



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Crecimiento y Caracterización Óptica de Ópalos Inversos
Generados Por La Mezcla de SiO_2 - TiO_2 .

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Física Aplicada

por

Abraham Jorge Carmona Carmona

asesorado por

Dra. Martha Alicia Palomino Ovando.

Dr. Martín Rodolfo Palomino Merino.

Puebla Pue.



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Crecimiento y Caracterización Óptica de Ópalos Inversos
Generados Por La Mezcla de SiO_2 - TiO_2 .

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Física Aplicada

por

Abraham Jorge Carmona Carmona

asesorado por

Dra. Martha Alicia Palomino Ovando.

Dr. Martín Rodolfo Palomino Merino.

Puebla Pue.

Título: Crecimiento y Caracterización Óptica de Ópalos Inversos
Generados Por La Mezcla de SiO_2 - TiO_2 .

Estudiante: ABRAHAM JORGE CARMONA CARMONA

COMITÉ

Dr. Rosendo L. Lozada Morales.
Presidente

Dr. Benito Flores De Sirena.
Secretario

Dr. Enrique Sanchez Mora.
Vocal

Vocal

Dra. Martha Alicia Palomino Ovando.
Dr. Martín Rodolfo Palomino Merino.
Asesor

Índice general

0.1. Introducción	1
0.2. Objetivos.	1
0.2.1. Objetivo General.	1
0.2.2. Objetivos Específicos.	2
1. Fundamentos Teóricos.	3
1.1. Ópalos.	3
1.2. Cristales Fotónicos.	4
1.2.1. Cristal Fotónico Unidimensional (Multicapas) 1-D.	5
1.2.2. Cristal Fotónico Bidimensional 2-D.	5
1.2.3. Cristal Fotónico Tridimensional 3D.	6
1.3. Estructura de Bandas de un Cristal Fotónico.	7
1.3.1. Origen de la Banda Prohibida en un Cristal Fotónico.	7
1.4. Ópalos Inversos.	11
1.5. Importancia de los Cristales Fotónicos, especialmente de los Ópalos Inversos. . . .	11
1.5.1. Algunas de las Aplicaciones de los Cristales Fotónicos	12
1.6. Fabricación de Cristales Fotónicos.	14
1.7. Métodos Físicos.	14
1.7.1. Litografía.	14
1.7.2. Electrodeposición.	15
1.8. Métodos Químicos o coloidales.	15
1.8.1. Deposición de vapor químico (CVD).	15
1.8.2. Auto-Ensamble.	15
1.8.3. Centrifugación.	16
1.8.4. Hidrólisis Sol-Gel.	16
2. Método De La Matriz De Transferencia.	17
2.1. Polarización P.	17
2.1.1. Modos Normales.	23
2.2. Polarización S	25
2.3. Estructura de bandas.	29
2.4. Modelación Teórica.	32
2.4.1. Modelo unidimensional el método aproximado.	32
3. Procedimiento Experimental.	35
3.1. Fabricación de Ópalos Inversos.	35
3.1.1. Síntesis de Esferas de PMMA.	35
3.1.2. Caracterización de las esferas, distribución del tamaño	40
3.1.3. Empaquetamiento de las esferas.	41
3.2. Caracterización del empaquetado por SEM.	42
3.2.1. Impregnación de SiO ₂	43

3.2.2. Impregnación de TiO_2 - SiO_2	44
3.2.3. Tratamiento termico.	45
3.3. Caracterización del ópalo inverso.	46
4. Resultados y Discusión.	49
4.1. Resultados.	49
4.1.1. Microesferas de PMMA.	49
4.1.2. Ópalos Inversos de SiO_2 - TiO_2	51
4.2. Método de simulación.	53
5. Conclusiones.	59
5.1. Conclusiones.	59

Índice de figuras

1.1. Iridiscencia de un ópalo de SiO_2	3
1.2. Figura 1.2. Región visible del Espectro electromagnético.	4
1.3. Diagrama esquemático que muestra los tres tipos de cristales fotónicos	5
1.4. Cristal fotónico unidimensional 1-D.	5
1.5. Cristal fotónico bidimensional 2-D.	6
1.6. Cristal fotónico tridimensional 3-D.	6
1.7. Estructuras de bandas fotónicas en un solo eje de propagación, también muestra tres diferentes multicapas, que tienen el siguiente arreglo, izquierda constante dieléctrica de $\varepsilon = 13$, centro alternante entre $\varepsilon = 13$ y $\varepsilon = 12$ y derecha $\varepsilon = 13$ a $\varepsilon = 1$	8
1.8. Cristal fotónico de dos dimensiones de huecos de aire inmersas en un sustrato dieléctrico.	9
1.9. Diagrama esquemático que muestra la geometría del cristal fotónico y las paredes delgadas dentro del mismo.	10
1.10. Estructura de bandas de un cristal fotónico, que tiene un arreglo triangular o hexagonal.	10
1.11. Diagrama esquemático del proceso de fabricación de un ópalo inverso.	11
1.12. Representación de una guía de onda hecha por un cristal fotónico.	12
1.13. Representación de una cavidad resonante, donde podemos apreciar que el hueco más grande es donde ocurre al fenómeno.	12
1.14. Gráfica que muestra las frecuencias que deja pasar el cristal fotónico y las que refleja dependiendo la posición del hueco en la red de trabajo.	13
1.15. Fotografía de tres filtros de colores hechos con cristales fotónicos.	13
2.1. Polarización Transversal Magnética de un cristal fotónico unidimensional (1DPC), también conocida como polarización P	18
2.2. Propagación de la componente paralela del campo eléctrico.	20
2.3. Polarización transversal eléctrica de un cristal fotónico unidimensional (1DPC), también conocida como polarización S	25
2.4. Estructura FCC.	32
2.5. Crecimiento de la estructura FCC en la dirección [111].	33
2.6. Perfil del índice de refracción para una estructura FCC, en la dirección [111], considerando un índice de refracción para cada plano.	33
3.1. Reacción de Iniciación del polímero.	36
3.2. Reacción de propagación del polímero.	37
3.3. Reacción de terminación del polímero.	37
3.4. Sistema del proceso de polimerización.	38
3.5. Muestra del comienzo del proceso de polimerización.	39
3.6. Proceso de polimerización y empaquetamiento de las esferas.	39

3.7. Micrografías (SEM) de las esferas de PMMA sintetizadas, con una resolución de 5000x.	40
3.8. Micrografías (SEM) de las esferas de PMMA sintetizadas, con una resolución de 15000x.	40
3.9. Micrografías (SEM) de las esferas de PMMA sintetizadas, con una resolución de 40000x.	40
3.10. Gráfica estadística de dispersión del tamaño de las esferas muestra 3.	41
3.11. Muestra del comienzo del proceso de centrifugado.	42
3.12. Fotografía de una muestra de esferas recién centrifugada, la parte en blanco son las esferas separadas del agua.	42
3.13. Múltiples muestras de micro esferas de PMMA	43
3.14. Esquema utilizado para la fabricación de los cristales fotónicos.	44
3.15. Curva de calentamiento para eliminar el PMMA de los ópalos inversos.	45
3.16. Múltiples muestras de ópalos inversos.	46
3.17. Gráfica del grosor promedio de las paredes en nuestros ópalos inversos.	47
4.1. Imágenes SEM de microesferas de PMMA con diferentes diámetros.	49
4.2. Espectro UV-Vis de las microesferas de PMMA.	50
4.3. Espectro Micro-Raman de las microesferas de PMMA.	50
4.4. Múltiples muestras de ópalos inversos.	51
4.5. Espectro de reflectancia especular relativa en base a línea base de espejo de aluminio con luz polarizada S y ángulo de 45°	52
4.6. Espectro de reflectancia difusa de los ópalos inversos.	52
4.7. Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de SiO_2 100 %.	53
4.8. Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de SiO_2 75 %.	53
4.9. Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de SiO_2 50 %.	54
4.10. Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de SiO_2 25 %.	54
4.11. Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de TiO_2 100 %.	54
4.12. Comparación de los índices de refracción calculados por la Ec(4.1) y los experimentales[28]	55
4.13. Reflectancia de ópalos teórica con con polarización P, a incidencia normal $\theta = 0^\circ$	56
4.14. Comparación entre el espectro de reflexión experimental (línea roja) para un ópalo inverso de SiO_2 , y los calculados teóricamente en las direcciones de crecimiento [111] (línea azul) y $[-211]$, (línea negra).	56
4.15. En las Figuras se muestra la permitividad eléctrica de los ópalos inversos cuando son construidos con combinaciones de TiO_2 y SiO_2 a) SiO_2 con concentración de 100 %, b) TiO_2 al 100 %, c) SiO_2 al 75 %, d) SiO_2 al 50 %, e) SiO_2 al 25 %	57

Índice de tablas

3.1. Cantidades necesarias para la fabricación de esferas de PMMA.	36
--	----

0.1. Introducción

La nanociencia y la nanotecnología relacionan a varias ciencias, como la física, la química y algunas áreas de las ingenierías. Estas se basan en el estudio y la aplicación de sistemas a escala nanométrica. Cabe mencionar que un sistema se localiza dentro de la escala nanométrica, si al menos una de sus dimensiones se encuentran en el intervalo de 1 a 100 nm. Debido a los logros importantes que han tenido las nanoestructuras a lo largo del tiempo, ha ido surgiendo un gran interés por investigar a fondo sus propiedades y sus posibles aplicaciones.

Un ejemplo de estas estructuras son los ópalos artificiales. Los ópalos artificiales son gamas semipreciosas cuya estructura interna está formada por partículas esféricas de sílice amorfa, que muestran una tendencia a ordenarse en una estructura cúbica centrada en las caras (FCC). El diámetro de estas partículas es del orden de la longitud de onda de la luz visible y se encuentran embebidas en un medio, generalmente también de sílice de un índice de refracción ligeramente distinto.

Estos ópalos han tenido varias aplicaciones tecnológicas desde su descubrimiento. Se han empleados como moldes para la infiltración posterior con diferentes tipos de materiales [2]. Mediante el llenado parcial o total de los espacios intersticiales entre esferas se obtiene el denominado ópalo compuesto. Ahora bien, si en un paso posterior se elimina la matriz inicial de esferas, obtenemos la réplica de la estructura constituida por una red de esferas de aire interconectadas y embebidas en una matriz de material, conocida como ópalo inverso [2]. Estos ópalos inversos se han usado en la fabricación de cristales fotónicos y las nuevas investigaciones pretenden usarlos en la fabricación de sensores, en fotocátalisis, fibras ópticas y metamateriales [2, 3]. Algunos de los materiales con los que se han elaborado éstos, son TiO_2 , GaP, InP y Ge [Referencias], siendo el Ge el único que ha demostrado una buena fabricación de ópalos inversos, pero una desventaja de estos materiales ha sido la costosa forma de elaborarlos ya que se han desarrollado mediante la técnica de deposición química en fase vapor (CVD).

Por otra parte los ópalos inversos de SiO_2 están siendo investigados debido a su gran variedad de características y aplicaciones. Una ventaja que ofrecen estos materiales, es que se pueden obtener mediante plantillas de materiales poliméricos, comparado con otras técnicas de síntesis. Las plantillas de materiales poliméricos son una sencilla y muy versátil técnica para la síntesis de estructuras periódicas del orden nanométricas a micrométricas, además, pueden formarse materiales porosos muy ordenados con un amplio rango de tamaño de poro con diferentes morfologías.

El interés por diversos materiales y la búsqueda de nuevas propiedades ha motivado realizar una combinación de diversos compuestos por lo que en este trabajo se pretende obtener nanoestructuras formadas por la red del ópalo inverso de SiO_2 y TiO_2 y combinaciones de estos dos óxidos a partir de una plantilla polimérica de polimetilmetacrilato. Una vez construidos los ópalos inversos, se medirán sus índices de refracción y su respuesta efectiva y será comparada con modelos teóricos, la reproducción teórica de los resultados experimentales, nos abrirá el camino hacia su comprensión y hacia el diseño de materiales con propiedades específicas determinadas.

Este trabajo se hará la síntesis de ópalos inversos por medio de una combinación de dos materiales TiO_2 - SiO_2 y la preparación de micro esferas de polimetilmetacrilato a base de la polimerización en emulsión.

0.2. Objetivos.

0.2.1. Objetivo General.

Estudiar el efecto sobre las propiedades ópticas como son la reflexión, el índice de refracción, de los ópalos inversos construidos con la combinación de los materiales TiO_2 - SiO_2 , generar un modelo teórico simple que permita reproducir los resultados experimentales, y establecer el modelo.

0.2.2. Objetivos Específicos.

- Desarrollar microesferas de polimetilmetacrilato (PMMA) a partir de la polimerización de metilmetacrilato (MMA).
- Generar ópalos inversos de SiO_2 - TiO_2 a partir del método Sol-Gel utilizando las micro esferas de PMMA como plantillas.
- Estudiar las propiedades ópticas de las micro esferas de PMMA, ópalos inversos de SiO_2 - TiO_2 mediante Espectrofotometría UV-Vis y Espectroscopia Micro-Raman.
- Determinar el efecto de las combinaciones de SiO_2 - TiO_2 en las propiedades ópticas y estructurales de los ópalos inversos de SiO_2 mediante Microscopía Electrónica de Barrido.
- Crear un modelo teórico capaz de reproducir los efectos de la variación de los índices de refracción en la estructura de los ópalos inversos.
- Comparar los resultados teóricos con los experimentales.

Capítulo 1

Fundamentos Teóricos.

1.1. Ópalos.

