónicas	9
2.3.1. Defectos y Dependencia de Factores Externos	11
2.4. Fundamentación Teórica de los Cristales Fotónicos	13
2.4.1. Ecuaciones de Maxwell	13
3. Método de Expansión en Ondas Planas	17
3.1. Cristal Fotónico Unidimensional	17
3.1.1. Ecuación de Valores Propios	20
3.1.2. Tratamiento del Problema	21
4. Resultados y Discusión	24

5. Conclusiones y Recomendaciones	29
5.1. Conclusiones	29
5.2. Recomendaciones	30
A. Ecuación de Helmholtz para el Campo Eléctrico (CF-1D)	31
B. Participaciones y Eventos	33
Bibliografía	36

Lista de Figuras

2-1.	Representación del CF con periodicidad en la constante dieléctrica.	4
2-2.	A): CF-1D de silicio y aire [11]. B): Estructura fotónica en la naturaleza [3,34].	5
2-3.	Onda electromagnética incidiendo sobre infinitas capas alternas de diferente material ordenadas periódicamente [3].	6
2-4.	Esquema de una red bidimensional, con su correspondiente celda unitaria definida por los vectores primitivos \vec{a}_1 y \vec{a}_2 [28].	7
2-5.	Simetría traslacional en la constante dieléctrica con periodicidad d	8
2-6.	Estructura de bandas electrónica y fotónica [7].	10
2-7.	Estructura de bandas de un CF-1D.	11
2-8.	A): Representación de una guía de onda en un CF, donde los cilindros verdes son el material dieléctrico y la flecha indica la dirección del flujo de luz [52]. B): Imagen real de una fibra de cristal fotónico con núcleo de aire [12]. . . .	12
3-1.	Esquema del CF-1D con longitud d en la celda unitaria.	18
3-2.	Celda unitaria conformada por dos materiales de constante dieléctrica ϵ_1/ϵ_2 .	19
3-3.	Supercelda del CF-1D defectivo.	22
4-1.	EBF de CF-1D regular para (a) $T = 0K$ y $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja), $P = 70kbar$ (línea verde), (b) $T = 100K$ y $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja), $P = 70kbar$ (línea verde), (c) $P = 0kbar$ y $T = 0K$ (línea negra), $P = 200K$ (línea roja), $T = 400K$ (línea verde).	26
4-2.	EBF de CF-1D defectivo para (a) $T = 0K$ y $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja), $P = 70kbar$ (línea verde), (b) $T = 100K$ y $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja), $P = 70kbar$ (línea verde), (c) $P = 0kbar$ y $T = 0K$ (línea negra), $P = 200K$ (línea roja), $T = 400K$ (línea verde).	27
4-3.	EBF de CF-1D defectivo con espesor $2.5d$ para $T = 0K$ y presiones de $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja) y $P = 70kbar$ (línea verde). . .	28

Lista de Tablas

2-1. Comparación entre la mecánica cuántica y electrodinámica.	16
4-1. Parámetros utilizados en el cálculo de la EBF en un CF-1D.	24

1. Introducción

El progreso de la fotónica en los últimos años ha permitido controlar propiedades de la luz en estructuras cristalinas a escala nanométrica. El desarrollo de esta área de la óptica nace en 1887 con el estudio de Lord Rayleigh sobre la propagación de las ondas a través de un medio con estructura periódica unidimensional [1]. En 1987 se da origen a la investigación de los cristales fotónicos (CFs) con dos trabajos independientes presentados por Eli Yablonovitch y Sajeev Jhon [2]. El principal reto de Yablonovitch era inhibir la emisión de luz espontánea [3, 4], mientras que la idea de Sajeev era utilizar los CFs para la localización y el control de la propagación de la luz [5].

Los CFs considerados semiconductores de luz con periodicidad espacial en la constante dieléctrica permiten manipular la propagación de las ondas electromagnéticas en cierta dirección. La analogía entre la propagación de la onda electromagnética en cristales periódicos y la propagación de electrones en cristales reales, muestra que también surgen en los CFs fenómenos como la interferencia destructiva que crean bandas fotónicas prohibidas (BFPs), restringiendo la propagación de los modos de luz [6]. Sin embargo, la propagación de los electrones en la red del cristal real está regida por la ecuación de Schrödinger, mientras que para describir el comportamiento en los CFs es necesario usar las ecuaciones de Maxwell. De este modo se han propuesto diferentes métodos numéricos para estudiar la estructura de bandas fotónica (EBF) y el efecto de confinamiento de fotones en los CFs, tales como: MEOP, diferencias finitas en el dominio de frecuencias, matriz de transferencia, entre otros [7–10].

Los CFs son una nueva clase de medios ópticos con algunas propiedades peculiares que brindan la oportunidad de implementar varias aplicaciones, y están constituidos de capas alternas de Si, GaAs y otros semiconductores [11, 12], mediante diferentes tipos de métodos como las técnicas de grabado: la litografía por holografía con láser, el Spin Coating, el método de deposición química en fase vapor, el método de deposición por láser pulsado y el método de auto ensamblaje [13–15]. Actualmente se están empleando algunas especies biológicas por la similitud que tiene su morfología a la de un CF [16–18].

La presencia de impurezas o defectos en un CF rompen la periodicidad de su estructura y dan origen a la presencia de modos localizados en la BFP que permiten localizar o guiar la luz [19]. En este ámbito los CFs son importantes para el desarrollo científico y tecnológico, pues es posible fabricar filtros, láseres, diodos emisores de luz, resonadores Fabry Perot y guías de ondas con bajas pérdidas, que son de gran utilidad para circuitos y dispositivos optoelectrónicos [20,21], como la fabricación de biosensores ópticos para la detección de sustancias biológicas empleados en la biomedicina [22]. Igualmente, la modificación de la BFP bajo factores externos adquiere un auge en la investigación de los CFs [23,24], debido a que es una herramienta importante para determinar los parámetros de la EBF, en particular, el cambio en la distribución espacial de la función dieléctrica para aplicaciones en filtros ópticos de banda estrecha, demultiplexor de división de longitud de onda, reflector omnidireccional sintonizable y demás sistemas ópticos [25,26].

En este trabajo de grado usamos el MEOP para calcular la EBF teóricamente en un cristal fotónico unidimensional (CF-1D) de GaAs/aire con un defecto de GaAs, bajo los efectos de la temperatura y la presión hidrostática. El trabajo se encuentra organizado de la siguiente forma: En el capítulo 2 se hace una breve revisión sobre la teoría de CFs introduciendo algunas propiedades que tienen este tipo de estructuras cristalinas periódicas como la aparición de BFP. También se mencionan algunas aplicaciones con el fin de hacer más comprensible la utilidad y validez del trabajo realizado. Igualmente, se muestra el fundamento teórico que rigen los CFs, de modo que se presentan las ecuaciones más importantes de la teoría electromagnética de la luz. En el capítulo 3 se ilustra el MEOP para un CF-1D, determinando la ecuación de valores propios que describe la propagación de las ondas electromagnéticas en dichas estructuras. Similarmente, se obtiene la solución para un CF-1D defectivo usando la técnica de la supercelda [27]. En el capítulo 4 se muestran las discusiones y los resultados obtenidos computacionalmente. Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones y perspectivas del trabajo de grado.

1.1. Planteamiento del Problema

Estudio de la estructura de bandas fotónica en un CF-1D defectivo bajo la influencia de los efectos de la temperatura y la presión hidrostática.

1.2. Objetivos

1.2.1. Objetivo General

Implementar el MEOP para determinar la estructura de bandas fotónica en un CF-1D defectivo.

1.2.2. Objetivos Específicos

- Calcular la estructura de bandas fotónica en un CF-1D defectivo compuesto de capas alternadas de GaAs y aire.
- Determinar los efectos de la temperatura sobre la estructura de bandas fotónica en un CF-1D defectivo.
- Analizar los efectos de la presión hidrostática sobre la estructura de bandas fotónica en un CF-1D defectivo.

2. Cristales Fotónicos

En la teoría del estado sólido un cristal es una distribución periódica que presenta en su estructura interna un patrón ordenado de átomos, iones o moléculas. Se caracteriza por tener un potencial periódico que permite la propagación del electrón, donde las propiedades de conducción del cristal dependen de la geometría de la red cristalina. De esta manera, pueden existir regiones en la estructura de bandas de energía que prohíben la propagación de los electrones, y conllevan al estudio sobre la caracterización de materiales como conductores, semiconductores y aislantes [28]. Sin embargo, el CF tiene una estructura cristalina mayor que un cristal regular, que para nuestro estudio está compuesto de dos o más medios dieléctricos diferentes considerados como lineales e isotrópicos. Por lo general, los CFs suelen estar hechos con semiconductores cuyos materiales tienen una permitividad eléctrica que presenta cierta periodicidad a lo largo de cada dirección de crecimiento del cristal, y su estructura cristalina posee una simetría traslacional [29, 30]. Las propiedades ópticas se pueden estudiar en una pequeña región o celda unitaria que se repite infinitamente sin superponerse o dejar espacios, de modo que conforman la totalidad del CF en una, dos o tres dimensiones como se muestra en la figura (2-1).

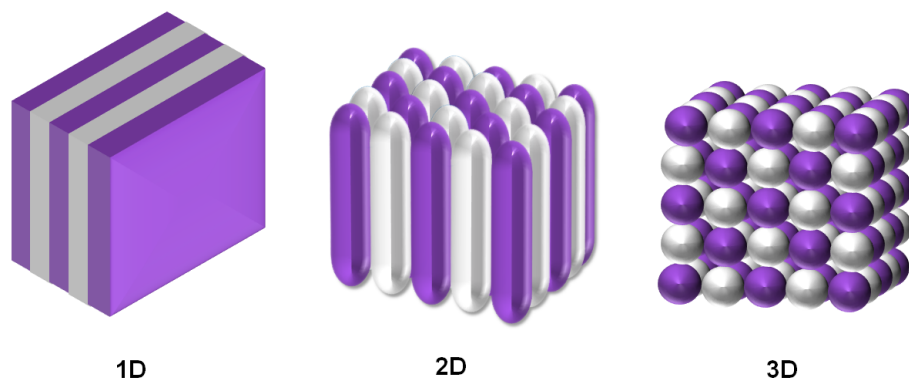


Figura 2-1: Representación del CF con periodicidad en la constante dieléctrica.

Los CFs son difíciles de fabricar debido al tamaño de la red periódica, pero en los últimos diez años se han desarrollado diversas tecnologías para su fabricación, y actualmente existen aplicaciones ópticas que usan este tipo de cristales. Regularmente se fabrican sobre un sustrato hecho de un semiconductor o un aislante con técnicas de grabado [31–33]. Por ejemplo, la figura (2-2) muestra un CF real captado con la técnica de microscopía electrónica de barrido (SEM).