En la naturaleza se pueden encontrar una gran variedad de partículas coloidales que pueden formar diversos tipos de cristales. Un ejemplo claro de ellos fue el reportado por Williams en 1957 [4], cuando encontró un virus de insecto cristalizado, el cuál mostraba el fenómeno de iridiscencia. El virus Típula Iridiscent presentaba un arreglo compacto con tamaños de alrededor de 130 nm. En 1964, Sanders [5] analizó la estructura de los ópalos naturales y descubrió que estaban formados por micro esferas de dióxido de Silicio (SiO_2), que mostraban una tendencia a ordenarse en una estructura cúbica centrada en las caras (FCC).

El nombre de ópalo proviene de la palabra en latín Opalus que quiere decir "Ver un cambio de Colores". Esta gama de colores, llamada opalescencia, consta de colores iridiscentes que destellan al cambiar el ángulo de dispersión como se puede observar en la Figura (1.1) [6].

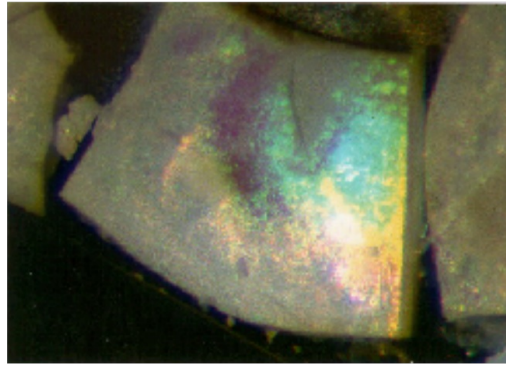


Figura 1.1: Iridiscencia de un ópalo de SiO_2

El origen de iridiscencia en los ópalos proviene de una microestructura ordenada de esferas de sílice que provoca que la luz se difracte a partir de un plano de estas esferas. Esta difracción depende del diámetro y el espaciamiento entre partículas [6]. Esta gama de longitudes de onda está comprendida en la región de la luz visible, que se extiende aproximadamente de los 400 a los 700 nm Figura (1.2). Los ópalos de esferas con diámetro menor tienden a mostrar colores violetas y azules, mientras que las esferas con diámetros más grandes tienden a mostrar un color rojo lo cual indica que su longitud de onda es más intensa.

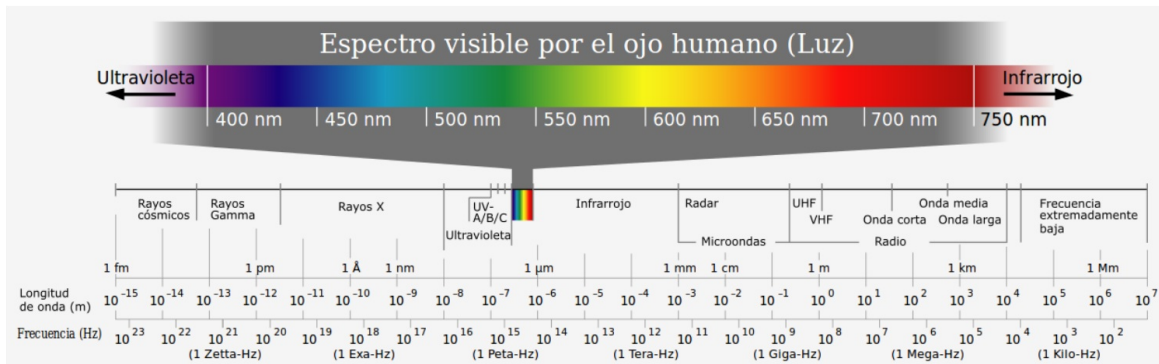


Figura 1.2: Región visible del Espectro electromagnético.

Los ópalos son particularmente atractivos para aplicaciones tales como interruptores ópticos, filtros ópticos o materiales con un gap fotónicos, los materiales exhiben una estructura tridimensional muy ordenada, sin embargo una deficiencia de utilizar los ópalos naturales es su alto costo, baja disponibilidad y defectos de la estructura interior.

1.2. Cristales Fotónicos.

El primero en darse cuenta del potencial de los **cristales fotónicos o cristales coloidales**, fue el ruso Eli Yablonovich en 1987, que se encontraba trabajando en la investigación de sistemas de comunicaciones, en los laboratorios de Bell en Nueva Jersey. Años más tarde, en 1991 para ser exacto, Yablonovich y sus compañeros de trabajo produjeron el primer cristal fotónico, mecánicamente perforado, los agujeros tenían un milímetro de diámetro en el bloque de material, y con un índice de refracción de 3.6, este material fue conocido como "Yablonovite"

Un cristal fotónico es un material cuya estructura consiste en la repetición de una unidad fundamental, de dimensiones de orden de cientos de nanómetros, que en algunos casos cuentan con bandas prohibidas (esto es que prohíben la propagación de cierta gama de frecuencias de la luz). Esta característica permite controlar la luz con una facilidad asombrosa y producir efectos que son imposibles con otros sistemas ópticos convencionales.

Es un cristal por la periodicidad de su estructura, y es fotónico porque actúa sobre la luz. Esto puede ocurrir cuando el periodo es del orden de la longitud de onda de la luz con la que es iluminado y da como resultado la cancelación de reflexiones o refracciones de la luz, excepto porque se propaga hacia adelante del hueco. Esto es debido a que la luz que sigue en el cristal se conserva y no sufre pérdidas, a excepción de la luz que regresa (refracción), la cual está prohibida en todo el cristal fotónico. Esto sucede al no poder mantener la dirección que debe seguir la luz, dependiendo de la geometría del cristal fotónico, a lo que se asigna un determinado orden de la longitud de onda, a la cual se le llama banda prohibida (band gap)[1-4].

Entre los cristales fotónicos podemos distinguir cristales fotónicos de 1D, 2D y 3D Figura(1.3), según se repita la unidad fundamental en, una, dos o tres direcciones.

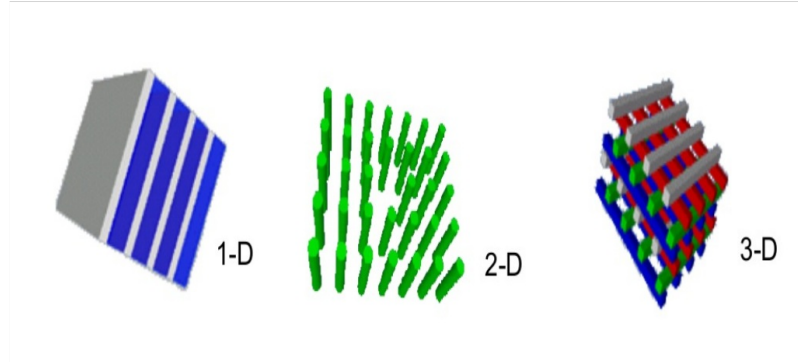


Figura 1.3: Diagrama esquemático que muestra los tres tipos de cristales fotónicos

1.2.1. Cristal Fotónico Unidimensional (Multicapas) 1-D.

La posibilidad más simple de cristales fotónicos es mostrada en la Figura (1.4). Consiste en alternar placas de material de diferentes constantes dieléctricas, este arreglo no es una idea muy nueva ya que fue tomada de la idea de multicapas delgadas comúnmente usadas en la óptica convencional. Podemos ver que este tipo de cristales fotónicos pueden actuar como un perfecto espejo para la luz de frecuencias determinadas dependiendo de su banda prohibida [1-4].

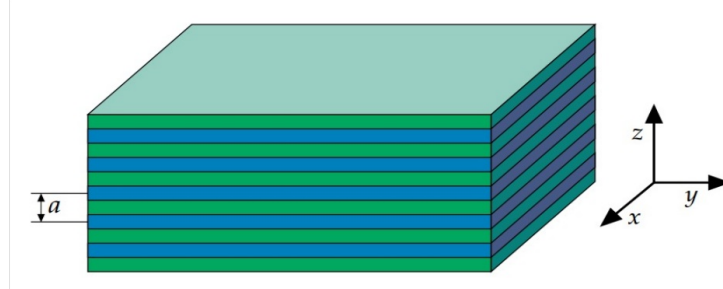


Figura 1.4: Cristal fotónico unidimensional 1-D.

Después de observar la Figura (1.4), podemos darnos cuenta de que el material es periódico en la dirección z y es homogéneo en los planos $x - y$. Se refiere a unidimensional cuando es periódico en una dirección y consiste básicamente en alternar películas de materiales verdes y azules, de diferentes constantes dieléctricas, lo que nos da como resultado que la señal propagada en esta dirección experimente el efecto del cristal fotónico.

1.2.2. Cristal Fotónico Bidimensional 2-D.

Un cristal fotónico bidimensional es periódico a lo largo de dos ejes y es homogéneo en el tercero. El típico ejemplo consiste en un arreglo de columnas dieléctricas que se muestra en la Figura (1.5). Debido a la separación de las columnas, el cristal puede tener bandas prohibidas fotónicas en los planos $x - y$. Dando como resultado que si la luz incidente no está en los estados permitidos es reflectada. Al igual que los cristales unidimensionales los cristales bidimensionales también pueden reflectar la luz incidente desde cualquier dirección del plano [1-4]. Un ejemplo de este tipo de cristales fotónicos bidimensionales son las fibras ópticas huecas.

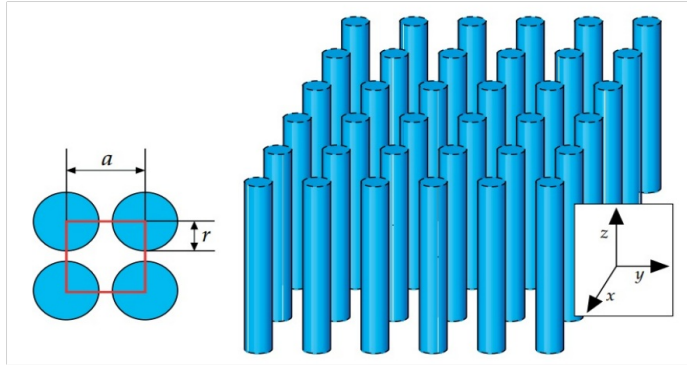


Figura 1.5: Cristal fotónico bidimensional 2-D.

De la Figura (1.5), podemos ver que el material es homogéneo en la dirección z (suponiendo que las columnas son muy altas), y es periódico en las direcciones $x - y$ por la distancia constante a . Las columnas son todas iguales teniendo un radio r constante y una constante dieléctrica ε para todas.

1.2.3. Cristal Fotónico Tridimensional 3D.

En este caso tenemos un número infinito de posibilidades geométricas para un cristal fotónico tridimensional. Lo cual proporciona que la existencia de las bandas prohibidas no depende solamente del arreglo geométrico, ya que un cristal fotónico tridimensional es una estructura que presenta modulación del índice de refracción en todo el espacio o las tres direcciones espaciales. Podemos hacer cristales fotónicos con nanoesferas. La dificultad de su fabricación es muy grande, en comparación con los dos tipos de cristales fotónicos anteriores (1-D y 2-D), ya que el arreglo geométrico tiene que ser en los tres ejes, aunado a esto podemos mencionar la distancia tridimensional entre las esferas, la constante dieléctrica de las esferas, y el radio de las mismas, hace que la fabricación de este tipo de cristales fotónicos sea todo un reto [1-4].

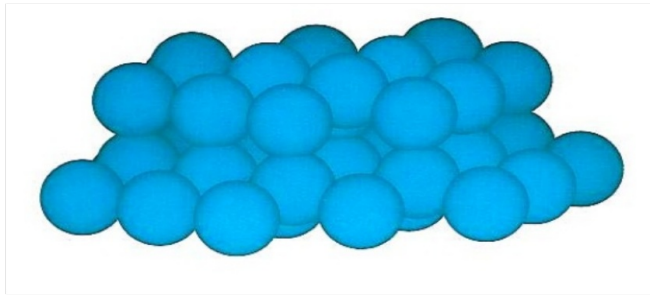


Figura 1.6: Cristal fotónico tridimensional 3-D.

En la Figura (1.6), se observa un cristal fotónico tridimensional hecho por esferas dieléctricas, las cuales tienen un arreglo hexagonal o diamante. Al mismo tiempo esta periodicidad estructural hace que estos materiales presten a los fotones una estructura de bandas de energía similar a la que tienen los metales para los electrones [5].

1.3. Estructura de Bandas de un Cristal Fotónico.

Después de saber que es un cristal fotónico podemos preguntarnos ¿que diferencia tiene con un cristal normal (no fotónico)?, la respuesta es muy sencilla pero empezaremos por definir que es un cristal normal:

Un cristal es un arreglo periódico de átomos o moléculas, esto es, tenemos una red cristalina, que a su vez esta conformada por una unidad fundamental muy pequeña de átomos o moléculas que se repite en el espacio denominada unidad unitaria. Por lo que, un cristal presenta un potencial dieléctrico periódico hacia un electrón que se propaga a través del material, ahí entra la forma geométrica del cristal, por lo que la geometría del cristal determina muchas de las propiedades electricas del material[6-7]. En casos particulares, a la red se le puede introducir huecos y bandas de energía dentro de la estructura del material, debido a eso los electrones no tienen permitido propagarse con ciertas energías en ciertas direcciones.

Si el potencial es lo suficientemente fuerte, el hueco puede extenderse a todas las direcciones posibles, dando como resultado una banda prohibida completa. Por ejemplo, un semiconductor tiene una banda prohibida completa entre la banda de valencia y de conducción. El análogo óptico es el cristal fotónico en el cual el potencial periódico tiene su origen en un medio dieléctrico macroscópico en lugar de átomos, que es una de las principales diferencias con un cristal normal. Si las constantes dieléctricas de los materiales en el cristal fotónico son lo suficientemente diferentes, y la absorción de luz del material es mínima, entonces la dispersión de las interfaces puede producir muchos de los mismos fenómenos para fotones (modos de luz), como el potencial atómico produce su efecto en los electrones.

Un cristal fotónico es una solución al problema del control y manipulación óptica de la luz. En particular se pueden diseñar y construir cristales fotónicos con bandas prohibidas, previniendo que la luz se propague en ciertas direcciones con energías específicas[1-4].

1.3.1. Origen de la Banda Prohibida en un Cristal Fotónico.

Desde la creación del cristal fotónico en 1987, se pudo comprobar que con una periodicidad en los materiales dieléctricos se podría detener la propagación de ondas electromagnéticas con ciertas frecuencias que coinciden en el material. La periodicidad de la constante dieléctrica Figura (1.4) induce la eliminación de las degeneraciones de los estados del fotón - libre en los planos de Bragg y provoca una gama de energías prohibidas para los fotones. A esto se le conoce como el concepto de banda prohibida (Photonic Band Gap) a semejanza de las bandas prohibidas para los electrones en semiconductores [8].

El origen físico de la banda prohibida en un cristal fotónico lo podemos entender por el teorema de Bloch, para ello pensamos en un material con un índice de refracción periódico $n(z)$ en la dirección z y homogéneo en los planos $x - y$ (1-D), como se describió anteriormente. Tomamos el índice de refracción n y a la componente del vector de onda $k_{||}$, $\mathbf{K}_{||}$, paralelo a las interfaces, y por otra parte k_z que es el vector de onda en la dirección z . Tanto el vector de onda, como el índice de refracción varían con la posición. Por lo que podemos escribir los modos en la forma de Bloch:

$$\mathbf{H}_{n,k_z K_{||}}(r) = \mathbf{e}^{iK_{||} \cdot \rho} \mathbf{e}^{iK_z z} \mathbf{u}_{n,k_z K_{||}}(z) \quad (1.1)$$

Donde $\mathbf{u}(z)$ es una función periódica en la dirección z la cual se puede definir como $\mathbf{u}(z) = \mathbf{u}(z + R)$, R vector de traslación de la red recíproca que para el caso unidimensional es el producto de un entero por el vector de la red recíproca $\mathbf{a}$ (ver Figura 1.4). En un cristal que es continuo en

CAPÍTULO 1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.

1.3. ESTRUCTURA DE BANDAS DE UN CRISTAL FOTÓNICO.

la simetría traslacional en los planos $x - y$ el vector de onda $\mathbf{K}_{||}$ puede tomar cualquier valor y k_z está restringido a un intervalo finito dado por $-\pi/a < k_z < \pi/a$.

Si consideramos que sucede cuando la luz se propaga en la dirección z atravesando las placas dieléctricas a incidencia normal, esto es que $\mathbf{K}_{||} = 0$, solo nos queda la componente k_z del vector de onda.

En la Figura (1.7), se observan las gráficas de la frecuencia $\omega_n(k_z)$, para tres diferentes constantes dieléctricas de una multicapa. En la Figura (1.7) se observa en la parte izquierda una muestra con una sola constante dieléctrica la cual corresponde al arsenuro de galio (GaAs), esto es, que el medio es homogéneo y por lo tanto no hay bandas prohibidas. En la gráfica del centro corresponde a una estructura de placas paralelas que se disponen periódicamente, y donde la constante dieléctrica de cada placa es 13 y 12 respectivamente, en este caso se puede observar la presencia de la banda prohibida. Finalmente en la Figura (1.7) en la parte derecha podemos ver una banda prohibida muy ancha ya que la diferencia de las constantes dieléctricas de los dos medios son 13 a 1. El espectro de frecuencias que describe esas gráficas esta dado por [1]:

$$\omega(k_z) = \frac{ck_z}{\sqrt{\epsilon}} \quad (1.2)$$

Esta ecuación (1.2) muestra en la gráfica del centro de la Figura (1.7) que no es un medio homogéneo y por lo tanto tiene un espectro de frecuencias con importantes diferencias. Encontrando una prohibición en la frecuencia entre la parte superior y la parte inferior de la frecuencia prohibida, y que el modo respecto a k puede existir en el cristal. Nosotros podemos llamar a esa prohibición banda prohibida fotónica(PBG)[1-4].

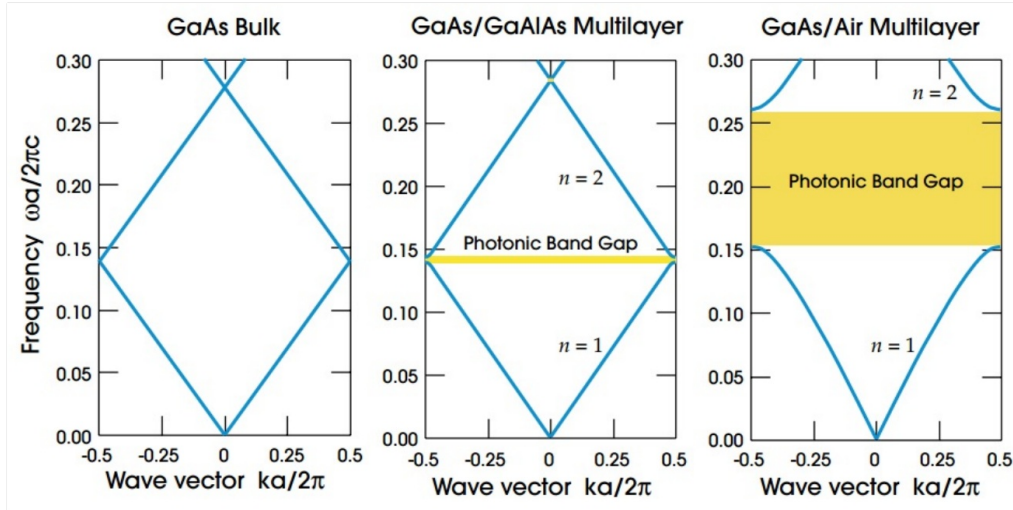


Figura 1.7: Estructuras de bandas fotónicas en un solo eje de propagación, también muestra tres diferentes multicapas, que tienen el siguiente arreglo, izquierda constante dieléctrica de $\epsilon = 13$, centro alternante entre $\epsilon = 13$ y $\epsilon = 12$ y derecha $\epsilon = 13$ a $\epsilon = 1$.

CAPÍTULO 1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.

1.3. ESTRUCTURA DE BANDAS DE UN CRISTAL FOTÓNICO.

Los cristales fotónicos han recibido un gran interés en la demostración de la banda prohibida completa, ya que es la que controla la manera de propagación de una señal y controla la emisión espontánea de fuentes ópticas. Para poder explicar este fenómeno podemos retomar la ecuación (1.1), en la cual, si $k_z = 0$, la luz se propaga solo en los planos $x - y$, debido a esto el sistema es invariante a las reflexiones de los planos $x - y$. Esto permite hacer una separación interna de dos distintas polarizaciones que son: Transversal Eléctrica (TE) y sus modos son H que son normales al plano y esta definido por $H = H(\rho)z$, y Transversal Magnética (TM) con modos inversos a (TE) que son $E = E(\rho)z$. De la misma forma un cristal fotónico puede tener bandas prohibidas en las dos polarizaciones. Ajustando a las dimensiones de la geometría del cristal fotónico podemos arreglar la banda prohibida completa para todas las polarizaciones.

Experimentalmente es sabido que las bandas prohibidas asociadas a la polarización TM son favorecidas en una estructura con regiones aisladas que tienen una alta constante dieléctrica y las bandas prohibidas asociadas a la polarización TE son favorecidas cuando de acuerdo a la geometría del sistema existen regiones aisladas y otras conectadas del material dieléctrico. Un sistema que cumpla con las dos condiciones anteriores es el de un cristal fotónico que puede ser diseñado de tal manera que se construya con materiales contrastantes en su permitividad eléctrica y ligados por paredes estrechas. Un ejemplo de tal sistema es la geometría triangular con huecos de aire mostrada en la Figura (1.8).

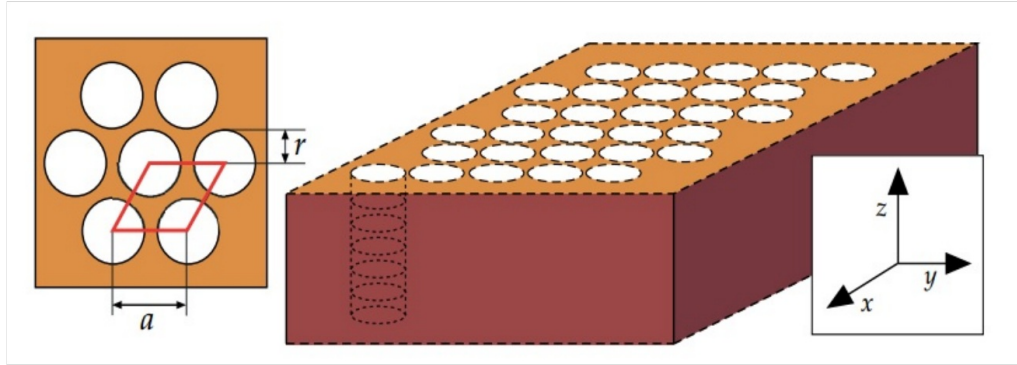


Figura 1.8: Cristal fotónico de dos dimensiones de huecos de aire inmersas en un sustrato dieléctrico.

Los huecos tienen un radio r y una constante dieléctrica $\varepsilon = 1$. En la parte izquierda se observa la estructura vista desde la parte superior y donde se muestra la geometría triangular que tiene un radio r , junto con la separación de los centros descritos por a . La idea es la de poner un enrejado triangular de huecos con una constante dieléctrica baja dentro de un medio que tenga una constante dieléctrica alta. Si el radio de los huecos es lo suficientemente grande, los lugares entre los huecos adquieren una apariencia de regiones localizadas con una alta constante dieléctrica, que al mismo tiempo están conectadas (por una pared muy estrecha entre los huecos) a lugares adyacentes. Esto es mostrado en la Figura (1.9).

El tipo de grafica de frecuencias que muestra la banda prohibida del cristal fotónico de este tipo de arreglos geométricos, triangular o hexagonal, es mostrado en la Figura (1.10), que tiene bandas prohibidas en los dos tipos de polarizaciones (TE y TM).

La gráfica se que muestra la Figura (1.10), tiene una constante dieléctrica de 13.3 la cual corresponde al alcohol bencílico[19], donde se muestra que las líneas azules representan las bandas

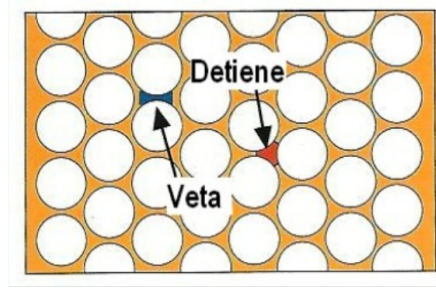


Figura 1.9: Diagrama esquemático que muestra la geometría del cristal fotónico y las paredes delgadas dentro del mismo.

TM y las líneas rojas las bandas de TE, la banda amarilla es la banda completa prohibida del cristal fotónico (complete photonic band gap), Γ representa el vector de onda igual a cero ($\mathbf{k}_{||}$), $\mathbf{M}$ es el vector de onda $\mathbf{k}_{||} = \pi/a\mathbf{y}$, finalmente $\mathbf{K}$ es el vector de onda descrito por $\mathbf{k}_{||} = \pi/a\mathbf{y} + \pi/a\mathbf{x}$. Por lo tanto para resumir lo anteriormente descrito se puede decir que un cristal de banda prohibida completa, es aquel que prohíbe la propagación de todos los modos en una región de frecuencias determinadas. Debido a esto existe un gran interes en poder fabricar los cristales fotónicos de bandas prohibidas completas, dependiendo de nuestras necesidades. Al mismo tiempo es importante entender la gran dificultad de su fabricación ya que estudios teóricos han demostrado que solo dos tipos de estructuras pueden exhibir bandas prohibidas completas, las estructuras que tiene un arreglo triangular y las estructuras con un arreglo hexagonal[9].

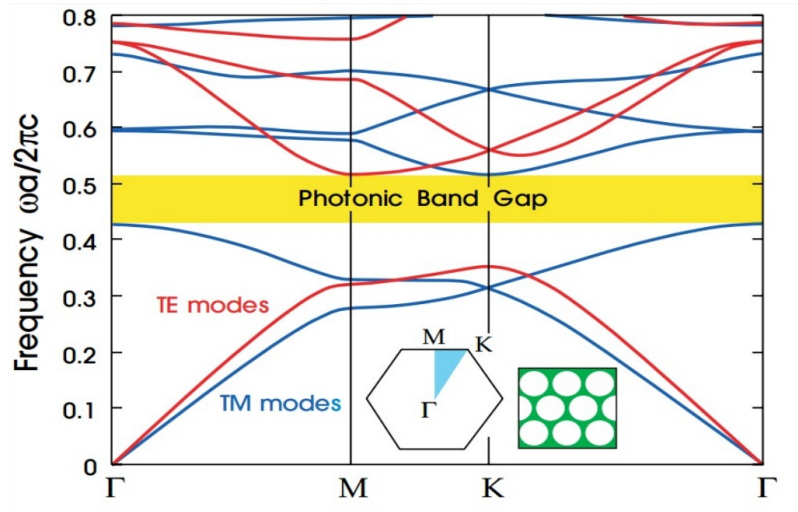


Figura 1.10: Estructura de bandas de un cristal fotónico, que tiene un arreglo triangular o hexagonal.