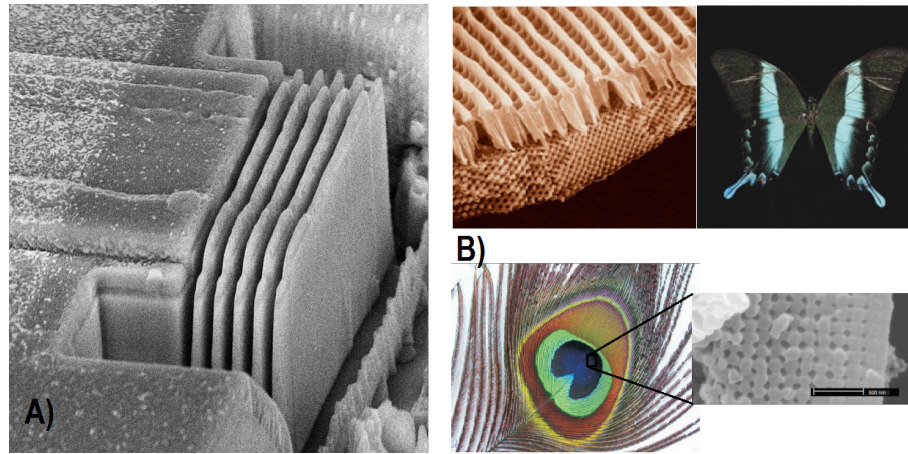


Figura 2-2: A): CF-1D de silicio y aire [11]. B): Estructura fotónica en la naturaleza [3, 34].

La propagación de las ondas electromagnéticas en un CF surgen a partir de los fenómenos de interferencia, que ocurren cuando inciden sobre las múltiples capas dieléctricas de la estructura periódica [35, 36]. En la figura (2-3) se muestra una representación del proceso de la onda electromagnética propagándose sobre un arreglo periódico, en el que son reflejadas y refractadas en cada material de constantes dieléctricas distintas. Por lo tanto, se pueden producir procesos de interferencia constructiva y destructiva debido a la superposición de ondas reflejadas y transmitidas, las cuales tendrán ciertas longitudes que pueden propagarse a través del material en cualquier dirección por interferencia constructiva; mientras que otras longitudes de onda no lo harán, debido a la interferencia destructiva, pues las ondas fuera de fase se cancelarán [37, 38]. Para obtener este tipo de fenómenos, se debe tener en cuenta el tamaño de los materiales que componen las capas, por ejemplo, la mayoría de tecnología óptica fabricada con CFs funcionan en el espectro visible, en ese sentido, el espesor del material estará en ese orden de la longitud de onda.

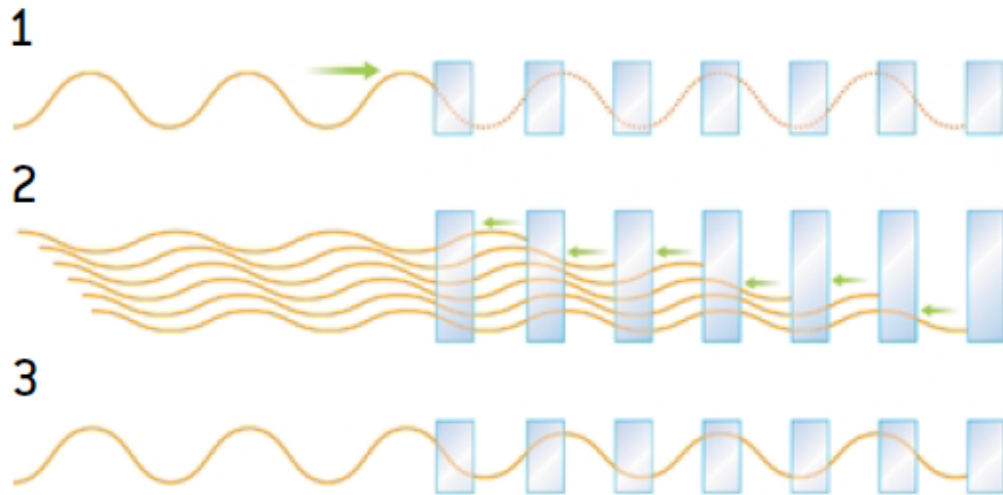


Figura 2-3: Onda electromagnética incidiendo sobre infinitas capas alternas de diferente material ordenadas periódicamente [3].

2.1. Red Cristalina

Una estructura cristalina está determinada por una red de puntos infinitos con disposición y orientación exactamente iguales llamada red de Bravais, la cual le corresponde una base conformada de átomos, iones o moléculas. Este arreglo de puntos discretos llenan todo el espacio a través de un conjunto de vectores de posición llamados vectores primitivos, cuya elección no es única y definen la forma de la red [39,40]. De manera matemática escribimos este conjunto de vectores como un vector \vec{R} llamado vector de red, que puede representar un vector de traslación:

$$\vec{R} = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3 \quad (2-1)$$

donde n_1, n_2, n_3 son números enteros y representan la cantidad de desplazamientos aplicados sobre el vector de red. Para facilitar el estudio de una red cristalina, se define una zona llamada celda unitaria construida por el método de Wigner-Seitz como se muestra en la figura (2-4), caracterizada por ser la región más pequeña y generar sin espacios toda la red cristalina a partir del vector de traslación, el cual está definido por parámetros de red como la magnitud y orientación de \vec{a} .

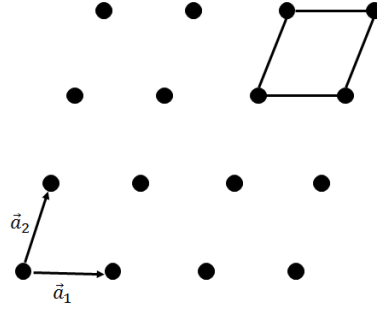


Figura 2-4: Esquema de una red bidimensional, con su correspondiente celda unitaria definida por los vectores primitivos \vec{a}_1 y \vec{a}_2 [28].

2.2. Teorema de Bloch

Para describir algunas propiedades ópticas en los CFs es necesario definir una red en el espacio de frecuencias, cuya periodicidad esta relacionada directamente con la periodicidad de la red en el espacio directo. A diferencia de la red de Bravais, que suele definirse con vectores de posición llamada red directa, para el espacio de frecuencias se introduce el concepto de red recíproco definido por el vector recíproco \vec{G} [41]. Por lo tanto, se introduce la red recíproca como el espacio de vectores de onda que se construye con un conjunto de vectores de onda \vec{k} , los cuales hacen que la onda plana sea periódica:

$$\vec{G} = k_1\vec{b}_1 + k_2\vec{b}_2 + k_3\vec{b}_3 \quad (2-2)$$

donde k_1, k_2, k_3 son números enteros y representan la cantidad de desplazamientos aplicados sobre los vectores primitivos recíprocos $\vec{b}_i (i = 1, 2, 3)$. Estos vectores primitivos contienen la periodicidad de la red recíproca, de manera que el producto del vector de onda de la red recíproca con el vector de la red directa es un múltiplo entero de 2π .

La propiedad de periodicidad de una función está relacionada con la periodicidad que tienen los medios en un CF, es decir, con el patrón de repetición en la constante dieléctrica. Ahora bien, de manera general se define una función $f(\vec{r})$ periódica con la misma periodicidad de la red de Bravais tal que:

$$\hat{T}_d f(\vec{r}) = f(\vec{r} \pm \vec{R}) = f(\vec{r}) \quad (2-3)$$

donde \hat{T}_d representa el operador de traslación a lo largo del vector \vec{R} que actúa sobre $f(\vec{r})$, y conmuta con el operador de Maxwell ($\hat{\Theta}_H$)¹. Esto implica que \hat{T}_d tiene en común los vectores

¹Ver Ec. (2-18): $\hat{\Theta}_H = \vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times$

propios de $\hat{\Theta}_H$. En el caso de los CFs, la simetría traslacional se entiende como la invariancia de la constante dieléctrica ante desplazamientos definidos por una distancia \vec{d} .

$$\epsilon(\vec{r} \pm \vec{d}) = f(\vec{d}) \quad (2-4)$$

Dicha simetría se presenta en una secuencia periódica como se muestra en la figura (2-5), con múltiplos del parámetro de red d . Para una onda plana $\vec{H}(x) = \vec{H}_0(x)e^{ikx}$ que se propaga en una dirección \hat{x} . El operador \hat{T}_d actuando sobre $\vec{H}(x)$ permite que se traslade a una posición \vec{d} [6, 42].

$$\hat{T}_d \vec{H}(x) = \vec{H}_0(x)e^{ik(x \pm nd)} = \vec{H}_0(x)e^{ikx} e^{\pm iknd} = \vec{H}(x)e^{\pm iknd} = \vec{H}(x) \quad (2-5)$$

$e^{\pm iknd} = 1$, esto significa que el estado $\vec{H}(x)$ permanece invariante bajo el efecto del operador \hat{T}_d . Asumiendo $k = k_x + \frac{2\pi m}{d}$, de manera que al aumentar k_x en múltiplos enteros del vector de red recíproco $\vec{d} = \frac{2\pi}{d}\hat{x}$ no se producen cambios en los valores propios para el estado.

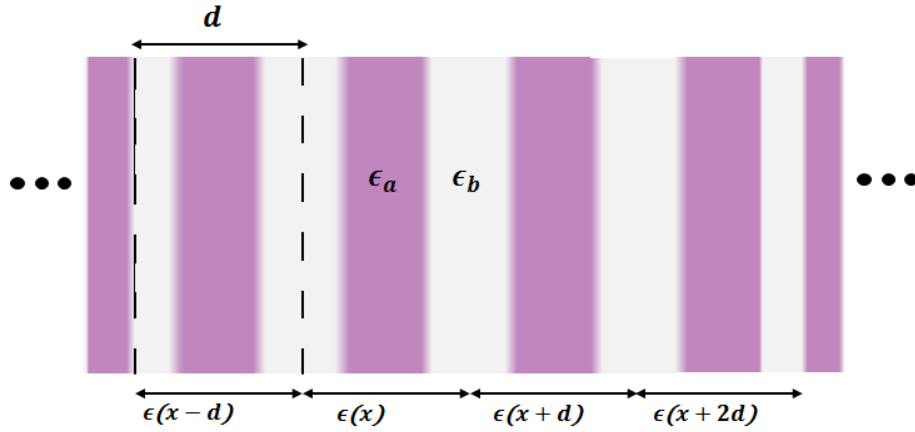


Figura 2-5: Simetría traslacional en la constante dieléctrica con periodicidad d .

Los valores k se escriben como una combinación lineal de la forma $u(x) = \sum_m C_m e^{\pm iknd}$, con C_m los coeficientes que determinan los estados degenerados. La Ec. (2-5) puede reescribirse:

$$\vec{H}(x) = \vec{H}_0(x)e^{-ikx} \sum_m C_m e^{\pm iknd} \quad (2-6)$$

$$\vec{H}(x) = \vec{H}_0(x)e^{ikx} u(x) \quad (2-7)$$

El modo $\vec{H}(x)$ es el resultado de multiplicar una onda plana por una función de red periódica $u(x)$, conocida como función de Bloch la cual representa la periodicidad de la red de Bravais y los modos normales de los cristales periódicos. Este resultado se conoce en el estado sólido como el teorema de Bloch, propuesto en 1928 por Félix Bloch para el estudio de la propagación de electrones en medios periódicos [43]. De manera general la Ec. (2-7) se puede expresar como:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}u(\vec{r}) \quad (2-8)$$

Las autofunciones de la ecuación de onda pueden escogerse de tal forma que, asociado a cada k existe un vector de Bloch perteneciente a la primera zona de Brillouin, tal que $u(\vec{r} + \vec{R}) = u(\vec{r})$.