1.4. Ópalos Inversos.

Antes de explicar que es un ópalo inverso se debe describir con claridad lo que es un ópalo. Un ópalo es un material comúnmente dieléctrico, el cual tiene un arreglo geométrico repetitivo,

CAPÍTULO 1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.

1.5. IMPORTANCIA DE LOS CRISTALES FOTÓNICOS, ESPECIALMENTE DE LOS ÓPALOS INVERSOS.

en su interior. Un ópalo natural está construido comúnmente por esferas de dióxido de silicio que se disponen en una estructura FCC (cúbica centrada en las caras por sus siglas en inglés). Los contrastes entre el índice de refracción del dióxido de silicio, el aire y la periodicidad en la que se disponen producen una banda prohibida. Los ópalos artificiales pueden ser construidos con otros materiales y con la misma disposición geométrica, estos son la base para la construcción de los ópalos inversos. Ya que una vez que se tiene el arreglo geométrico hecho por cualquier método de crecimiento, es posible obtener el ópalo inverso. Un ópalo inverso mantiene una estructura similar a la del ópalo, esto es, se comporta como un cristal fotónico [11-13]. Esto es posible lograrlo cuando al tener el arreglo geométrico de un material cualquiera (cristal fotónico), y posteriormente extraer el material original que conforma la red de trabajo (ópalo inverso), quedan en su lugar los huecos periódicos de la estructura, por lo que se tiene un arreglo periódico de huecos, dicho arreglo está constituido por paredes de un material de un índice de refracción y huecos con otro índice de refracción, teniendo como resultado un ópalo inverso.

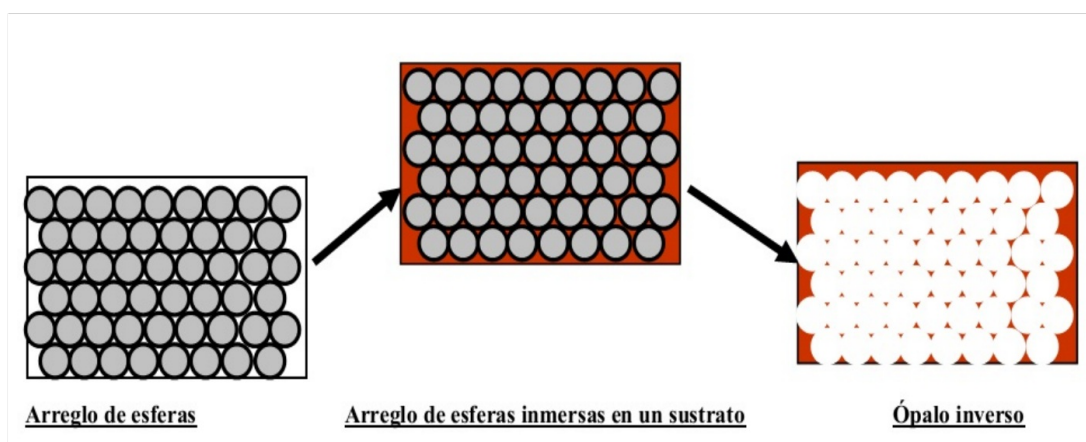


Figura 1.11: Diagrama esquemático del proceso de fabricación de un ópalo inverso.

Por lo tanto un ópalo inverso es un arreglo geométrico repetitivo de huecos. Debido a esto las mismas propiedades que tiene un cristal fotónico también las tiene un ópalo inverso. Por lo que se puede buscar una banda prohibida completa en un ópalo inverso.

1.5. Importancia de los Cristales Fotónicos, especialmente de los Ópalos Inversos.

Los cristales fotónicos son una nueva clase de materiales con características determinadas por la periodicidad de la constante dieléctrica en el espacio real, que induce un espectro de energía periódico para las diferentes polarizaciones (TM y TE) en el espacio recíproco[14]. Los cristales fotónicos tienen las propiedades ideales para desarrollar, a partir de ellos, dispositivos con importantes aplicaciones en el campo de la fotónica, como guías de onda, cavidades resonantes, filtros, desplegados de colores entre otros [17].

1.5.1. Algunas de las Aplicaciones de los Cristales Fotónicos

Guías de onda curva: Con los cristales fotónicos es posible crear guías de onda que permiten tener curvas de 90° con la transmisión de un 100 %. Este fenómeno se puede entender como el análo-

CAPÍTULO 1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.

1.5. IMPORTANCIA DE LOS CRISTALES FOTÓNICOS, ESPECIALMENTE DE LOS ÓPALOS INVERSOS.

go de los fenómenos resonantes unidimensionales, como el tunelamiento en mecánica cuántica[17], por lo que es muy factible utilizarlos como guías de onda en lugares muy pequeños. En la Figura (1.12) podemos ver una representación de una guía de onda hecha por un cristal fotónico, en el cual se tiene una curva de 90° .

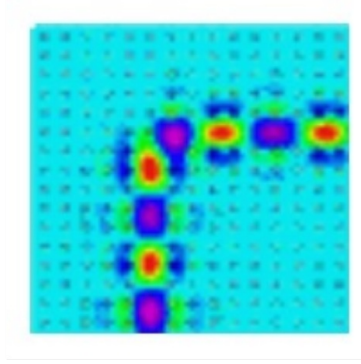


Figura 1.12: Representación de una guía de onda hecha por un cristal fotónico.

Cavidades Resonantes: Los cristales fotónicos son, como se describió anteriormente, mesocristalinos (materiales porosos). Por lo tanto, si en esos poros fabricamos una imperfección debidamente planeada, en un punto específico, la luz que llegue a ese defecto quedara atrapada en el defecto. En este caso la señal queda atrapada durante un tiempo y estaría funcionando como una cavidad resonante, como la de un láser de dimensiones de nanómetros, donde se puede manipular el efecto del modo resultante[17].

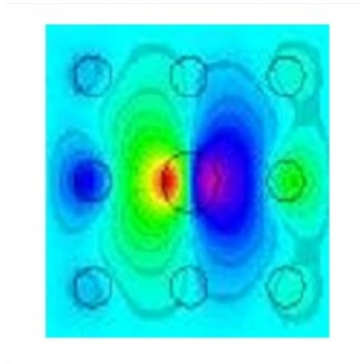


Figura 1.13: Representación de una cavidad resonante, donde podemos apreciar que el hueco más grande es donde ocurre al fenómeno.

En al Figura (1.13), se observa una cavidad resonante que fue hecha mediante una imperfección dentro de los huecos y donde la luz rebota, esto se muestra con los colores verde y azul.

Filtros: Los cristales fotónicos se pueden utilizar para diseñar filtros casi perfectos, de donde se puede seleccionar una gama de frecuencias, y rechazar las restantes o bien dirigirlas en otra dirección, sin que las frecuencias desviadas afecten a las frecuencias seleccionadas[16-17].

CAPÍTULO 1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.

1.5. IMPORTANCIA DE LOS CRISTALES FOTÓNICOS, ESPECIALMENTE DE LOS ÓPALOS INVERSOS.

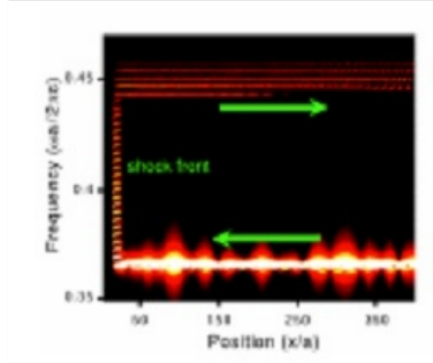


Figura 1.14: Gráfica que muestra las frecuencias que deja pasar el cristal fotónico y las que refleja dependiendo la posición del hueco en la red de trabajo.

La figura (1.14), muestra una gráfica donde se representan dos frecuencias, de las cuales una de ellas es muy delgada y por lo tanto muy difícil de seleccionar en el ramo de las comunicaciones, donde un cristal fotónico le permite el libre paso y veta a las demás frecuencias reflejándolas, dejando pasar solamente a la que posee la información deseada. En la Figura (1.14) podemos ver claramente como es reflejada la frecuencia más ancha y transmitida la más angosta.

En otros tipos de filtros se utilizó la estructura geométrica interna, que tiene el cristal fotónico y que le proporciona al mismo la posibilidad de dejar pasar ciertas gamas de frecuencias y rechazar otras (PBG). Esta característica es utilizada con frecuencias más anchas las cuales caen en el visible, donde sus aplicaciones son diferentes a las anteriores, ya que perfectamente es posible monitorear diferentes etapas de algunas enfermedades en tiempo real[19].

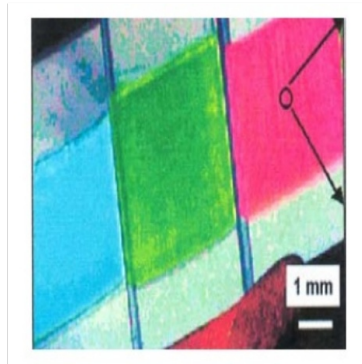


Figura 1.15: Fotografía de tres filtros de colores hechos con cristales fotónicos.

Como se muestra en la Figura (1.15), existen tres tipos de filtros uno de cada color, los cuales están hechos con cristales fotónicos y que al ser iluminados con algún tipo de luz, reflejan estos colores

1.6. Fabricación de Cristales Fotónicos.

Los métodos de fabricación de cristales fotónicos, podemos dividirlos en 2 grupos, químicos o coloidales y físicos o no coloidales [21-23]. Esta separación de métodos es debido a que el método que más se está utilizando en la actualidad, es fabricado por medio de procesos físicos como son láseres (litografía). Mientras que los métodos químicos, como su nombre lo dice, es en base a procesos químicos o fabricación de sistemas coloidales, como esferas de silica o algún polímetro, dispersadas en un solvente.

La década anterior se realizaron por todo el mundo un exhaustivo estudio sobre nuevos métodos de fabricación de cristales fotónicos tridimensionales, de longitudes de onda cortas, apoyados en sistemas computacionales que pueden revelar las condiciones que tiene que tener el cristal fotónico para que este exhiba bandas prohibidas completas en el régimen visible. Teniendo como inconveniente estructuras resultantes extremadamente porosas, las cuales tienen que contar con una periodicidad tridimensional altamente específica, agregándole a esto que los materiales con los que se fabriquen tienen que contar con un alto índice de refracción y muy poca absorción. Son puntos que se tienen que cumplir en este proceso de fabricación de cristales fotónicos.

Para poder satisfacer todos estos requerimientos, se han utilizado muchos procedimientos de fabricación, por nombrar algunos como litografía y holografía 3-D, también modernas técnicas como fotolitografía y holografía, los cuales hacen grandes desarrollos en determinadas áreas muy pequeñas, se han obtenido muy buenos resultados con costos muy elevados.

En paralelo, con estos tipos de procedimientos muy complicados y costosos van los métodos de ensamble químicos, los cuales son muy simples y rápidos en la generación de estructuras tridimensionales periódicas. Lo cual es una alternativa mucho más económica para la obtención de un cristal fotónico [20]. Enseguida se discutirán algunos de los métodos de fabricación de cristales fotónicos físicos más exitosos que hay en la actualidad, junto con sus ventajas y desventajas.

1.7. Métodos Físicos.

1.7.1. Litografía.

Es una técnica muy flexible para la fabricación de estructuras fotónicas, ya que cuenta con una periodicidad (unidad fundamentales del orden de nm), requerida para ser tomada en cuenta en aplicaciones ópticas.

Este método consiste en producir un patrón de interferencia sobre una película gruesa de fotoresist, plasmando la forma geométrica deseada para el cristal en la película. Debido al tiempo de exposición de la película, podemos separar las regiones no expuestas, por medio de un tratamiento químico, que disuelve éstas, dejando solo la estructura geométrica arreglada del cristal fotónico que fue revelado por el láser. Debido a esto se puede tener una alta precisión en cuestión de la formación del mismo [23-25].

Las ventajas de este proceso de crecimiento son el excelente diseño geométrico y la facilidad de revelado de la película con una alta exactitud. Debido a esto la respuesta como cristal fotónico es muy buena, aparte no tiene problemática en los dominios del cristal fotónico.

Las desventajas de este método es su alto costo, su restricción a materiales que se puedan revelar como lo es el fotosíntesis, además de los limitantes de escala de los cristales fotónicos resultantes los cuales son del orden de milímetros, pero la desventaja mayor es que solo es eficiente en 1-D y 2-D.

1.7.2. Electrodeposición.

Este tipo de técnica es física, ya que su principal catalizador para la fabricación del cristal fotónico es la fuerza magnética. Este método consiste en tener un ánodo y un cátodo dentro de un recipiente, el cual contiene esferas cargadas, disueltas en un líquido ferromagnético, al cual se

le aplica un campo magnético, por medio del ánodo y el cátodo, dicho campo separa o atrae las partículas dependiendo la intensidad del mismo, formando un arreglo periódico. Una vez teniendo el arreglo se prosigue a solidificar la red de trabajo para quitarla, obteniendo como resultado un mesocristalino (material poroso), que a su vez es un cristal fotónico [26].

Las ventajas de este método es su facilidad para la formación de la estructura geométrica del cristal, debido a la fuerza magnética. Su desventaja es la poca probabilidad de repetición geométrica del cristal, debido a las cargas de las partículas que al aplicársele el campo magnético no responden de la misma forma que las demás dando como resultado defectos en la estructura geométrica resultante.

1.8. Métodos Químicos o coloidales.

Dentro de los métodos de crecimiento de cristales fotónicos coloidales más exitosos tenemos:

1.8.1. Deposición de vapor químico (CVD).

La deposición de vapor químico, es como su nombre lo menciona por medio de reacciones químicas que por medio de tratamientos termale, transforman en gases diferentes materiales, los cuales son llamados precursores y que están inmersos y acomodados en un material sólido, que cuenta con un arreglo geométrico. El vapor químico es depositado sobre el arreglo geométrico o en su defecto en los huecos del mismo, quedando incrustado el material en la red de trabajo, dándole propiedades características a cada cristal fotónico [23].

La ventaja de este método es la facilidad al depositar el material deseado en la red de trabajo. La desventaja que no puede ser usado en el visible ya que los dos principales material con las que se hace este método que son Si y Ge que tienen una alta absorción en el visible, hasta $1.1\mu\text{m}$ del Si y $1.87\mu\text{m}$ del Ge, después de estos límites son transparentes, por lo que no puede ser utilizado en la longitud de onda del visible.

1.8.2. Auto-Ensamble.

En esta técnica se usa como catalizador únicamente la fuerza de gravedad, la cual hace que las esferas coloidales vayan tomando un acomodo periódico repetitivo, debido a esta fuerza las esferas se pueden sedimentar poco a poco, como si fueran canicas en un vaso de precipitado, buscan su acomodo por la geometría de las mismas. En este caso las esferas son de látex o sílica, el acomodo de este tipo de esferas es muy lento si se quiere obtener buenos resultados, ya que una vez formada la red en la cual se trabajará es recubierta por otro tipo de material con un índice de refracción diferente al de las esferas con lo que se obtiene un cristal fotónico.

Los parámetros de control de este proceso de crecimiento son los niveles de saturación de las esferas inmersas en el líquido ya que la saturación ideal es de 1010 partículas/cm³, dicha saturación es la más conveniente para un libre movimiento de las esferas con lo que se evitarían defectos en el cristal [23] [27]. Otro parámetro es el tiempo que dura el proceso de sedimentación, entre más largo sea es mucho mejor.

Las ventajas de este tipo de método son la facilidad para formar redes de trabajo tridimensionales (3-D) sin grandes defectos, junto con la obtención de una estructura geométrica igual cada vez que se repita el experimento, además de no tener límite de escala en la obtención de cristales fotónicos y la facilidad de crear materiales activos en el ultravioleta usando diámetros de esferas pequeñas. La desventaja más importante con la que se enfrenta este procedimiento es el tiempo que tarda en la formación del cristal fotónico.

1.8.3. Centrifugación.

En este método de crecimiento de cristales fotónicos, la centrifugación es el principal catalizador, al igual que en los demás métodos químicos se utilizan esferas, las cuales están inmersas en un líquido. Dicho líquido es vaciado en recipientes, los cuales son sometidos a determinadas revoluciones por minutos en un tiempo establecido, dicho tiempo cambia según sea el tamaño de las esferas y la saturación de las mismas en el líquido.

El siguiente paso es el secado del líquido en el que están inmersas las esferas, una vez teniendo formada la red de trabajo, el cual puede ser por medio de aumento de temperatura o en su defecto a temperatura ambiente. Una vez secas las esferas se le colocan un recubrimiento lo cual encapsula a las esferas dándoles rigidez y fuerza, para después quitarlas por métodos químicos, como ácidos [23].

La ventaja de este método, es la aceleración de la formación de la red de el conjunto de esferas junto con la facilidad de formar estructuras geométricas del tipo cúbica centrada en las caras. La desventaja de este procedimiento son los defectos del cristal fotónico resultante debido a la rapidez de su formación, por lo que no se puede obtener bandas prohibidas completas.

1.8.4. Hidrólisis Sol-Gel.

Este tipo de método, se complementa con la utilización de otro método químico cualquiera que le proporcione un template ya estructurado geométricamente. Este template es lavado con acetona para que sea mucho más adherente a otros materiales (de recubrimiento). El material del que se formara el cristal fotónico es una solución a base de alcohol, el cual será un precursor líquido. Dicha solución penetra los huecos que se encuentran entre las esferas del template, con la ayuda de filtración con vacío, que es la utilización de una bomba de vacío, la cual es conectada al filtro donde se esta llevando acabo el proceso de recubrimiento.

Después se deja secar el template ya recubierto con la solución deseada, esto es para tener una diferencia de índices de refracción, entre la esfera y el material exterior, el secado puede ser a temperatura ambiente o a bajas temperaturas, para no afectar el template con fragmentaciones internas debido a cambios bruscos de temperatura.

Una vez teniendo un buen empaquetamiento con un buen recubrimiento, el siguiente paso es la extracción de la red de esferas, la cual se puede lograr con ácidos o calcinando la muestra, dependiendo cual sea el material con que esta hecha la red de esferas, obteniendo finalmente un ópalo inverso [23].

Las ventajas de este método son que la estructura geométrica (cúbica centrada en las caras), seria la misma cada repetición del experimento, debido a que se utilizan otros métodos (centrifugación o sedimentación). Otra ventaja es la forma de adherencia del material en cuestión, a la plantilla es muy eficaz. Dando como resultado un muy buen empaquetamiento de las esferas ya recubiertas del material deseado, por lo que el resultado es muy aceptable debido a la eficiencia en la fabricación. Dicho empaquetamiento es el precursor del ópalo inverso que es el objetivo principal de este trabajo.

Después de haber analizado algunas de la principales técnicas de fabricación de cristales fotónicos, tanto físicas (no coloidales), como químicas (coloidales), en las cuales se ha mostrado las diferentes ventajas y desventajas, de las cuales podemos recapitular de la siguiente forma. Las técnicas de fabricación física son muy eficientes en cuestión de calidad, pero las técnicas de fabricación químicas logran producir cristales fotónicos de excelente calidad con banda completa, con una gran ventaja en cuestión de tiempo, el cual es relativamente rápido.

Capítulo 2

Método De La Matriz De Transferencia.

La forma en que una onda se propaga al atravesar una interface obedece a la ley de refracción, y el cálculo de la transmisión y la reflexión de dicha onda se resuelve aplicando las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de frontera en forma adecuada, esto lleva a resolver este problema sin mayor dificultad, pero el hecho de ir agregando otros medios con distintos índices de refracción, o incluso suponer un número muy grande de distintos medios, como será el caso abordado en este trabajo, lleva a emplear otros métodos para el cálculo de los coeficientes de transmisión o reflexión, así como para el cálculo de la estructura de bandas, uno de los métodos más versátiles y rápidos usados en sistemas unidimensionales es el método de la matriz de transferencia (MMT), y será desarrollado en este capítulo para las dos formas de polarización, cuando la luz incide sobre las interfaces con polarización Transversal Magnética (TM o polarización P) y cuando la radiación incide con polarización Transversal Eléctrica (TE o polarización S).

2.1. Polarización P.

El hecho de que una onda electromagnética esté polarizada indica que el campo eléctrico oscila en un plano determinado, denominado plano de polarización. Este plano puede definirse por dos vectores, uno de ellos paralelo a la dirección de propagación de la onda y el otro perpendicular a esa misma dirección, el cual nos indica la dirección del campo eléctrico. Como las ondas electromagnéticas son transversales, el campo magnético es ortogonal al campo eléctrico y al vector de propagación de la onda, para el caso de la polarización P, el plano de polarización de la onda es paralelo a la superficie de esta hoja tal como se muestra en la figura 2.1, de esto se tiene, que el campo magnético queda perpendicular al plano de polarización por este motivo a la polarización P también se le conoce por el nombre de polarización Transversal Magnética. En la figura 2.1 mostramos la propagación de una onda electromagnética con las características mencionadas anteriormente que se propaga en un cristal fotónico formado por dos materiales caracterizados por sus respectivos índices de refracción (n_1 y n_2).

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.
2.1. POLARIZACIÓN P.

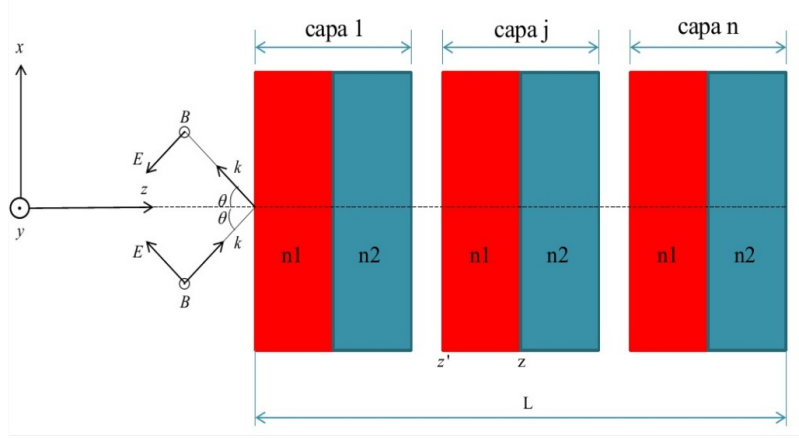


Figura 2.1: Polarización Transversal Magnética de un cristal fotónico unidimensional (1DPC), también conocida como polarización P

Si observamos las componentes del campo eléctrico, magnético y el vector de propagación de acuerdo a la Figura (2.1) tenemos:

$$\mathbf{E} = (E_x, 0, -E_z) \quad (2.1)$$

$$\mathbf{k} = (Q, 0, q) \quad (2.2)$$

$$\mathbf{B} = (0, B_y, 0) \quad (2.3)$$

Denotamos a la componente $k_x = Q$ y $k_z = q$ por simplicidad de la notación. Por lo que de acuerdo a la ec. (2.2) la magnitud del vector $\mathbf{k}$ queda definida como:

$$|\mathbf{k}|^2 = k^2 = Q^2 + q^2 \quad (2.4)$$

donde la magnitud del vector de onda está dado por:

$$k^2 = \varepsilon_j \mu_j \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.5)$$

Donde ε_j y μ_j son la permitividad y la permeabilidad del j -ésimo medio que va de $j = 1, 2, \dots, m$ para M entero.

La velocidad de la luz en el vacío está definida por c y ω representa la frecuencia angular de la onda incidente.

Debido a las condiciones de frontera, la componente tangencial del campo eléctrico se conserva igual que Q que la podemos escribir:

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.

2.1. POLARIZACIÓN P.

$$Q^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\omega^2}{c^2} \sin^2 \theta \quad (2.6)$$

Donde ε_0 y μ_0 son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética respectivamente del medio exterior a la super red que para nuestro caso es aire ($n \sim 1$), el angulo θ es el formado con la normal y el vector de onda visto en la figura (2.1)

La componente normal del vector de propagación q se obtiene despejando de la ec.(2.4) y sustituyendo las ec.(2.5) y (2.6) tenemos:

$$q_j = \frac{\omega}{c} [\varepsilon_j \mu_j - \varepsilon_0 \mu_0 \sin^2 \theta]^{1/2} \quad (2.7)$$

Donde el subíndice j denota la capa de la estructura periódica del cristal fotónico.

Haciendo uso de las ecuaciones de Maxwell y considerando que la permitividad de cada uno de los medios es homogénea, y suponiendo que no existe densidad de carga libre en alguno de los medios, esto es, $\rho = 0$, usamos $\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho$, donde $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$; por tanto:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.8)$$

Otra consideración hecha es la de suponer que los campos se propagan como ondas monocromáticas de tal forma que el campo eléctrico y magnético quedan definidos como:

$$\mathbf{E} = (E_x \hat{i} - E_z \hat{k}) e^{i(Qx + qz - \omega t)} \quad (2.9)$$

$$\mathbf{B} = B_y \hat{j} e^{i(Qx + qz - \omega t)} \quad (2.10)$$

Aplicando la $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ a la ec. (2.8) tenemos:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\partial}{\partial x} [E_x e^{i(Qx + qz - \omega t)}] - \frac{\partial}{\partial z} [E_z e^{i(Qx + qz - \omega t)}] \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= E_x iQ e^{i(Qx + qz - \omega t)} - E_z i q e^{i(Qx + qz - \omega t)} \end{aligned}$$

Por lo tanto:

$$E_x Q = E_z q \quad (2.11)$$

Usando: $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$, tenemos:

$$E_z iQ e^{i(Qx + qz - \omega t)} - E_x i q e^{i(Qx + qz - \omega t)} = i \frac{\omega}{c} B_y e^{i(Qx + qz - \omega t)} \quad (2.12)$$

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.

2.1. POLARIZACIÓN P.

De la ecuación (2.11) despejamos E_z y lo sustituimos en la ec. (2.12), quedando:

$$\left(E_x \frac{Q}{q}\right) Q + E_x q = \frac{\omega}{c} B_y \quad (2.13)$$

Realizando operaciones y agrupando términos, la ecuación (2.13) queda como:

$$\frac{Q^2 + q^2}{q} E_x = \frac{\omega}{c} B_y \quad (2.14)$$

En la ecuación (2.14) nos damos cuenta de que el numerador de la parte izquierda corresponde al vector $|\mathbf{k}|^2$ de acuerdo con la ecuación (2.4) que a su vez se puede sustituir de acuerdo a la ecuación (2.5), así como la q del denominador depende del medio como se puede observar en la ecuación (2.7), entonces realizando los cambios y haciendo el álgebra correspondiente para despejar B_y , llegamos a:

$$B_y = \epsilon_j \mu_j \frac{\omega}{c} \frac{1}{q_j} E_x \quad (2.15)$$

Si realizamos la sustitución de $H_y = B_y / \mu_j$, entonces definimos la impedancia como:

$$Y_j = \epsilon_j \frac{\omega}{c} \frac{1}{q_j} \quad (2.16)$$

Por lo que la relación entre H_y y E_x queda definida por:

$$H_y = Y_j E_x \quad (2.17)$$

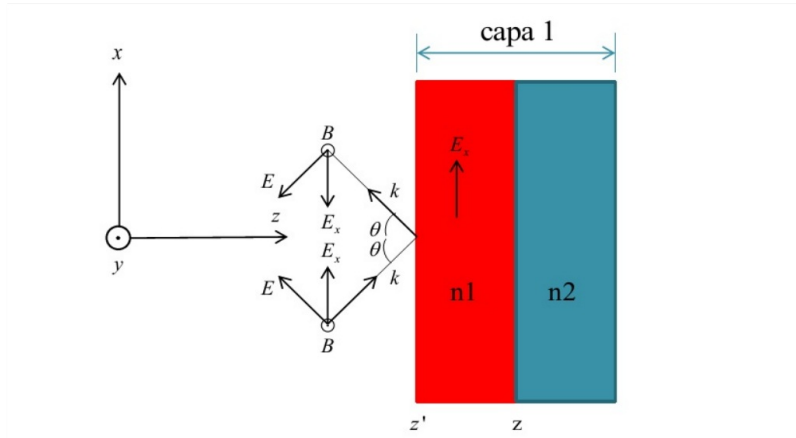


Figura 2.2: Propagación de la componente paralela del campo eléctrico.