2.2.1. Primera Zona de Brillouin

Los modos armónicos descritos por el estado de Bloch en la Ec. (2-8) dependen del vector de onda k , y al aumentar m veces $\frac{2\pi}{d}$ en el espacio recíproco, la función permanece invariante. En consecuencia, es necesario considerar solo aquellos valores de k contenidos en un intervalo de 2π , pues los demás generarían soluciones redundantes. La región en el espacio que contiene estos valores se le conoce como zona de Brillouin, que para el origen $k_x = 0$ es denominado la primera zona de Brillouin o zona irreducible de Brillouin, definida como la celda primitiva de Wigner-Seitz de la red recíproca [44]. Por lo tanto, con la primera zona de Brillouin se puede construir la red recíproca completa, pues las diferentes zonas irreducibles son físicamente equivalentes, es decir, tienen las mismas frecuencias y estados posibles del campo electromagnético en un CF infinito.

2.3. Estructura de Bandas Fotónicas

La estructura de bandas de energía en la física del estado sólido, describe propiedades electrónicas y ópticas de un material, por ejemplo permite explicar la conducción de electricidad en los metales. No obstante, existe una analogía para los CFs, donde la EBF o diagrama de dispersión determina la existencia de modos electromagnéticos representado por las frecuencias propias en función de sus vectores de onda $\omega(\vec{k})$ [7, 45–47]. Igualmente, que en la estructura de banda electrónica existen bandas prohibidas, también para los fotones encontramos BFP o band gap fotónico que representa la principal característica de los CFs

como se muestra en la figura (2-6), donde el lado derecho respresenta la dispersión fotónica, y el lado izquierdo, compartiendo el mismo eje de frecuencia, la dispersión electrónica que muestra las bandas de conducción y de valencia.

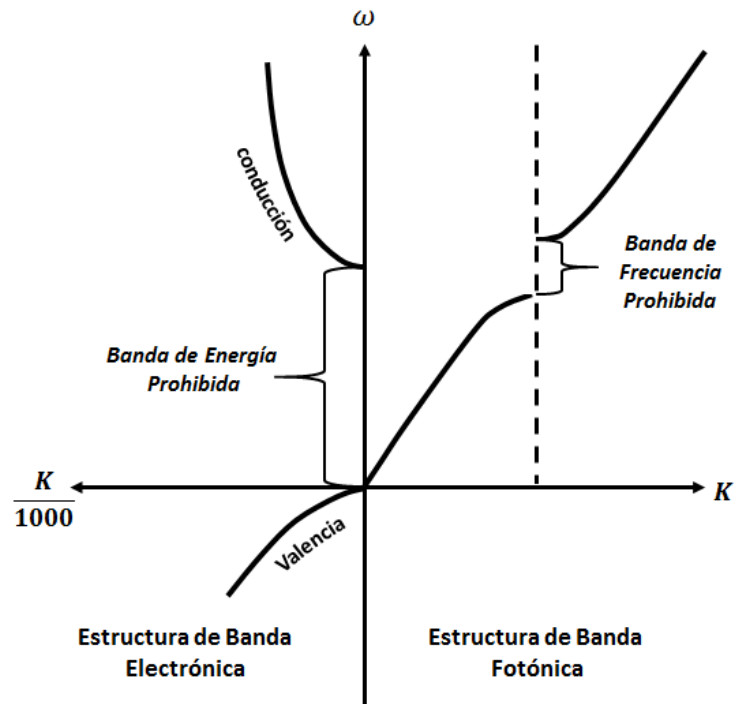


Figura 2-6: Estructura de bandas electrónica y fotónica [7].

La EBF se determina evaluando aquellos vectores de onda k contenidos en la primera zona de Brillouin del espacio recíproco, donde a los intervalos en el eje de frecuencias para los cuales ningún vector de onda tiene un valor posible, se denominan BFP e indican que una onda con una frecuencia ω perteneciente a una banda prohibida no se puede transmitir a través del CF. En teoría la EBF no tiene una frecuencia máxima, por lo que el conjunto de modos es infinito. La BFP puede presentar una variación en su ancho como se muestra en la figura (2-7), ocasionado por el contraste de índices, es decir, la diferencia de los valores de las constantes dieléctricas de los materiales que conforman el CF.

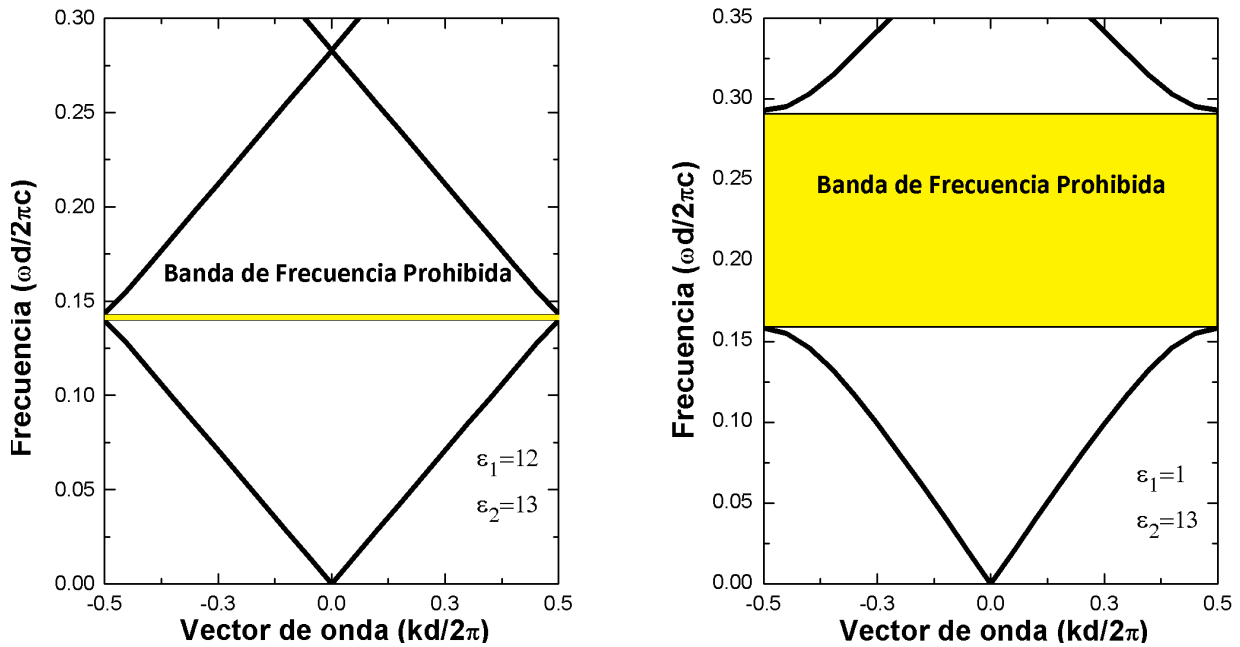


Figura 2-7: Estructura de bandas de un CF-1D.

2.3.1. Defectos y Dependencia de Factores Externos

La modificación de la red cristalina mediante la inclusión de impurezas o defectos permite obtener interesantes propiedades en los CFs, pues influyen similarmente a los dopantes en las bandas electrónicas de los cristales ordinarios. Los defectos originan la presencia de nuevos modos electromagnéticos en la EBF, que se localizan en la BFP y permiten confinar o guiar la luz. Estas impurezas intencionadas rompen la simetría periódica del CF, cambiando los parámetros de su estructura cristalina original a partir de la introducción de defectos puntuales, lineales o superficiales, a través de la variación del espesor de una capa, inserción

o eliminación de otro dieléctrico [48].

La localización de la luz en los CFs se produce por ciertos defectos en la estructura cristalina del CF, donde su modificación provoca que los fotones se propaguen a través del cristal con una frecuencia definida que pueden estar restringida en otras regiones [49, 50]. La luz con cierta frecuencia dentro de la BFP se puede distribuir porque se refleja desde las paredes del defecto, en esta medida, los CFs tienen una gran importancia práctica para el desarrollo de circuitos y dispositivos nanofotónico, por ejemplo la fibra de cristal fotónico que se muestra en la figura (2-8), cuya eficiencia es mayor a una fibra convencional [51].

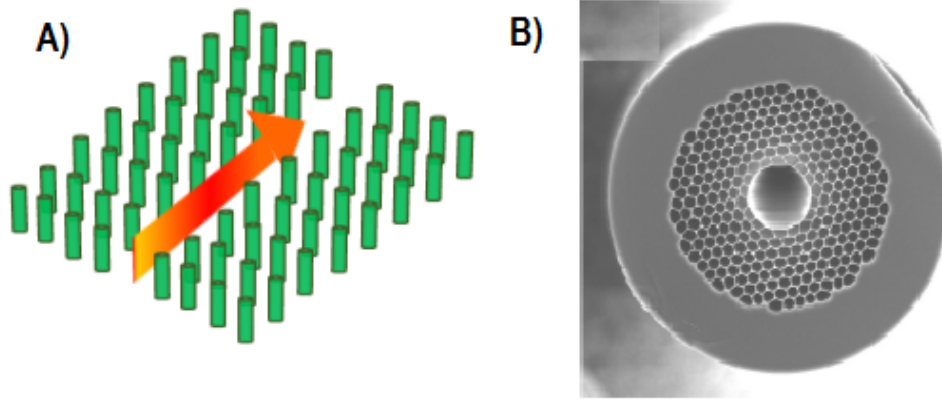


Figura 2-8: A): Representación de una guía de onda en un CF, donde los cilindros verdes son el material dieléctrico y la flecha indica la dirección del flujo de luz [52]. B): Imagen real de una fibra de cristal fotónico con núcleo de aire [12].

Por otro lado, la respuesta de los CFs a los cambios en su estructura cristalina por condiciones aplicadas externamente a la constante dieléctrica, tales como la temperatura, campos magnéticos y eléctricos, presión hidrostática posibilita la sintonización de la EBF [53–56]. Sin embargo, la variación de estas cantidades depende intrínsecamente del material cuyos resultados son obtenidos experimentalmente. Para nuestro estudio el comportamiento de la constante dieléctrica (GaAs) está bajo los efectos de la temperatura y la presión hidrostática [57–59] dadas por:

$$\epsilon(P, T) = (\epsilon_0 + Ae^{T/T_0})e^{-\alpha P} \quad (2-9)$$

Donde ϵ_0 es la constante dieléctrica estática, y α es una cantidad física sobre la dependencia de la constante dieléctrica estática con la presión hidrostática P . Así mismo, el espesor del dieléctrico es una función de la presión dado por:

$$d(P) = d_0[1 - (S_{11} + 2S_{12})P] \quad (2-10)$$

Donde d_0 es el espesor original, S_{11} y S_{12} son las constantes elásticas. Este tipo de dependencia en la constante dieléctrica atrae la atención de los investigadores, ya que es posible modular los modos electromagnéticos a diferentes regiones de frecuencias con el fin de poder desarrollar filtros ópticos sintonizables, moduladores ópticos sintonizables y demás sistemas fotónicos [60–62].