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.

2.1. POLARIZACIÓN P.

De acuerdo a la propagación del campo electromagnético, como se observa en la Figura(2.2), tenemos las siguientes ondas:

$$E_x = A_1 e^{iqz} - A_2 e^{-iqz} \quad (2.18)$$

$$H_y = Y_j A_1 e^{iqz} + Y_j A_2 e^{-iqz} \quad (2.19)$$

En la ecuación (2.18) se muestra la propagación del campo eléctrico que consta de dos ondas, una onda que se propaga hacia la derecha y otra hacia la izquierda que corresponden a la onda que se trasmite por el medio y la otra onda corresponde a la onda reflejada por el medio. De igual forma pasa con el campo magnético.

Usando notación matricial podemos escribir las ec. (2.18) y (2.19) como:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_z = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ Y_j & Y_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 e^{iqz} \\ A_2 e^{-iqz} \end{pmatrix}_z \quad (2.20)$$

donde definimos a:

$$\mathcal{B} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ Y_j & Y_j \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Conectando las ondas en los puntos z y z' en el interior del medio como en la Figura (2.1) tenemos:

$$\begin{pmatrix} A_1 e^{iqz} \\ A_2 e^{iqz} \end{pmatrix}_z = \begin{pmatrix} e^{iq(z-z')} & 0 \\ 0 & e^{-iq(z-z')} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 e^{iqz'} \\ A_2 e^{iqz'} \end{pmatrix}_{z'} \quad (2.22)$$

Donde:

$$\mathcal{T}(d) = \begin{pmatrix} e^{iqd} & 0 \\ 0 & e^{-iqd} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

A $\mathcal{T}(d)$ se le conoce como matriz de translación y donde $d = z - z'$.
Sustituyendo la ec.(2.21) en la ec. (2.20) y evaluando en el punto z' , tenemos:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_{z'} = \mathcal{B} \begin{pmatrix} A_1 e^{iqz'} \\ A_2 e^{-iqz'} \end{pmatrix}_{z'} \quad (2.24)$$

Si de la ec. (2.24) despejamos el lado derecho tendremos:

$$\begin{pmatrix} A_1 e^{iqz'} \\ A_2 e^{-iqz'} \end{pmatrix}_{z'} = \mathcal{B}^{-1} \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_{z'} \quad (2.25)$$

Donde $\mathcal{B}^{-1}$ es la matriz inversa y queda definida como:

$$\mathcal{B}^{-1} = \frac{1}{2Y_j} \begin{pmatrix} Y_j & 1 \\ -Y_j & 1 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Sustituyendo de la ec. (2.21) a la ec. (2.26) en la ec. (2.20), tenemos:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_z = \mathcal{BT}(d) \mathcal{B}^{-1} \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_{z'} \quad (2.27)$$

Donde:

$$\mathbf{m}_j = \mathcal{BT}(d) \mathcal{B}^{-1} \quad (2.28)$$

Realizando las operaciones correspondientes tenemos:

$$\mathbf{m}_j = \begin{pmatrix} \cos(q_j d) & i \frac{\sin(q_j d)}{Y_j} \\ i Y_j \sin(q_j d) & \cos(q_j d) \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

La matriz $\mathbf{m}_j$ es la matriz de transferencia para la j -ésima capa, por lo que para conectar los campos a través de toda la estructura de $z = 0$ a $z = L$, es:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_{z=L} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_{z=0} \quad (2.30)$$

Donde:

$$\mathbf{M} = \prod_{j=1}^n \mathbf{m}_j = \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 \dots \mathbf{m}_n \quad (2.31)$$

Es la matriz de transferencia de toda la estructura.

Ahora si evaluamos la ec. (2.18) y (2.19) en $z = 0$ y $z = L$, y considerando que la amplitud del campo incidente está normalizado, entonces:

En $z = 0$, $A_1 = 1$ y $A_2 = R$.

$$E_x(z=0) = 1 - R \quad (2.32)$$

$$H_y(z=0) = Y_0(1 + R) \quad (2.33)$$

Ahora para $z = L$, $A_1 = 0$ y $A_2 = T$, por lo tanto:

$$E_x(z=L) = Te^{iq_{n+1}L} \quad (2.34)$$

$$H_y(z=L) = Y_{N+1}Te^{iq_{N+1}L} \quad (2.35)$$

Sustituimos de la ec. (2.32) a la ec. (2.35) en la ec. (2.30), y colocando los elementos de la matriz $\mathbf{M}$:

$$\begin{pmatrix} Te^{iq_{n+1}L} \\ Y_{N+1}Te^{iq_{N+1}L} \end{pmatrix}_{z=L} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (1 - R) \\ Y_0(1 + R) \end{pmatrix}_{z=0} \quad (2.36)$$

Por último haciendo el desarrollo y resolviendo el sistema de ecuaciones de 2×2 se obtiene el valor de la amplitud de transmisión y de reflexión $\mathbf{T}$ y $\mathbf{R}$:

$$\mathbf{T} = \frac{(M_{11} - M_{12}Y_0)(M_{21} + M_{22}Y_0) - (M_{11} + M_{12}Y_0)(M_{21} - M_{22}Y_0)}{(M_{11} - M_{12}Y_0)Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L} - (M_{21} - M_{22}Y_0)Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L}} \quad (2.37)$$

$$\mathbf{R} = \frac{(M_{11} + M_{12}Y_0)Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L} - (M_{21} + M_{22}Y_0)Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L}}{(M_{11} - M_{12}Y_0)Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L} - (M_{21} - M_{22}Y_0)Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L}} \quad (2.38)$$

2.1.1. Modos Normales.

De acuerdo con el Teorema de Bloch, los modos normales de un sistema periódico pueden ser obtenidos en la forma de ondas de Bloch. Para una superred, esto significa que:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_{z+L} = \Pi e^{ipL} \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_z \quad (2.39)$$

Donde $\vec{p}$ es el vector de onda de Bloch en una dimensión y Π es la matriz unitaria de 2×2 , L la longitud de la estructura.

Definimos a la siguiente relación a partir de la ec. (2.30), de manera similar a la ec. (2.39),

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_{z+L} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_z \quad (2.40)$$

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.
2.1. POLARIZACIÓN P.

Igualando la ec. (2.39) y la ec. (2.40):

$$\Pi e^{ipL} \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_z = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_z \quad (2.41)$$

Pasando los términos de un solo lado, tenemos:

$$(\mathbf{M} - \Pi e^{ipL}) \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix}_z = 0 \quad (2.42)$$

Para que la ec. (2.42) tenga solución distinta a la trivial, se debe cumplir la siguiente relación $\det|\mathbf{M} - \Pi e^{ipL}| = 0$,

$$\begin{vmatrix} M_{11} - e^{ipL} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} - e^{ipL} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.43)$$

Realizando los determinantes tenemos:

$$(M_{11} - e^{ipL})(M_{22} - e^{ipL}) - M_{21}M_{12} = 0$$

$$(M_{11}M_{22} - M_{21}M_{12}) - (M_{11} + M_{22})e^{ipL} + e^{i2pL} = 0 \quad (2.44)$$

Donde $\det|\mathbf{M}| = M_{11}M_{22} - M_{21}M_{12}$, usando la ec. (2.31) es fácil ver que el $\det|\mathbf{M}| = 1$,

$$\det|\mathbf{M}| = \left| \prod_{j=1}^n \mathbf{m}_j \right| = \det|\mathbf{m}_1| \det|\mathbf{m}_2| \dots \det|\mathbf{m}_j| \dots \det|\mathbf{m}_n|$$

Tomando el $\det|\mathbf{m}_j|$, empleando para ello la ec. (2.28) y (2.23).

$$\det|\mathbf{m}_j| = \det|\mathcal{B}\mathcal{T}(d)\mathcal{B}^{-1}| = \det|\mathcal{B}| \det|\mathcal{T}(d)| \det|\mathcal{B}^{-1}|$$

$$\det|\mathcal{T}(d)| = \begin{vmatrix} e^{iqd} & 0 \\ 0 & e^{-iqd} \end{vmatrix} = e^{iqd}e^{-iqd} = e^{iqd-iqd} = e^0 = 1$$

$$\det|\mathbf{m}_j| = \det|\mathcal{B}| \det|\mathcal{B}^{-1}| = \det|\mathcal{B}\mathcal{B}^{-1}| = \det|\mathbf{I}|$$

$$\det|\mathbf{m}_j| = 1$$

Una vez demostrado que si $\det|\mathbf{m}_j| = 1$, entonces el $\left| \prod_{j=1}^n \mathbf{m}_j \right| = 1$, y por consiguiente:

$$\det|\mathbf{M}| = 1 \quad (2.45)$$

Retomando la ec. (2.44) y sustituyendo la ec. (2.45), tenemos:

$$1 - (M_{11} + M_{22})e^{ipL} + e^{i2pL} = 0 \quad (2.46)$$

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.

2.2. POLARIZACIÓN S

Recordemos que $Tr(\mathbf{A}) = a_{11} + a_{22} + \dots + a_{nn}$, es conocida como la Trazas de la matriz $\mathbf{A}$, usando este hecho lo aplicamos para la matriz $\mathbf{M}$, entonces la ec. (2.46) se reduce a:

$$1 - Tr(\mathbf{M})e^{ipL} + e^{i2pL} = 0 \quad (2.47)$$

Multiplicamos la ec. (2.47) por e^{-ipL} y sustituyendo $2\cos(pL) = e^{ipL} + e^{-ipL}$, además despejando el $\cos(pL)$ tenemos:

$$\cos(pL) = \frac{1}{2}Tr(\mathbf{M}) \quad (2.48)$$

Recordando que la función coseno está definida entre ± 1 , entonces la relación anterior nos restringe los valores permitidos para las frecuencias accesibles al sistema para cada uno de los vectores de Bloch, de tal manera que se cumpla:

$$\left| \frac{1}{2}Tr(\mathbf{M}) \right| \leq 1 \quad (2.49)$$

A esta expresión es la misma para la polarización P, como para la polarización S, donde la diferencia radica en las impedancias (Y_j) para cada caso de polarización.

2.2. Polarización S

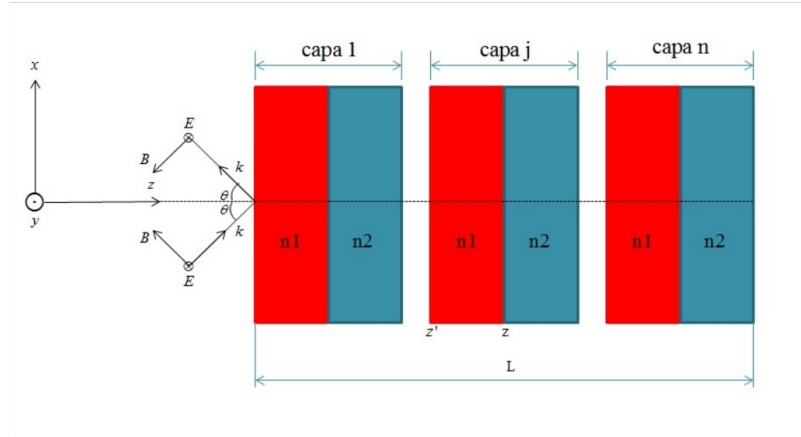


Figura 2.3: Polarización transversal eléctrica de un cristal fotónico unidimensional (1DPC), también conocida como polarización S

Una vez realizado el cálculo de los coeficientes de transmisión, reflexión y estructura de bandas, para la polarización P, describiremos de manera más simple los cálculos para obtener los coeficientes de reflexión, transmisión y estructura de bandas para la polarización S, donde de acuerdo a la Figura (2.3) se observa que el campo magnético es paralelo al plano de incidencia y el vector del campo eléctrico es perpendicular. A la polarización S también se le conoce con el nombre de polarización Transversal Eléctrica.

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.

2.2. POLARIZACIÓN S

Si observamos las componentes del campo eléctrico, magnético y el vector de propagación de acuerdo a la Figura (2.3) tenemos:

$$\mathbf{E} = (0, -E_y, 0) \quad (2.50)$$

$$\mathbf{k} = (Q, 0, q) \quad (2.51)$$

$$\mathbf{B} = (B_x, 0, -B_y) \quad (2.52)$$

Denotamos que la componente $k_x = Q$ y $k_z = q$ por simplicidad de la notación. Por lo que de acuerdo a la ec. (2.2) la magnitud del vector $\mathbf{k}$ quedaría definida como:

$$|\mathbf{k}|^2 = k^2 = Q^2 + q^2 \quad (2.53)$$

Donde la magnitud del vector de onda está dado por:

$$k^2 = \varepsilon_j \mu_j \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.54)$$

Siendo ε_j y μ_j la permitividad y la permeabilidad del j -ésimo medio que va de $j = 1, 2, \dots, m$ para m entero.

La velocidad de la luz está dada por c y ω representa la frecuencia angular de la onda incidente.

Debido a las condiciones de frontera, la componente tangencial del campo eléctrico se conserva así como la componente Q que se expresa de la siguiente forma:

$$Q^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\omega^2}{c^2} \sin^2 \theta \quad (2.55)$$

Donde ε_0 y μ_0 son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética respectivamente del medio exterior a la superred, para nuestro caso dicho medio es aire ($n \sim 1$), el ángulo θ es el formado entre la normal y el vector de propagación tal como se muestra en la Figura (2.3)

La componente normal del vector de propagación q se puede obtener a partir de la ec. (2.53) y sustituyendo en la ec. (2.54) y (2.55) se obtiene:

$$q_j = \frac{\omega}{c} [\varepsilon_j \mu_j - \varepsilon_0 \mu_0 \sin^2 \theta]^{1/2} \quad (2.56)$$

En la ecuación anterior el subíndice j denota el número de la capa del cristal fotónico.

Para encontrar la relaciones entre las componentes de los campos magnéticos y eléctricos, se hace uso de las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.57)$$

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.
2.2. POLARIZACIÓN S

Por otra parte se supone que los campos se propagan como ondas monocromáticas de tal forma que el campo eléctrico y magnético quedan definidos como:

$$\mathbf{E} = -E_y \hat{j} e^{i(Qx+qz-\omega t)} \quad (2.58)$$

$$\mathbf{B} = (B_x \hat{i} - B_z \hat{j}) e^{i(Qx+qz-\omega t)} \quad (2.59)$$

Aplicando la $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ a la ecuación (2.59) tenemos:

$$B_x = E_z \frac{q}{Q} \quad (2.60)$$

Usando el rotacional de $\mathbf{B}$ y suponiendo que no hay densidad de corriente tenemos:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{\varepsilon \mu}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.61)$$

Aplicando la ecuación (2.61) a las ecuaciones (2.58), (2.59) y realizando el álgebra correspondiente, además de usar la ecuación (2.60) para simplificar, así como se hizo para el caso de la polarización P, tenemos:

$$B_x = \frac{c}{\omega} q_j E_y \quad (2.62)$$

si sustituimos $H_x = B_x / \mu_j$, entonces definimos a la impedancia como:

$$Y_j = \frac{c}{\omega_j \mu_j} q_j \quad (2.63)$$

Por lo que la relación entre H_x y E_y queda expresada por:

$$H_x = Y_j E_y \quad (2.64)$$

De acuerdo con la propagación del campo electromagnético en el 1DPC para la polarización S tenemos las siguientes ondas:

$$E_y = -A_1 e^{iqz} - A_2 e^{-iqz} \quad (2.65)$$

$$H_x = Y_j A_1 e^{iqz} - Y_j A_2 e^{-iqz} \quad (2.66)$$

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.

2.2. POLARIZACIÓN S

En las ecuaciones (2.65) y (2.66) se muestra la propagación de las ondas que se transmiten y se reflejan en la estructura, tanto para el campo eléctrico como para el campo magnético.

Usando notación matricial podemos escribir las ecuaciones (2.65) y (2.66) como:

$$\begin{pmatrix} E_y \\ H_x \end{pmatrix}_z = \begin{pmatrix} -1 & -1 \\ Y_j & -Y_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 e^{iqz} \\ A_2 e^{-iqz} \end{pmatrix}_z \quad (2.67)$$

Donde:

$$\mathcal{B} = \begin{pmatrix} -1 & -1 \\ Y_j & -Y_j \end{pmatrix} \quad (2.68)$$

Haciendo el álgebra como se hizo de la ecuación (2.22) a la (2.28), llegamos a:

$$\mathbf{m}_j = \begin{pmatrix} \cos(q_j d) & -i \frac{\sin(q_j d)}{Y_j} \\ -i Y_j \sin(q_j d) & \cos(q_j d) \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

La matriz $\mathbf{m}_j$ es la matriz de transferencia para la j -ésima capa, por lo que para relacionar los campos de las ondas incidentes, reflejadas y transmitidas a través de toda la estructura de $z = 0$ a $z = L$, tenemos:

$$\begin{pmatrix} E_y \\ H_x \end{pmatrix}_{z=L} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_y \\ H_x \end{pmatrix}_{z=0} \quad (2.70)$$

Donde:

$$\mathbf{M} = \prod_{j=1}^n \mathbf{m}_j = \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 \dots \mathbf{m}_n \quad (2.71)$$

Es la matriz de transferencia de toda la estructura.

Ahora si evaluamos las ecuaciones (2.65) y (2.66) en $z = 0$ y $z = L$, considerando que la amplitud del campo incidente está normalizado, entonces:

En $z = 0$, $A_1 = 1$ y $A_2 = R$,

$$E_y(z = 0) = -1 - R \quad (2.72)$$

$$H_x(z = 0) = Y_0(1 - R) \quad (2.73)$$

Ahora para $z = L$, $A_1 = 0$ y $A_2 = T$, tenemos:

$$E_y(z = L) = -T e^{iq_{N+1}L} \quad (2.74)$$

$$H_x(z = L) = Y_{N+1} T e^{iq_{N+1}L} \quad (2.75)$$

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.
2.3. ESTRUCTURA DE BANDAS.

Sustituimos de la ec. (2.32) a la ec. (2.35) en la ec. (2.30), y colocamos los elementos de la matriz $\mathbf{M}$, y nos queda la matriz como sigue:

$$\begin{pmatrix} -Te^{iq_{N+1}L} \\ Y_{N+1}Te^{iq_{N+1}L} \end{pmatrix}_{z=L} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (-1-R) \\ Y_0(1-R) \end{pmatrix}_{z=0} \quad (2.76)$$

Por ultimo haciendo el desarrollo y resolviendo el sistema de ecuaciones de 2×2 se obtienen para las amplitudes de la transmisión resultante para $\mathbf{T}$ y reflexión $\mathbf{R}$:

$$\mathbf{T} = \frac{(M_{11} + M_{12}Y_0)(M_{22}Y_0 - M_{21}) - (M_{12}Y_0 - M_{11})(M_{21} + M_{22}Y_0)}{(M_{11} + M_{12}Y_0)Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L} + (M_{21} + M_{22}Y_0)e^{iq_{N+1}L}} \quad (2.77)$$

$$\mathbf{R} = \frac{(M_{12}Y_0 - M_{11})Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L} + (M_{22}Y_0 - M_{21})e^{iq_{N+1}L}}{(M_{11} + M_{12}Y_0)Y_{N+1}e^{iq_{N+1}L} + (M_{21} + M_{22}Y_0)e^{iq_{N+1}L}} \quad (2.78)$$

De esta forma una vez que podemos calcular los coeficientes de transmisión y reflexión así como su estructura de bandas para un 1DPC, tanto para polarización P como para polarización S, nos enfocaremos en el siguiente capítulo en modelar teóricamente 1DPC para simular un ópalo inverso y comparar el resultado con un ópalo crecido en el laboratorio.

2.3. Estructura de bandas.

Para determinar la estructura de bandas por el teorema de Bloch usamos la siguiente igualdad Eq.(2.79):

$$\begin{pmatrix} E_x \\ YE_x \end{pmatrix}_{z+L} = \mathbf{I}e^{ipL} \begin{pmatrix} E_x \\ YE_x \end{pmatrix}_z \quad (2.79)$$

Por otra parte de acuerdo a la matriz de transferencia:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ YE_x \end{pmatrix}_{z+L} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_x \\ YE_x \end{pmatrix}_z \quad (2.80)$$

Igualando y factorizando:

$$(M - Ie^{ipL}) \begin{pmatrix} E_x \\ YE_x \end{pmatrix} = 0 \quad (2.81)$$

Para que la solución del sistema sea distinta a la trivial:

$$\det |M - Ie^{ipL}| = \begin{vmatrix} M_{11} - e^{ipL} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} - e^{ipL} \end{vmatrix} = (M_{11} - e^{ipL})(M_{22} - e^{ipL}) - M_{12}M_{21} = 0 \quad (2.82)$$

Como: $\det \mathbf{m} = \det(m_N)\det(m_{N-1}) \dots \det(m_1)$

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.
2.3. ESTRUCTURA DE BANDAS.

$$M_{11}M_{22} - (M_{11} + M_{22}) - e^{ipL} - M_{12}M_{22} + e^{2ipL} = 0 \quad (2.83)$$

$$M_{11}M_{22} - M_{12}M_{22} = 1 \quad (2.84)$$

$$1 - (M_{11} + M_{22})e^{ipL} + e^{2ipL} = 0 \quad (2.85)$$

$$e^{-ipL} - (M_{11} + M_{22}) + e^{ipL} = 0 \quad (2.86)$$

$$2 \cos pd = M_{11} + M_{22} \Rightarrow L = d \quad (2.87)$$

$$\cos pd = \frac{1}{2} \text{Traza}(m) \leq 1 \quad (2.88)$$

Para poder determinar la estructura de bandas:

$$\cos pd = \frac{1}{2} \text{Traza}(M) \leq 1 \quad (2.89)$$

Usando:

$$\cos^{-1}(z) = -i \log\{z + i(1 - z^2)\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.90)$$

$$pd = \cos^{-1}\left(\frac{1}{2} \text{Traza}(\mathbf{m})\right) \quad (2.91)$$

$$pd = -i \log\left(\frac{1}{2} \text{Traza}(\mathbf{m}) + i\left(1 - \left(\frac{1}{2} \text{Traza}(\mathbf{m})\right)^2\right)^{1/2}\right) \quad (2.92)$$

$$p = \left(\frac{1}{d}\right) \left(\frac{1}{2} \text{Traza}(\mathbf{m}) + i\left(1 - \left(\frac{1}{2} \text{Traza}(\mathbf{m})\right)^2\right)^{1/2}\right) \quad (2.93)$$

donde p es el vector de Bloch.

Para una respuesta efectiva se considera al vector de Bloch de la forma Eq. (2.94):

$$p^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu \quad (2.94)$$

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.
2.3. ESTRUCTURA DE BANDAS.

Donde las Ec.(2.95) y la Ec.(2.96) son cantidades complejas.

$$p = p_R + ip_I \quad (2.95)$$

$$\epsilon = \epsilon_R + i\epsilon_I \quad (2.96)$$

Sustituyendo:

$$p_R^2 - p_I^2 + 2ip_R p_I = \frac{\omega^2}{c^2}(\epsilon_R + i\epsilon_I) \quad (2.97)$$

$$p_R^2 - p_I^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_R \quad (2.98)$$

$$2ip_R p_I = \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_I \quad (2.99)$$

Por lo tanto:

$$\epsilon_R = \frac{c^2}{\omega^2}(p_R^2 - p_I^2) \quad (2.100)$$

$$\epsilon_I = \frac{c^2}{\omega^2}(2ip_R p_I) \quad (2.101)$$

Si conocemos la parte imaginaria ϵ_I se puede encontrar la parte real usando las relaciones de Kramers - Kronig. De acuerdo con estas relaciones dada la función compleja $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ es posible determinar ϵ' si se conoce ϵ'' a partir de la Ec.(2.102)

$$\epsilon'(\omega) = \frac{2}{\pi}p \int_0^\infty \frac{s\epsilon''(s)ds}{s^2 - \omega^2} \quad (2.102)$$

En este caso es conocida de la expresión $\epsilon(\omega) = \epsilon_R(\omega) + i\epsilon_I(\omega)$ la cantidad $\epsilon_I(\omega)$ de donde:

$$\epsilon_R(\omega) = \frac{2}{\pi} \left[\int_{\omega_i}^{\omega-\Delta} \frac{s\epsilon''(s)ds}{s^2 - \omega^2} + \int_{\omega+\Delta}^{\omega_f} \frac{s\epsilon''(s)ds}{s^2 - \omega^2} \right] \quad (2.103)$$

Si $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ entonces tenemos:

$$\epsilon' = \frac{2}{\pi} \left[\int_0^{\omega-r} \frac{s\epsilon''(s)ds}{s^2 - \omega^2} + \int_{\omega+r}^\infty \frac{s\epsilon''(s)ds}{s^2 - \omega^2} \right] \quad (2.104)$$

De donde es posible determinar ϵ :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_\omega} = \frac{\omega^2 + i\gamma_\omega - \omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_\omega} \quad (2.105)$$

Resolviendo tenemos:

$$\epsilon = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}\right) + i \frac{\gamma \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} \quad (2.106)$$

2.4. Modelación Teórica.

2.4.1. Modelo unidimensional el método aproximado.

En las secciones anteriores se describió el método de la matriz de transferencia que permite determinar los coeficientes de reflexión y transmisión así como la estructura de bandas, para una red unidimensional, sin embargo el caso que nos ocupa refiere a una estructura periódica del índice de refracción en tres dimensiones, como es el caso del ópalo, el cual se trata de una estructura tipo FCC (cúbica centrada en las caras) como se muestra en la Figura(2.4), para ello se realiza una aproximación que consiste en simular a la estructura 3D, como un sistema multicapas donde cada capa tiene un diferente índice de refracción, a continuación se describe dicho método.