2.4. Fundamentación Teórica de los Cristales Fotónicos

2.4.1. Ecuaciones de Maxwell

El estudio de fenómenos electromagnéticos como la propagación de la luz en CFs, se deben tratar a través de la teoría electromagnética, con las ecuaciones de Maxwell en forma diferencial para medios materiales, las cuales nos permiten desarrollar el método teórico para comprender algunos conceptos ópticos. Estas ecuaciones relacionan los campos electromagnéticos de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) &= \rho(\vec{r}, t) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) &= -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (2-11)$$

Con $\vec{E}(\vec{r}, t)$ y $\vec{H}(\vec{r}, t)$ los campos eléctrico y magnético, $\vec{D}(\vec{r}, t)$ y $\vec{B}(\vec{r}, t)$ los campos desplazamiento eléctrico e inducción magnética, respectivamente. Las fuentes de los campos se representan por la distribución de carga $\rho(\vec{r}, t)$ y la densidad de corriente $\vec{J}(\vec{r}, t)$.

Las Ecs. (2-11) se complementan con las ecuaciones constitutivas para medios lineales, homogéneos e isotropos mediante:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (2-12)$$

Donde ϵ_0 es la permitividad en el vacío, μ_0 la permeabilidad magnética en el vacío, $\epsilon(\vec{r})$ la constante dieléctrica del material, que depende espacialmente de la estructura cristalina, y

$\mu(\vec{r})$ la permeabilidad magnética relativa. El CF al ser una estructura periódica dieléctrica, asumimos una región libre de fuentes con $\rho(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) = 0$, y consideramos un medio no magnético, es decir, la permeabilidad magnética del medio es igual a la del vacío con $\mu(\vec{r}) \approx 1$. Encontramos que las ecuaciones de Maxwell se pueden reescribir así:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t) &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) &= \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t}\end{aligned}\quad (2-13)$$

Usando operaciones básicas e identidades vectoriales, obtenemos que los campos $\vec{E}(\vec{r}, t)$ y $\vec{H}(\vec{r}, t)$ de las Ecs. (2-13) están desacoplados de la siguiente forma:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \mu_0 \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2-14)$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2-15)$$

Las ecuaciones de Maxwell son ecuaciones lineales, que permiten separar los campos como una dependencia espacial y temporal expandiéndolos en un conjunto de modos armónicos:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}\end{aligned}\quad (2-16)$$

Sustituyendo la Ec. (2-16) en las Ecs. (2-14), (2-15), obtenemos que la ecuaciones de onda para los campos electromagnéticos en un CF se reducen a las siguientes expresiones:

$$\hat{\Theta}_E \vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \left(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{E}(\vec{r}) \quad (2-17)$$

$$\hat{\Theta}_H \vec{H}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (2-18)$$

Donde la velocidad de la luz en el vacío se define como $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$, $\widehat{\Theta}_H$ es un operador Hermítico llamado operador de Maxwell, mientras que el operador $\widehat{\Theta}_E$ no lo es. Las Ecs. (2-17), (2-18) se conocen en física matemática como un problema de valores propios, dados por las frecuencias $\frac{\omega}{c}$ y de vectores propios correspondientes a los modos electromagnéticos.

En la Ec. (2-18) aplicamos el producto escalar con $\vec{H}(\vec{r})$ e integramos sobre el espacio:

$$\int \vec{H}^*(\vec{r}) \cdot \widehat{H}_\Theta \vec{H}(\vec{r}) d^3\vec{r} = \int \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}^*(\vec{r}) \cdot \vec{H}(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (2-19)$$

$$\int \vec{H}^*(\vec{r}) \cdot \widehat{H}_\Theta \vec{H}(\vec{r}) d^3\vec{r} = \int \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 |\vec{H}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r} \quad (2-20)$$

$$\int \vec{H}^*(\vec{r}) \left[\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) \right] d^3\vec{r} = \int \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 |\vec{H}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r} \quad (2-21)$$

Usando propiedades vectoriales ² en el lado izquierdo de la Ec. (2-21) obtenemos:

$$\int \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} |\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r} = \int \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 |\vec{H}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r} \quad (2-22)$$

Para materiales dieléctricos y semiconductores en frecuencias ópticas tenemos que $\epsilon(\vec{r}) > 0$, esto implica que el lado izquierdo de la Ec.(2-22) es positivo y $\omega^2 > 0$, es decir, que las frecuencias propias son reales. Definimos la energía electromagnética funcional U_f como:

$$U_f = \frac{1}{2} \frac{\int \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} |\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\int |\vec{H}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (2-23)$$

La energía electromagnética funcional destaca la analogía con teoremas variacionales análogos en la mecánica cuántica y clásica que minimiza una energía física, conocido como el teorema variacional electromagnético, el cual indica que los modos tiende a concentrar su energía en regiones de alta constante dieléctrica [6, 63]. Como se había mencionado anteriormente, existe una analogía entre los cristales reales y los CFs, donde sus propiedades ópticas son tratadas a partir de la mecánica cuántica y la electrodinámica, respectivamente (Tabla 2-1).

En los cristales reales el potencial $V(\vec{r})$ es periódico, mientras que los CFs presentan una

² $\vec{\nabla} \cdot (\vec{A} \times \vec{B}) = (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot \vec{B} - \vec{A} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B})$, $\vec{A} = \vec{H}^*(\vec{r})$ y $\vec{B} = \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})$

periodicidad en su constante dieléctrica $\epsilon(\vec{r})$, donde el operador de traslación conmuta en cada caso con el operador Hamiltoniano y el operador de Maxwell. Los estados propios para este tipo de estructuras periódicas pueden ser descritos como ondas planas moduladas por una función periódica $u(\vec{r})$, conocida como función de Bloch.

Tabla 2-1: Comparación entre la mecánica cuántica y electrodinámica.

	Mecánica cuántica	Electrodinámica
Simetría traslacional	$V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{R})$	$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r} + \vec{R})$
Ecuación de valores propios	$\hat{H}\Psi = E\Psi$	$\hat{\Theta}_H\vec{H} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2\vec{H}$
Operador	$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\vec{r})$	$\hat{\Theta}_H = \vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon(\vec{r})}\vec{\nabla} \times$
Relación de conmutación	$[\hat{H}, \hat{T}_d] = 0$	$[\hat{\Theta}_H, \hat{T}_d] = 0$
Teorema de Bloch	$\Psi(\vec{r}) = u(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$	$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{u}(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$

3. Método de Expansión en Ondas Planas

El desarrollo de métodos computacionales ha permitido abarcar problemas imposibles de solucionar analíticamente, en particular, áreas de la física como ecuaciones de la mecánica cuántica, sistemas termodinámicos, dinámica de fluidos, etc. Existen diferentes métodos aproximados para estudiar los CFs basados en las ecuaciones de Maxwell ¹, como el método de la matriz de transferencia, que puede ser usado para calcular el espectro de transmitancia y reflectancia, los métodos de diferencias finitas en el dominio de frecuencias y expansión en ondas planas, para obtener la estructura de bandas fotónica, el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo, entre otros [64–66]. A continuación, presentamos el método para calcular numéricamente la EBF en un CF-1D, usando expansiones en series de Fourier para obtener la ecuación de valores propios.

3.1. Cristal Fotónico Unidimensional

En la figura (3-1) se representa el CF-1D formado por una distribución periódica de capas alternas en la dirección x , distribuidas homogéneamente e infinitamente en el plano yz . El cristal está compuesto con materiales de constantes dieléctricas ϵ_1 y ϵ_2 , con espesores L_a y L_b , respectivamente. En la figura (3-2) se muestra la celda unitaria del CF regular de longitud $d = L_a + L_b$ con el fin de facilitar el cálculo de la EBF. Para el estudio propuesto en este trabajo de grado, consideramos incidencia normal de la onda electromagnética sobre el CF-1D, donde el vector de onda es paralelo a la dirección de la periodicidad del CF, de tal manera, que la polarización transversal eléctrica (TE) y transversal magnética (TM) son las mismas. En consecuencia, asumimos polarización TE paralelo a la interfaz del cristal.

¹Ver capítulo 2.4

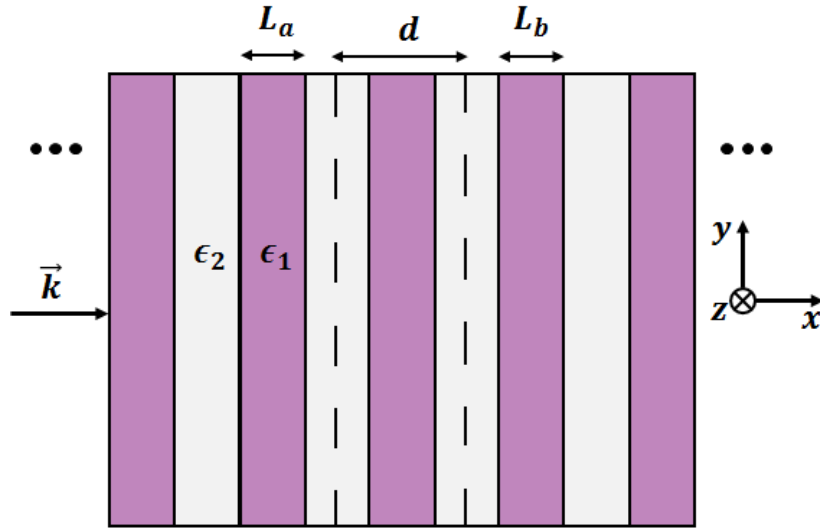


Figura 3-1: Esquema del CF-1D con longitud d en la celda unitaria.

A partir del estado de Bloch de la Ec. (2-8), el campo eléctrico se puede expandir como:

$$\vec{E}_z(x) = \hat{z}E_p(x)e^{-ik_x x} \quad (3-1)$$

Donde $E_p(x)$ es el campo eléctrico que se propaga en x . Sustituyendo la Ec. (3-1) en la Ec. (2-17), encontramos que el campo eléctrico satisface la ecuación de Helmholtz ²:

$$\frac{d^2 E_z(x)}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(x) E_z(x) = 0 \quad (3-2)$$

En el MEOP el campo eléctrico $E_p(x)$ y la función dieléctrica $\epsilon(x)$, son funciones periódicas que se pueden expandir en series de Fourier con coeficientes a_n y b_m , respectivamente:

$$E_p(x) = \sum_n a_n e^{-i\frac{2\pi n}{d}x} \quad (3-3)$$

$$\epsilon(x) = \sum_m b_m e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} \quad (3-4)$$

²Ver desarrollo apéndice A

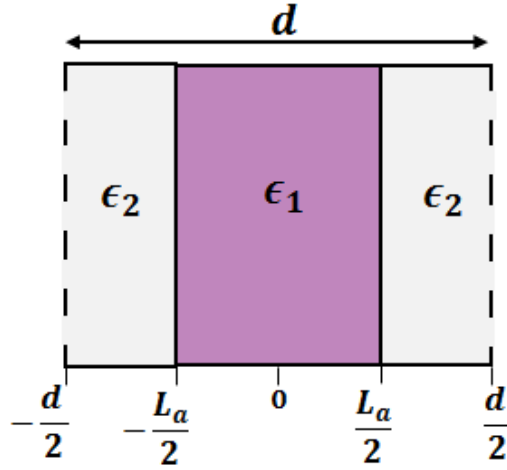


Figura 3-2: Celda unitaria conformada por dos materiales de constante dieléctrica ϵ_1/ϵ_2 .

Para determinar b_m multiplicamos la Ec. (3-4) por una función ortogonal $e^{i\frac{2\pi m'}{d}x}$ con m' par, e integramos sobre la celda unitaria:

$$\int_{-d/2}^{d/2} \epsilon(x) e^{i\frac{2\pi m'}{d}x} dx = \int_{-d/2}^{d/2} \sum_m b_m e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} e^{i\frac{2\pi m'}{d}x} dx \quad (3-5)$$

$$\int_{-d/2}^{d/2} \epsilon(x) e^{i\frac{2\pi m'}{d}x} dx = \int_{-d/2}^{d/2} \sum_m b_m e^{i\frac{2\pi}{d}(m-m')x} dx \quad (3-6)$$

$$\int_{-d/2}^{d/2} \epsilon(x) e^{i\frac{2\pi m'}{d}x} dx = \sum_m b_m \frac{d}{\pi(m-m')} \left[\frac{e^{i\pi(m-m')} - e^{-i\pi(m-m')}}{2i} \right] \quad (3-7)$$

Usando la relación $\delta(x) \approx \frac{\text{sen}(x)}{x}$ obtenemos:

$$\int_{-d/2}^{d/2} \epsilon(x) e^{i\frac{2\pi m'}{d}x} dx = \sum_m b_m \frac{d \text{Sen}[\pi(m-m')]}{\pi(m-m')} \quad (3-8)$$

$$\int_{-d/2}^{d/2} \epsilon(x) e^{i\frac{2\pi m'}{d}x} dx = \sum_m b_m d \delta_{m,m'} \quad (3-9)$$

$$b_m = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \epsilon(x) e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx \quad (3-10)$$

Teniendo en cuenta que $\epsilon(x)$ toma valores ϵ_1 y ϵ_2 dependiendo de la región de integración en la celda unitaria, encontramos que b_m esta dado por:

$$b_m = \frac{1}{d} \left[\int_{-d/2}^{-L_a/2} \epsilon_2 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx + \int_{-L_a/2}^{L_a/2} \epsilon_1 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx + \int_{L_a/2}^{d/2} \epsilon_2 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx \right] \quad (3-11)$$

Resolvemos la Ec. (3-11) para determinar los coeficientes de la función dieléctrica considerando los casos:

$$m = 0$$

$$b_0 = \frac{\epsilon_2(d - L_a) + L_a\epsilon_1}{d} \quad (3-12)$$

$$m \neq 0$$

$$b_m = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{\pi m} \text{Sen} \left(\frac{\pi m L_a}{d} \right) \quad (3-13)$$

3.1.1. Ecuación de Valores Propios

El estudio de la EBF se reduce a encontrar y solucionar un problema de valores propios, por lo tanto, sustituimos la Ecs. (3-3), (3-4) en la Ec. (3-2).

$$\frac{d^2}{dx^2} \left[\hat{z} \sum_n a_n e^{-i\frac{2\pi n}{d}x} e^{-ik_x x} \right] + \frac{\omega^2}{c^2} \sum_m b_m e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} \sum_n a_n e^{-i\frac{2\pi n}{d}x} e^{-ik_x x} = 0 \quad (3-14)$$

$$\sum_n a_n \left(\frac{2\pi n}{d} + k_x \right)^2 e^{-i\frac{2\pi n}{d}x} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{m,n} a_n b_m e^{-i\frac{2\pi}{d}(m+n)x} \quad (3-15)$$

multiplicamos la Ec. (3-15) por una función ortogonal $e^{-i\frac{2\pi p}{d}x}$ con p par, e integramos sobre la celda unitaria:

$$\int_{-d/2}^{-L_a/2} \sum_n a_n \left(\frac{2\pi n}{d} + k_x \right)^2 e^{-i\frac{2\pi}{d}(n+p)x} dx = \frac{\omega^2}{c^2} \int_{-d/2}^{-L_a/2} \sum_{m,n} a_n b_m e^{-i\frac{2\pi}{d}(m+n+p)x} dx \quad (3-16)$$

$$\sum_n \left(\frac{2\pi n}{d} + k_x \right)^2 \frac{a_n d}{\pi(n+p)} \left[\frac{e^{-i(n+p)} - e^{i(n+p)}}{2i} \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{m,n} \frac{a_n b_m d}{\pi(m+n+p)} \left[\frac{e^{-i(m+n+p)} - e^{i(m+n+p)}}{2i} \right] \quad (3-17)$$

$$\sum_n \left(\frac{2\pi n}{d} + k_x \right)^2 a_n \frac{\text{Sen}[\pi(n+p)]}{\pi(n+p)} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{m,n} a_n b_m \frac{\text{Sen}[\pi(m+n+p)]}{\pi(m+n+p)} \quad (3-18)$$

$$\sum_n \left(\frac{2\pi n}{d} + k_x \right)^2 a_n \delta_{n,p} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{m,n} a_n b_m \delta_{m+n,p} \quad (3-19)$$

Finalmente, encontramos que la Ec. (3-19) toma la forma de un problema de valores propios [67, 68]:

$$\left(\frac{2\pi n}{d} + k_x \right)^2 a_n = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_m a_m b_{n-m} \quad (3-20)$$

La Ec. (3-20) se soluciona computacionalmente para determinar el conjunto de frecuencias propias frente al vector de onda y obtener la EBF del CF-1D, la cual proporciona la mayor parte de la información necesaria para predecir las propiedades ópticas del CF-1D.

3.1.2. Tratamiento del Problema

Para un CF-1D defectivo se tiene en cuenta las mismas consideraciones estudiadas anteriormente en un CF-1D regular. Sin embargo, usamos una celda como se muestra en la figura (3-3), de tamaño $L_d = 12L_b + 11L_a + 2L$ mucho más grande que la celda unitaria mostrada en la figura (3-2), donde el defecto introducido consiste en la variación del espesor L del material con constante dieléctrica ϵ_1 , para ello es necesario usar la técnica de supercelda con el defecto ubicado en el centro y los pares de difractores alrededor de este, constituidos por capas alternas con constantes dieléctricas ϵ_1 y ϵ_2 de longitudes L_a y L_b , respectivamente.

De este modo, tenemos que la ecuación de valores propios (3-20) es la misma, pero claramente notamos que el coeficiente de fourier b_m de la Ec. (3-10) no lo es, pues en este caso integramos sobre la supercelda:

$$b_m = \frac{1}{L_d} \int_{-L_d/2}^{L_d/2} \epsilon(x) e^{-i\frac{2\pi m}{L_d} x} dx \quad (3-21)$$

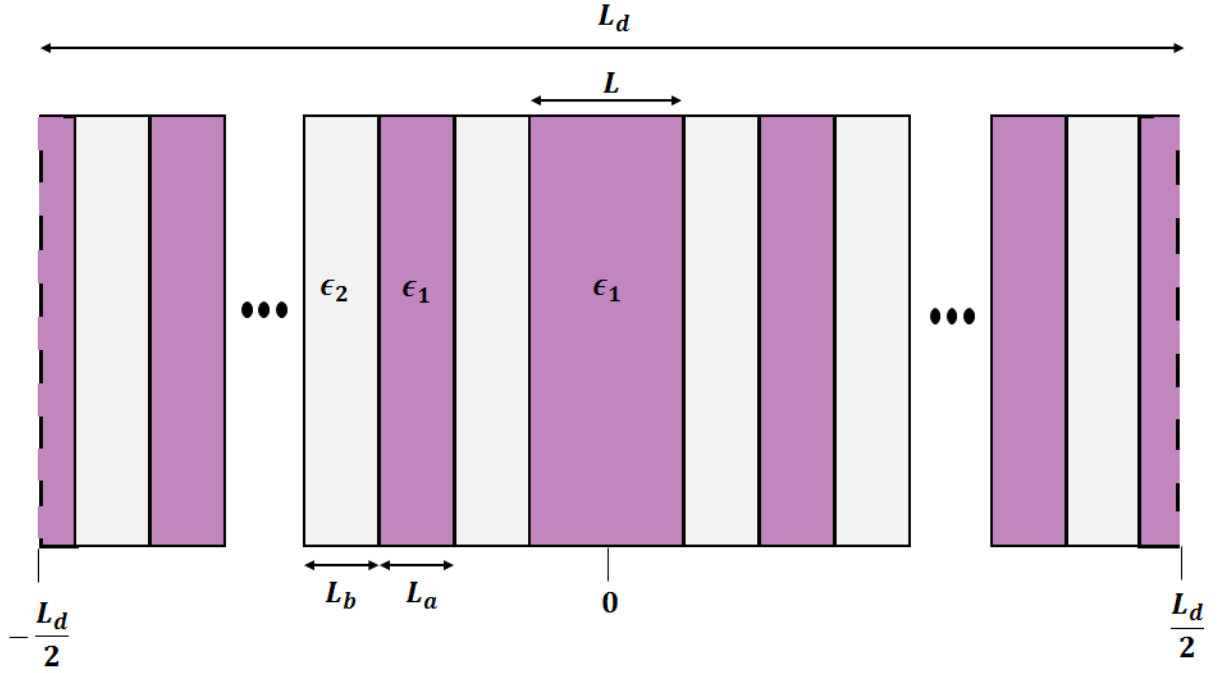


Figura 3-3: Supercelda del CF-1D defectivo.

Como $\epsilon(x)$ toma valores constantes en intervalos, podemos dividir la integral de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
 b_m = & \frac{1}{L_d} \left[\int_{-L_d/2}^{-L-6L_b-5L_a} \epsilon_1 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx + \int_{-L-6L_b-5L_a}^{-L-5L_b-5L_a} \epsilon_2 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx + \int_{-L-5L_b-5L_a}^{-L-5L_b-4L_a} \epsilon_2 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx \right. \\
 & + \dots + \int_{-L-L_b}^{-L} \epsilon_1 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx + \int_{-L}^L \epsilon_1 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx + \int_L^{L+L_b} \epsilon_1 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx \\
 & \left. + \dots + \int_{L+L_b+5L_a}^{L+5L_b+5L_a} \epsilon_1 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx + \int_{L+5L_b+5L_a}^{L+6L_b+5L_a} \epsilon_2 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx + \int_{L+6L_b+5L_a}^{L_d/2} \epsilon_2 e^{-i\frac{2\pi m}{d}x} dx \right] \quad (3-22)
 \end{aligned}$$

Resolvemos la Ec. (3-22) considerando los casos:

$$m = 0$$

$$b_0 = \frac{\epsilon_1(L_d - 12L_b) + 12L_b\epsilon_2}{L_d} \quad (3-23)$$

$$m \neq 0$$

$$\begin{aligned}
 b_m = & \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{m\pi} \left[\operatorname{sen} \left(\frac{2\pi mL}{L_d} \right) + \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + 5L_a + 5L_b) \right) + \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + 4L_a + 4L_b) \right) \right. \\
 & + \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + 3L_b + 3L_a) \right) + \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + 2L_b + 2L_a) \right) + \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + L_a + L_b) \right) \\
 & - \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + 6L_b + 5L_a) \right) - \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + 5L_b + 4L_a) \right) - \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + L_b) \right) \\
 & \left. - \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + 4L_b + 3L_a) \right) - \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + 3L_b + 2L_a) \right) - \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{L_d} (L + L_a + 2L_b) \right) \right]
 \end{aligned}
 \tag{3-24}$$

4. Resultados y Discusión

Resolvemos la ecuación de valores propios (3-20) para determinar la EBF en un CF-1D regular y un CF-1D defectivo bajo factores externos como la temperatura y la presión hidrostática. De tal manera, que en nuestros cálculos numéricos elegimos los parámetros de la tabla (4-1) en la estructura periódica, donde la constante dieléctrica del aire se toma independiente de la temperatura y la presión hidrostática, pero la constante dieléctrica del GaAs se toma como una función de estos factores externos dada por las Ecs. (2-9) y (2-10), con $S_{11} = 1.16 \times 10^{-3}kbar^{-1}$, $S_{12} = -3.7 \times 10^{-4}kbar^{-1}$, $A = 0.21125$, $T_0 = 240.7K$ y $\alpha = 0.00173kbar^{-1}$, para temperaturas $T = 0K$, $T = 100K$, $T = 200K$, $T = 400K$ y para una presión hidrostática aplicada de $P = 0kbar$, $P = 30kbar$ y $P = 70kbar$ [57–59].

Tabla 4-1: Parámetros utilizados en el cálculo de la EBF en un CF-1D.

	Símbolo	Valor normalizado
Parámetro de red	d	1
Constante dieléctrica del GaAs	ϵ_1	12.446
Constante dieléctrica del aire	ϵ_2	1
Grosor de la capa AsGa	L_a	$0.5d$
Grosor de la capa aire	L_b	$0.5d$

La Ec. (3-20) se diagonalizó para la primera zona de Brillouin comprendida entre los valores del intervalo $[-\pi, \pi]$, utilizando una expansión en la base de 80 ondas planas suficiente para una buena convergencia, y con el CF-1D regular compuesto de pares de difractores de Bragg de longitudes iniciales $L_a = L_b$. La figura (4-1a) muestra la EBF para una temperatura constante $T = 0K$ variando la presión con $P = 0kbar$, $P = 40kbar$ y $P = 70kbar$, donde el aumento de la presión origina un cambio a altas frecuencias de unidades $\omega d/2\pi c$, debido a la disminución en la constante dieléctrica de GaAs. Sin embargo, el valor de la constante dieléctrica aumenta con el incremento de la temperatura en $T = 100K$, pero este valor disminuye cuando la presión aumenta desde $P = 0kbar$, $P = 30kbar$ y $P = 70kbar$, con un cambio a altas frecuencias de la EBF como se muestra en la figura (4-1b). La figura (4-1c) muestra que para una presión constante $P = 0kbar$ y temperaturas $T = 0K$, $T = 200K$ y $T = 300K$ origina un cambio en la EBF a bajas frecuencias, debido al aumento en el contraste de índices. Estos resultados están de acuerdo con el teorema variacional electromagnético [6], donde el campo eléctrico de los modos de alta frecuencia tiende a concentrar una mayor fracción de energía (en comparación con los modos de baja frecuencia) en regiones donde la constante dieléctrica es más baja. También se observa la aparición de un gap o BFP debido a la diferencia entre la constante dieléctrica del GaAs/aire, con un ancho entre $\omega_1 = (0.1522)2\pi c/d$ y $\omega_2 = (0.2584)2\pi c/d$ restringiendo la propagación de ciertos valores de frecuencias en la EBF .

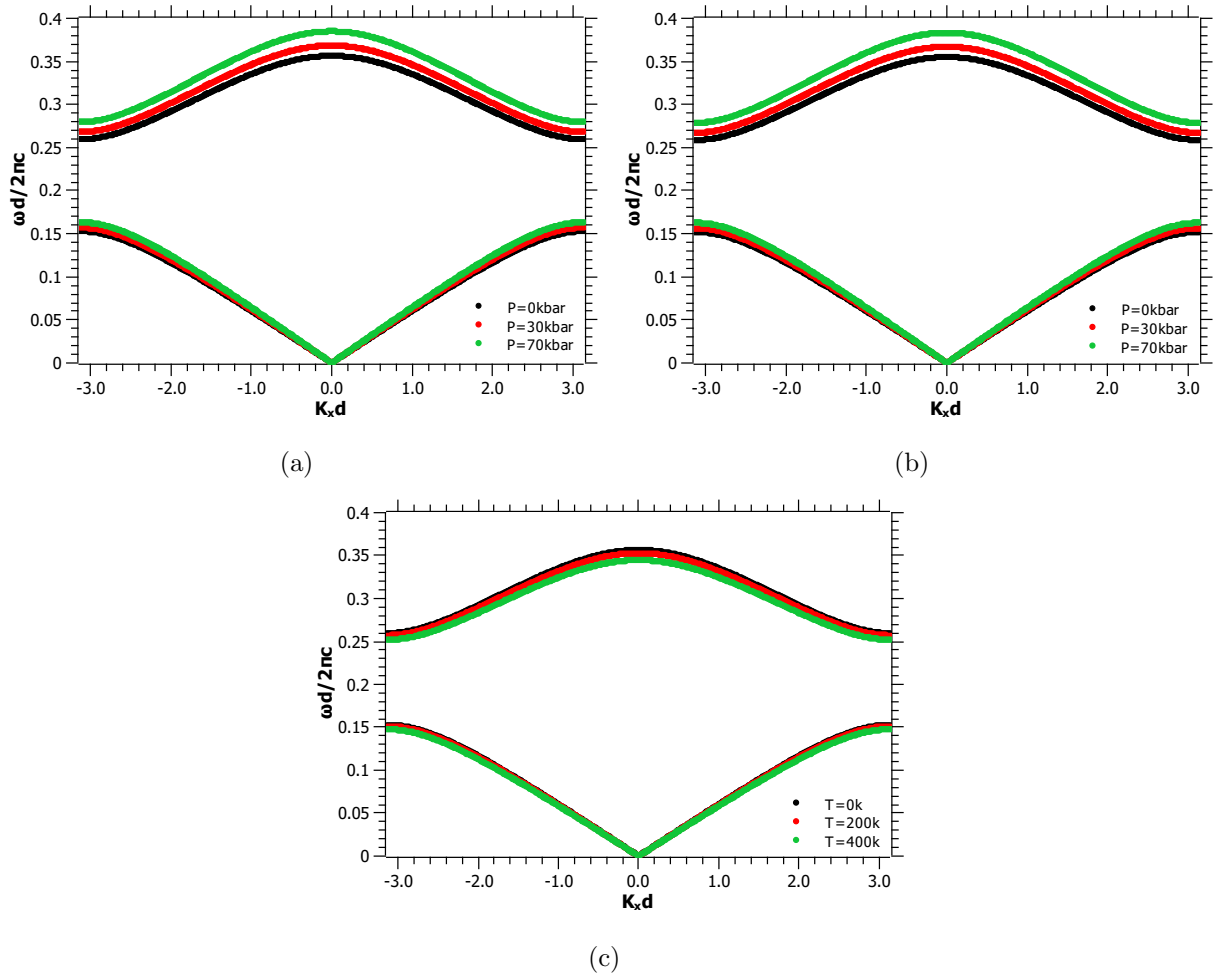


Figura 4-1: EBF de CF-1D regular para (a) $T = 0K$ y $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja), $P = 70kbar$ (línea verde), (b) $T = 100K$ y $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja), $P = 70kbar$ (línea verde), (c) $P = 0kbar$ y $T = 0K$ (línea negra), $T = 200K$ (línea roja), $T = 400K$ (línea verde).

Para un CF-1D con un defecto L de GaAs, cuyo grosor es mayor que las otras capas según la figura (3-3), se obtiene la EBF usando un defecto de longitud $1.5d$ y una expansión en la base de 120 ondas planas para temperaturas constantes $T = 0K$ y $T = 100K$ como se muestran en las figuras (4-2a) y (4-2b), respectivamente. Se observa la presencia de estados o modos defecto que se encuentra en la BFP, donde su ancho permanece inalterado, además hay aparición de un gran número de bandas en la relación de dispersión, con la frecuencia del primer modo defecto aumentando en $\omega_1 = (0.2042)2\pi c/d$ (línea negra), $\omega_2 = (0.2115)2\pi c/d$ (línea roja) y $\omega_3 = (0.2215)2\pi c/d$ (línea verde), a medida que se incrementa la presión en $P = 0kbar$, $P = 30kbar$ y $P = 70kbar$, respectivamente, ver figura (4-2a).

Este hecho se debe a que la zona de Brillouin asociada al cristal de la supercelda es más pequeña que la asociada al cristal normal, lo que hace que las bandas se compriman. La Figura (4-2c) muestra la EBF para una presión de $P = 0kbar$, donde el cambio en el contraste de índice a través del aumento en la temperatura de $T = 0K$, $T = 200K$ y $T = 400K$, origina un corrimiento en el modo defecto a baja frecuencias.

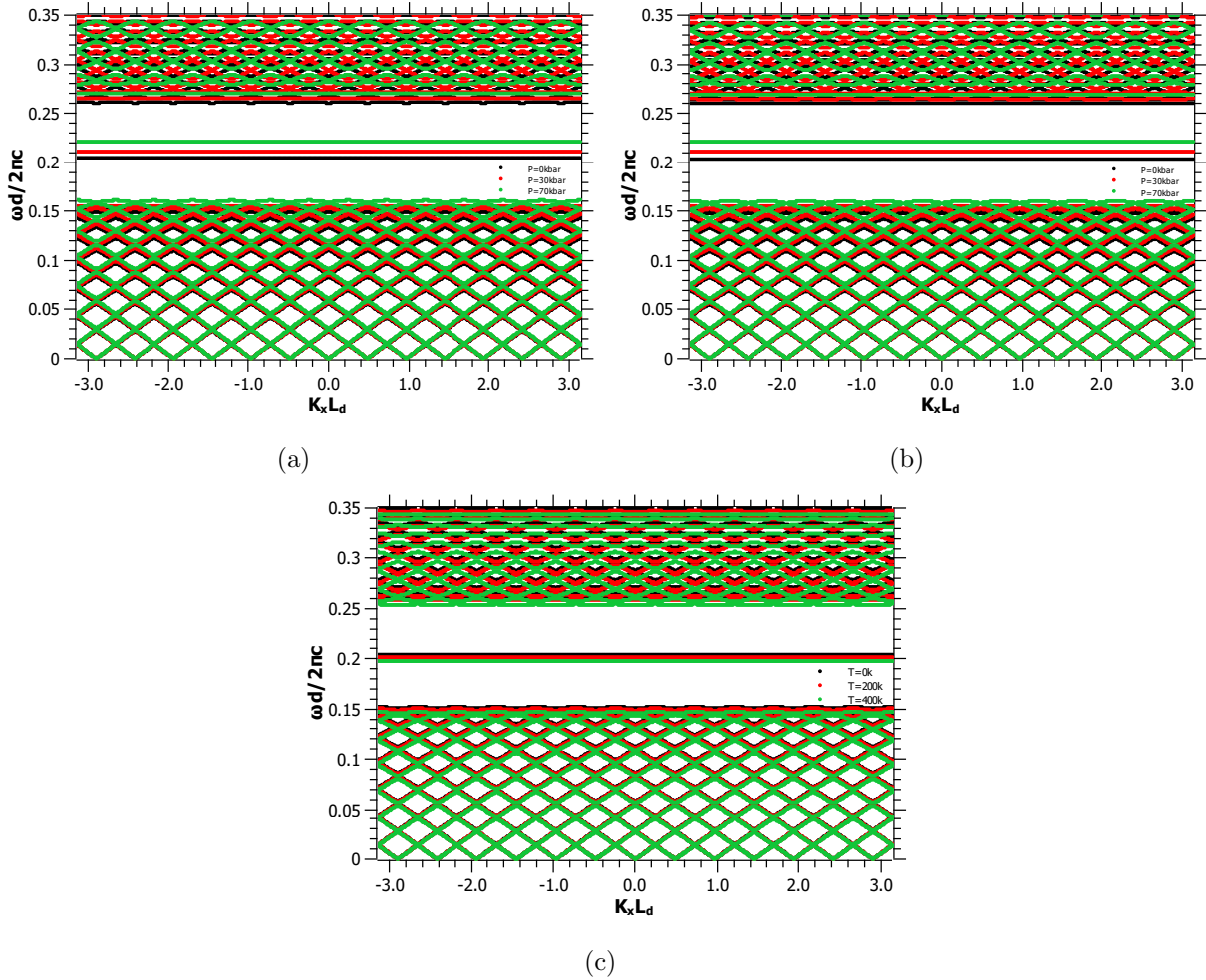


Figura 4-2: EBF de CF-1D defectivo para (a) $T = 0K$ y $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja), $P = 70kbar$ (línea verde), (b) $T = 100K$ y $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja), $P = 70kbar$ (línea verde), (c) $P = 0kbar$ y $T = 0K$ (línea negra), $P = 200K$ (línea roja), $T = 400K$ (línea verde).

La figura (4-3) muestra la EBF para un defecto con grosor de $2.5d$ para una temperatura de $T = 0K$ y presiones de $P = 0kbar$, $P = 30kbar$ y $P = 70kbar$. Los modos en la BFP cambian de posición, debido a que el aumento del grosor del defecto incrementa el número de modos confinados en la primera banda. Si la energía del modo defecto disminuye, pasa hacer parte de la banda dieléctrica, mientras que de la banda de aire surge un nuevo modo que toma su lugar. Por lo tanto, para longitudes mucho mayores que L , la cantidad de modos combinados dentro de la primera banda aumenta considerablemente, cuya velocidad de grupo ($\frac{\partial\omega}{\partial k}$) es cero, y su energía disminuye a medida que el defecto crece. Esto implica, la posibilidad de poder tener tantos modos como se desee dentro de una misma BFP, mientras la longitud del defecto sea la adecuada.

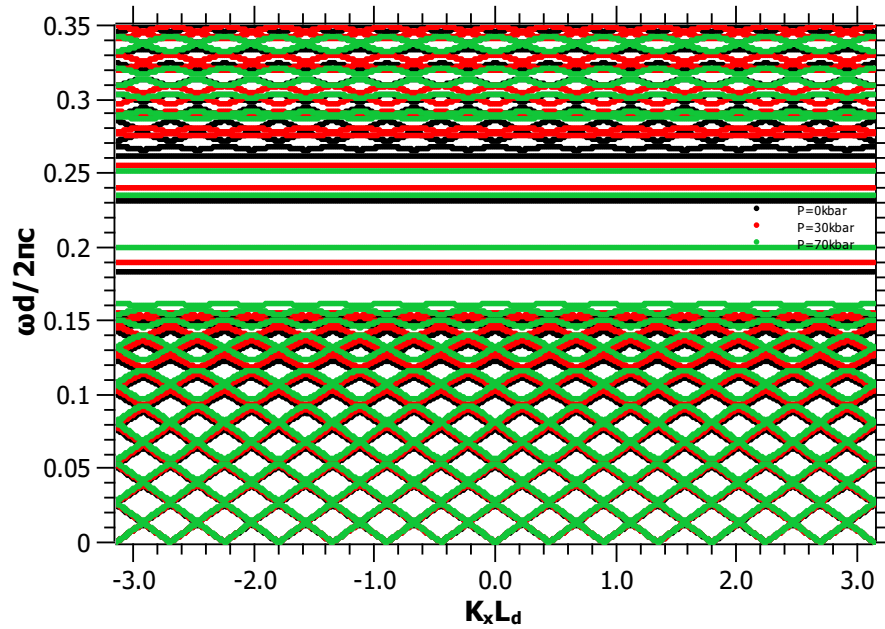


Figura 4-3: EBF de CF-1D defectivo con espesor $2.5d$ para $T = 0K$ y presiones de $P = 0kbar$ (línea negra), $P = 30kbar$ (línea roja) y $P = 70kbar$ (línea verde).

5. Conclusiones y Recomendaciones

5.1. Conclusiones

La revisión de algunos conceptos sobre estructuras periódicas como los cristales naturales, permitieron el estudio en los CFs utilizando las propiedades de simetría que poseen dichos sistemas, de modo que existe una analogía entre los cristales reales y los CFs, pues tienen similitud en su formalismo matemático e interpretación en algunos fenómenos ópticos.

Mediante el método de expansión en ondas planas se calcula numéricamente la ecuación de valores propios para determinar la estructura de bandas fotónica en un cristal fotónico unidimensional.

El resultado de incluir un defecto es crear un estado permitido en el interior de la banda de frecuencia prohibida, que posibilita la existencia de un modo localizado alrededor del defecto. Sin embargo, el efecto de la presión hidrostática y la temperatura en la constante dieléctrica origina un corrimiento del modo localizado a altas y bajas frecuencias, respectivamente.

Al aumentar el grosor del defecto hay un incremento de los modos en el interior de la banda de frecuencia prohibida, mientras que el ancho de la misma permanece inalterado.

Los cristales fotónicos son buenos candidatos para el desarrollo de dispositivos optoelectrónicos debido al gran control sobre la propagación de la luz que brinda la periodicidad en su función dieléctrica.

5.2. Recomendaciones

Se recomienda extender el cálculo de la estructura de bandas fotónica en una estructura bidimensional y tridimensional, con el fin de obtener bandas de frecuencias prohibidas para la propagación de ondas electromagnéticas en dos y tres direcciones, puesto que la mayor parte de aplicaciones ópticas son posibles con estos sistemas debido a la aparición de bandas prohibidas omnidireccionales. Igualmente, se recomienda abarcar estudios particulares con el fin de obtener filtros con frecuencias específicas.

A. Ecuación de Helmholtz para el Campo Eléctrico (CF-1D)

Partiendo de la ecuación de onda generalizada para el campo eléctrico:

$$\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \left(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{A-1})$$

Desarrollando las operaciones vectoriales de la Ec. (A-1) en coordenadas cartesianas, tal que:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) &= \left(\frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right) \times (E_x \hat{x} + E_y \hat{y} + E_z \hat{z}) \\ &= \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \hat{x} - \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \hat{y} + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \hat{z} \end{aligned} \quad (\text{A-2})$$

Aplicando el rotacional a la Ec. (A-2) obtenemos:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) &= \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \right] \hat{x} \\ &\quad - \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \right] \hat{y} \\ &\quad + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \right] \hat{z} \end{aligned} \quad (\text{A-3})$$

Sustituyendo la Ec. (A-3) en la Ec. (A-1) encontramos tres ecuaciones para cada una de las componentes del campo $\vec{E}(\vec{r})$:

$$-\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial z} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon(r) E_x$$

$$-\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y \partial z} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon(r) E_y$$

$$-\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y \partial z} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon(r) E_z$$

(A-4)

B. Participaciones y Eventos



CONACYT SEP SECRETARÍA DE EDUCACIÓN PÚBLICA UANL FCFM Instituto de Innovación y Tecnología en Física y Matemáticas de la Universidad de Nuevo León Secretaría de Economía y Trabajo NUEVO LEÓN MONTERREY LA CIUDAD DE LAS TORREAS

LA SOCIEDAD MEXICANA DE FÍSICA

Agradece la asistencia y participación de:

Jheison Andrés Lizcano Muñoz
Universidad Surcolombiana (USCO)

en el **LX Congreso Nacional de Física**
del 8 al 13 de octubre de 2017
CINTERMEX, Monterrey, Nuevo León


Dr. Darío Nuñez Zúñiga
Presidente de la SMF



Certificate of Attendance

The present certificate is conferred upon

Jheison Andres Lizcano

in the category of
Speaker

Awarded in San Andrés Island, Republic of Colombia
on the 1st day of december, 2017

Program Committee

Organizing Committee



Bibliografía

- [1] Rayleigh, L. (1887). XVII. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 24(147), 145-159.
- [2] Yablonovitch, E. (2007). Photonic crystals: What's in a name?. Optics and Photonics news, 18(3), 12-13.
- [3] Yablonovitch, E. (2001). Photonic crystals: semiconductors of light. Scientific American, 285(6), 46-55.
- [4] Yablonovitch, E. (1987). Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. Physical Review Letters, 58(20), 2059.
- [5] John, S. (1987). Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. Physical Review Letters, 58(23), 2486.
- [6] Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2011). Photonic crystals: molding the flow of light. Princeton university press.
- [7] Yablonovitch, E. (1993). Photonic band-gap structures. JOSA B, 10(2), 283-295.
- [8] Danner, A. J. (2002). An introduction to the plane wave expansion method for calculating photonic crystal band diagrams. University of Illinois.
- [9] Vasco, J. P., & Vinck-Posada, H. (2010). Método de diferencias finitas en el dominio de las frecuencias para cristales fotónicos 1D y 2D. TecnoLógicas, (24), 125-141.
- [10] Li, Z. Y., & Lin, L. L. (2003). Photonic band structures solved by a plane-wave-based transfer-matrix method. Physical Review E, 67(4), 046607.
- [11] Inoue, K., & Ohtaka, K. (Eds.). (2013). Photonic crystals: physics, fabrication and applications (Vol. 94). Springer.

-
- [12] López, C. (2003). Aspectos materiales de cristales fotónicos. *Materiales avanzados*, 15 (20), 1679-1704.
- [13] Yao, P., Shi, S., Sharkawy, A., Kelmelis, E., & Prather, D. W. (2007). Fabrication of Large Area Polymer-Based 3D Photonic Crystals. In *Integrated Photonics and Nanophotonics Research and Applications* (p. IWF8). Optical Society of America.
- [14] Ding, T., Song, K., Clays, K., & Tung, C. H. (2009). Fabrication of 3D Photonic Crystals of Ellipsoids: Convective Self-Assembly in Magnetic Field. *Advanced Materials*, 21(19), 1936-1940.
- [15] Jiang, P., & McFarland, M. J. (2004). Large-scale fabrication of wafer-size colloidal crystals, macroporous polymers and nanocomposites by spin-coating. *Journal of the American Chemical Society*, 126(42), 13778-13786.
- [16] Zi, J., Yu, X., Li, Y., Hu, X., Xu, C., Wang, X., ... & Fu, R. (2003). Coloration strategies in peacock feathers. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 100(22), 12576-12578.
- [17] Vukusic, P., & Sambles, J. R. (2003). Photonic structures in biology. *Nature*, 424(6950), 852.
- [18] Carr, D. M., Ellsworth, A. A., Fisher, G. L., Valeriano, W. W., Vasco, J. P., Guimarães, P. S. S., ... Rodrigues, W. N. (2018). Characterization of natural photonic crystals in iridescent wings of damselfly *Chalcopteryx rutilans* by FIB/SEM, TEM, and TOF-SIMS. *Biointerphases*, 13(3), 03B406.
- [19] Sánchez, A., Porta, A. V., & Orozco, S. (2017). Photonic band-gap and defect modes of a one-dimensional photonic crystal under localized compression. *Journal of Applied Physics*, 121(17), 173101.
- [20] Russell, P. (2003). Photonic crystal fibers. *Science*, 299(5605), 358-362.
- [21] Akahane, Y., Asano, T., Song, B. S., & Noda, S. (2003). High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425(6961), 944.
- [22] Porras González, Y. M., Puentes Ossa, A., & Rodríguez Patarroyo, D. J. (2015). Cristales fotónicos empleados en tratamientos médicos. *Revista Avances: Investigación en Ingeniería*, 12.
- [23] Kumar, V., Suthar, B., Kumar, A., Singh, K. S., & Bhargava, A. (2013). The effect of temperature and angle of incidence on photonic band gap in a dispersive Si-based one dimensional photonic crystal. *Physica B: Condensed Matter*, 416, 106-109.

-
- [24] Samara, G. A. (1983). Temperature and pressure dependences of the dielectric constants of semiconductors. *Physical Review B*, 27(6), 3494.
- [25] Koshiba, M. (2001). Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers. *Journal of Lightwave Technology*, 19(12), 1970-1975.
- [26] Chang, Y. H., Jhu, Y. Y., & Wu, C. J. (2012). Temperature dependence of defect mode in a defective photonic crystal. *Optics Communications*, 285(6), 1501-1504.
- [27] Wu, L., Zhuang, F., & He, S. (2003). Degeneracy analysis for a supercell of a photonic crystal and its application to the creation of band gaps. *Physical Review E*, 67(2), 026612.
- [28] Kittel, C. (1995). *Introduction to solid state physics*. Reverté.
- [29] Maldovan, M., & Thomas, E. L. (2005). Photonic crystals: six connected dielectric networks with simple cubic symmetry. *Journal of the Optical Society of America B*, 22(2), 466.
- [30] Gong, Q., & Hu, X. (2014). *Photonic crystals: principles and applications*. Pan Stanford.
- [31] Wang, W., Yang, X., Luk, T. S., & Gao, J. (2019). Enhanced quantum dots spontaneous emission with metamaterial perfect absorbers. *Applied Physics Letters*, 114(2), 021103.
- [32] Shi, B., Wang, L., Taylor, A. A., Suran Brunelli, S., Zhao, H., Song, B., & Klamkin, J. (2019). MOCVD grown low dislocation density GaAs-on-V-groove patterned (001) Si for 1.3 μm quantum dot laser applications. *Applied Physics Letters*, 114(17), 172102.
- [33] Chang, H., Liu, L., Song, Y., Zhang, C., & Hu, X. (2018). Design and fabrication of low-loss antireflection structures for Si windows in 10–30 THz. *AIP Advances*, 8(5), 055328.
- [34] Blau, S. K. (2004). Light as a Feather: Structural Elements Give Peacock Plumes Their Color. *Physics Today*, 57(1), 18–20.
- [35] Sakoda, K. (2004). *Optical properties of photonic crystals (Vol. 80)*. Springer Science & Business Media.
- [36] Lourtioz, J. M., Benisty, H., Berger, V., Gérard, J. M., Maystre, D., & Tchelmechev, A. (2005). *Photonic crystals. Towards Nanoscale Photonic Devices*.
- [37] Guo, Y. Q., & Fang, D. N. (2011). Formation of longitudinal wave band structures in one-dimensional phononic crystals. *Journal of Applied Physics*, 109(7), 073515.
- [38] Konoplev, I. V., McGrane, P., Phelps, A. D. R., Cross, A. W., & Ronald, K. (2005). Observation of photonic band-gap control in one-dimensional Bragg structures. *Applied Physics Letters*, 87(12), 121104.

-
- [39] N. Aschcroft, D. Mermin, D. Wei. (2016). *Solid state Physics, Revised Edition*, Cengage Learning Asia.
- [40] Burns, G., & Glazer, A. M. (2013). *Bravais Lattices. Space Groups for Solid State Scientists*, 45–64.
- [41] Thompson, D. (1996). The reciprocal lattice as the Fourier transform of the direct lattice. *American Journal of Physics*, 64(3),
- [42] Skorobogatiy, M., & Yang, J. (2009). *Fundamentals of photonic crystal guiding*. Cambridge University Press.
- [43] Bloch, F. (1929). Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern. *Zeitschrift für physik*, 52(7-8), 555-600.
- [44] Misra, P. K. (2012). *Basic Properties of Crystals. Physics of Condensed Matter*, 1–35.
- [45] Gevorgyan, A. H., Gharagulyan, H., & Mkhitarian, S. A. (2018). Peculiarities of Band Structure of One-Dimensional Photonic Crystals. *Optik*.
- [46] Sukhoivanov, I. A., & Guryev, I. V. (2009). *Photonic crystals: physics and practical modeling (Vol. 152)*. Springer.
- [47] Busch, K., & John, S. (1998). Photonic band gap formation in certain self-organizing systems. *Physical Review E*, 58(3), 3896–3908.
- [48] Braun, P. V., Rinne, S. A., & García-Santamaría, F. (2006). Introducing defects in 3D photonic crystals: state of the art. *Advanced Materials*, 18(20), 2665-2678.
- [49] Segovia-Chaves, F., & Vinck-Posada, H. (2018). The effect of the hydrostatic pressure and temperature on the defect mode in the band structure of one-dimensional photonic crystal. *Optik*, 156, 981-987.
- [50] Fan, S. (2007). Manipulating light with photonic crystals. *Physica B: Condensed Matter*, 394(2), 221-228.
- [51] Russell, P. (2009, March). History and Future of Photonic Crystal Fibers. In *Optical Fiber Communication Conference* (p. OTuC1). Optical Society of America.
- [52] S. Y. Lin, E. Chow, V. Hietala, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos. (1998). Experimental Demonstration of Guiding and Bending of Electromagnetic Waves in a Photonic Crystal. *Science*, 282(5387), 274–276.

-
- [53] Segovia-Chaves, F., & Vinck-Posada, H. (2018). The effect of the hydrostatic pressure and temperature on the defect mode in the band structure of one-dimensional photonic crystal. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 156, 981-987.
- [54] Jahani, D., Soltani-Vala, A., Barvestani, J., & Hajian, H. (2014). Magneto-tunable one-dimensional graphene-based photonic crystal. *Journal of Applied Physics*, 115(15), 153101.
- [55] Tian, H., & Zi, J. (2005). One-dimensional tunable photonic crystals by means of external magnetic fields. *Optics communications*, 252(4-6), 321-328.
- [56] Schmidt, M., Eich, M., Huebner, U., & Boucher, R. (2005). Electro-optically tunable photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 87(12), 121110.
- [57] Elabsy, A. M. (1993). Hydrostatic pressure dependence of binding energies for donors in quantum well heterostructures. *Physica Scripta*, 48(3), 376.
- [58] Blakemore, J. S. (1982). Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, 53(10), R123-R181.
- [59] Lefebvre, P., Gil, B., & Mathieu, H. (1987). Effect of hydrostatic pressure on $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ microstructures. *Physical Review B*, 35(11), 5630.
- [60] Shen, H., Wang, Z., Wu, Y., & Yang, B. (2016). One-dimensional photonic crystals: fabrication, responsiveness and emerging applications in 3D construction. *RSC Advances*, 6(6), 4505-4520.
- [61] Segovia-Chaves, F., Vinck-Posada, H., & Navarro-Barón, E. (2019). Dependence on hydrostatic pressure in two-dimensional triangular photonic crystals. *Physica B: Condensed Matter*, 557, 88-94.
- [62] Zhou, G., & Lee, C. (Eds.). (2017). *Optical MEMS, Nanophotonics, and Their Applications*. CRC Press.
- [63] Bostan, C. G. (2005). *Design and fabrication of quasi-2d photonic crystal components based on silicon-on-insulator technology*. Enschede, The Netherlands.
- [64] Wartak, M. S. (2013). *Computational photonics: an introduction with MATLAB*. Cambridge University Press.
- [65] Dörfler, W., Lechleiter, A., Plum, M., Schneider, G., & Wiersma, C. (2011). *Photonic crystals: Mathematical analysis and numerical approximation (Vol. 42)*. Springer Science & Business Media.

-
- [66] Hergert, W., & Geilhufe, R. M. (2018). *Group Theory in Solid State Physics and Photonics: Problem Solving with Mathematica*. John Wiley & Sons.
- [67] Danner, A. J. (2002). *An introduction to the plane wave expansion method for calculating photonic crystal band diagrams*. University of Illinois.
- [68] Shumpert, J. D. (2001). *Modeling of Periodic Dielectric Structures (electromagnetic Crystals)* (Doctoral dissertation, University of Michigan).