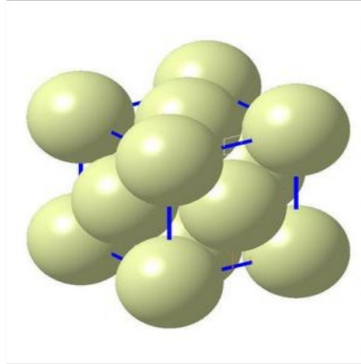


Figura 2.4: Estructura FCC.

El comportamiento de la luz en un material depende de la estructura cristalina de éste. En este trabajo se estudia la forma en la que se propaga la luz en un ópalo y en un ópalo inverso, las cuales son estructuras que presentan una periodicidad 3D en el índice de refracción. Con el fin de describir de manera simple las propiedades ópticas de estos materiales, se ha implementado un modelo que permite con cierto grado de facilidad calcular dichas propiedades, para ello se supone que se hace una serie de cortes perpendiculares a una determinada dirección de crecimiento, estos cortes se traducen en una serie de planos paralelos sobre los cuales se calcula el índice de refracción promedio, como se muestra en la Figura (2.5), en dicha figura se ha supuesto como dirección de crecimiento la dirección [111], entre los planos se supone una separación infinitesimal, de esta manera se propone que la estructura consta de una serie de películas delgadas crecidas a lo largo de dicha dirección donde el índice de refracción de cada película corresponde al promedio de cada uno de los planos.

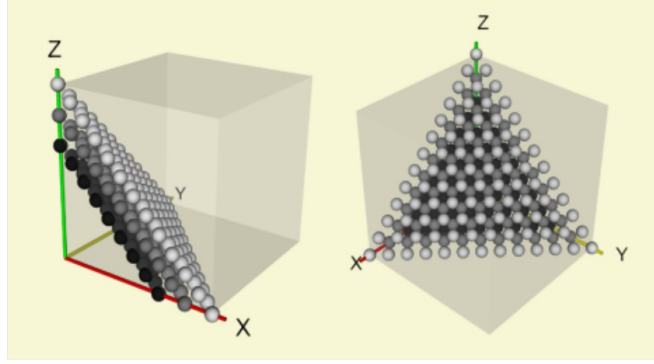


Figura 2.5: Crecimiento de la estructura FCC en la dirección $[111]$.

El perfil del promedio del índice de refracción calculado por esta técnica se muestra en la Figura(2.6) para un número pequeño de periodos, la figura muestra el índice de refracción en función de la posición, esto es, consideramos que a cada plano le corresponde un diferente índice de refracción, y estos planos se ubican sobre la dirección de crecimiento, denotado por el eje z .

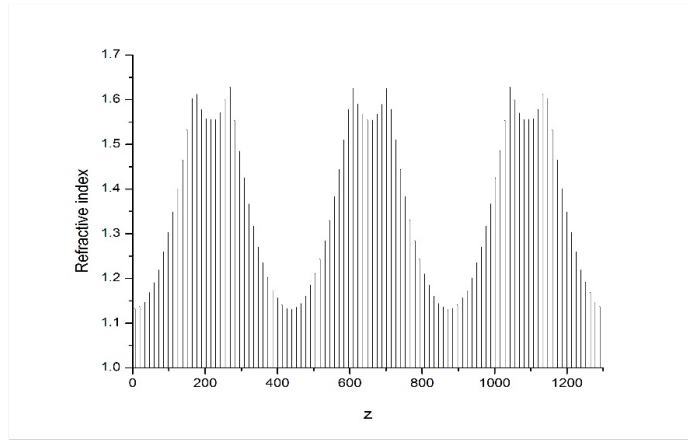


Figura 2.6: Perfil del índice de refracción para una estructura FCC, en la dirección $[111]$, considerando un índice de refracción para cada plano.

Para el estudio de las propiedades ópticas de estos sistemas se usa el método de la matriz de transferencia discutido en secciones anteriores, el cual se aplica a estructuras unidimensionales construidas por placas alterantes de dos materiales distintos, las que construyen una celda que se repite periódicamente. Para el problema presente, se hace una extensión del método considerando un número muy grande de placas de separación infinitesimal que integran una celda unitaria que se repetirá periódicamente de acuerdo a la constante de red de la estructura tridimensional, la finalidad de considerar un número grande de placas es generar el perfil del índice de refracción Figura(2.6). Evidentemente, este procedimiento elimina todos los efectos relacionados con la periodicidad 3D del cristal fónico a base de las estructuras que consideramos. Sin embargo, como se verá más adelante,

CAPÍTULO 2. MÉTODO DE LA MATRIZ DE TRANSFERENCIA.

2.4. MODELACIÓN TEÓRICA.

los efectos debido a la periodicidad 1D en la dirección [111] pueden describirse cuantitativamente en el marco de este modelo para incidencia normal.

Capítulo 3

Procedimiento Experimental.

3.1. Fabricación de Ópalos Inversos.

Una vez analizando los diferentes métodos de fabricación, se llegó a la conclusión de tomar un método químico debido a que requieren, menor infraestructura que los métodos de fabricación físicos. Los métodos químicos han demostrado ser unas muy buenas opciones para poder obtener ópalos de excelente calidad y que por tanto cuenten con banda completa.

Una de las principales ventajas de los métodos coloidales, es la formación de redes estructuradas geométricamente a partir de esferas monodispersadas de diversos materiales como silica o polímeros orgánicos.

En la naturaleza podemos encontrar los ópalos naturales los cuales son gemas de piedra que, mediante microscopia electronica de barrido, se puede revelar la consistencia de su estructura periódica tridimensional, formado por esferas de silica coloidal con dimensiones que van de 50 a 500 nm. La iridiscencia de los ópalos naturales se puede explicar por medio de difracción de Bragg en el visible para tres dimensiones.

Por métodos de fabricación química se pueden obtener ópalos artificiales, los cuales muestran arreglos de estructura geométrica regular, con un menor número de imperfecciones que los ópalos naturales, debido a esto, su caracterización es más precisa, y su comparación con los resultados teóricos es más exacta.

3.1.1. Síntesis de Esferas de PMMA.

La calidad de la estructura opalina depende dramáticamente de la monodispersión, esto es, la uniformidad en el tamaño de las partículas que lo forman. De esta forma el primer requisito para construir los cristales fotónicos es controlar la producción de las partículas esféricas a utilizar en el experimento [1-6].

Para poder hablar de la preparación de las esferas primero tendríamos que hablar de polímeros. Un polímero es una molécula larga constituida por muchas repeticiones de unidades químicas, llamados monómeros. Los polímeros generalmente se pueden formar mediante dos tipos de polimerizaciones, crecimiento de paso (step-growth) y crecimiento de cadena (chain-growth) [4].

Crecimiento de paso (Step-growth): Este tipo de polimerización implica la adición de monómeros con dos grupos funcionales. Cada reacción es esencialmente independiente del siguiente, esto es, que un polímero se forma simplemente porque los monómeros experimentan reacciones en más de un grupo funcional. Esto hace que la formación por medio de step-growth en polímeros de un alto peso molecular sea difícil, por lo que requiere un alto rendimiento en las reacciones químicas.

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.1. FABRICACIÓN DE ÓPALOS INVERSOS.

En comparación la polimerización de **Crecimiento de cadena (Chain-growth)**, implica la adición secuencial de monómeros al extremo activo del polímero. Esto es que en cada caso una partícula reactiva (como un radical libre, catión o anión) produce otra partícula reactiva, preservando la reactividad de la cadena. Por consecuencia, la polimerización de crecimiento de cadena (chain-growth) permite la preparación rápida de los polímeros con muy alto peso molecular.

Después de haber analizado los dos tipos de crecimientos de polímeros se concluyó que la polimerización por crecimiento de cadena (chain-growth), es mejor en aprovechamiento y rapidez, lo cual se acoplaba perfectamente a nuestras necesidades. Una vez definido el método de polimerización que se utilizará describiremos a continuación la fabricación de las esferas. La descripción la dividiremos en cuatro partes para una mejor visión del experimento:

La fabricación de las esferas de polimetil metacrilato (PMMA), se llevo a cabo por el método de crecimiento por cadena (chain-growth). En este proceso homogeneizaremos el tamaño de las esferas de PMMA controlando la cantidad de cada reactivo y la temperatura de preparación (Tabla 1). La homogeneización del tamaño de las esferas es muy importante ya que de esto depende la calidad del ópalo fabricado. Entre más uniforme sea la distribución del tamaño de las esferas, habrá una mayor uniformidad en la red de esferas del cristal fotónico y por consiguiente su resultado final [1-4].

Diámetro Aproximado (nm)	Volumen de agua (L)	Volumen de MMA (ml)	Temperatura (°C)	Volumen Iniciador (g)
310	1.6	300	80	1.5
375	1.6	300	70	1.5
425	1.6	400	70	1.5

Tabla 3.1: Cantidades necesarias para la fabricación de esferas de PMMA.

La polimerización de crecimiento de cadena (chain-growth) está dividida en tres partes: iniciación, propagación y terminación.

Iniciación: Para comenzar el proceso de polimerización fue necesario utilizar un iniciador de polimerización. Ésta es una molécula capaz de romper el doble enlace del monómero metilmetacrilato (MMA), con lo que ambas terminaciones del monómero quedan activas. Para completar los enlaces, se agrega otra molécula de monómero a ambos lados, y así sucesivamente, iniciando el proceso de polimerización. El iniciador que se utilizó fue el 2,2'-azobis (2-metilpropionamida), (Aldrich).

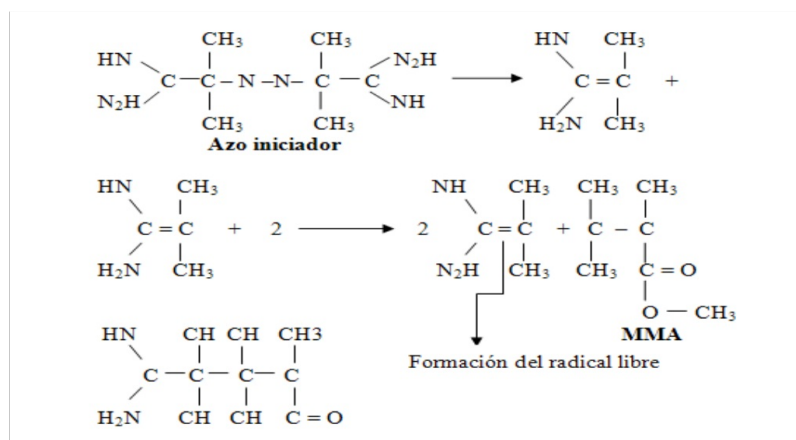


Figura 3.1: Reacción de Iniciación del polímero.

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.1. FABRICACIÓN DE ÓPALOS INVERSOS.

Propagación: Comienza el proceso de crecimiento de las cadenas, el cual sucede al descomponerse el iniciador por el aumento de la temperatura, produciendo dos radicales orgánicos aparte de nitrógenos.

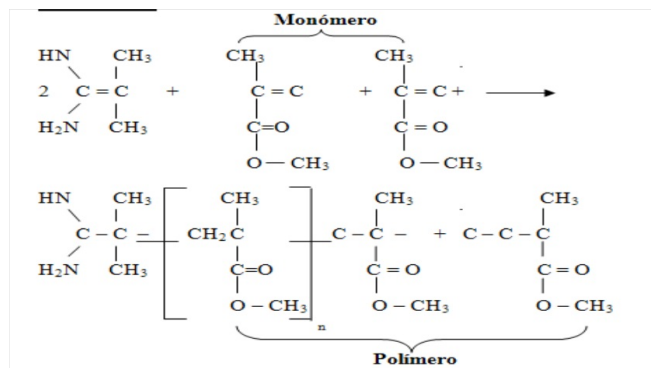


Figura 3.2: Reacción de propagación del polímero.

Terminación: Reposo de la suspensión ya hecha para finalizar la formación de las esferas y para terminar la polimerización de todo el monómero.

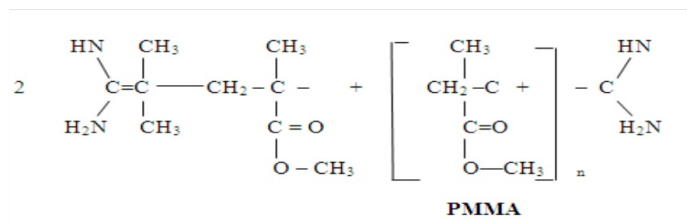


Figura 3.3: Reacción de terminación del polímero.

La formación de las esferas se debe principalmente a que durante este proceso está en funcionamiento un agitador magnético dentro de la solución a 350 rpm, haciendo que la reacción no se estanque y el poliedro adquiera una forma esférica.

El equipo necesario para la preparación de la emulsión para la polimerización de las esferas de PMMA monodispersas son los siguientes:

- Barra de agitación magnética de teflón.
- Nitrógeno.
- Termómetro.
- Condensador para reflujo.
- Matraz de 3 entradas.

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.1. FABRICACIÓN DE ÓPALOS INVERSOS.

- Mantilla cilíndrica de calefacción.

Los químicos necesarios para la polimerización de la emulsión son los siguientes:

- Metilmetaacrilato (MMA), (Aldrich al, 99 %) (300-400 ml).
- 2,2ázobis (2-metilpropionamida),(Aldrich al, 99 %).
- Agua destilada (1600 ml).
- Tetraidrofurano (THF),(Aldrich al, 99 %), para limpiar.

El sistema de reflujo es el que se muestra en la Figura (3.4), y consiste prácticamente en tener un compartimiento en el cual podamos tener un líquido, que será sometido a diferentes temperaturas dependiendo el tipo de tamaño que se requiera para la esfera. Dicho líquido deberá estar contenido en un condensador para evitar pérdidas por evaporación, todo esto bajo una atmósfera inerte.

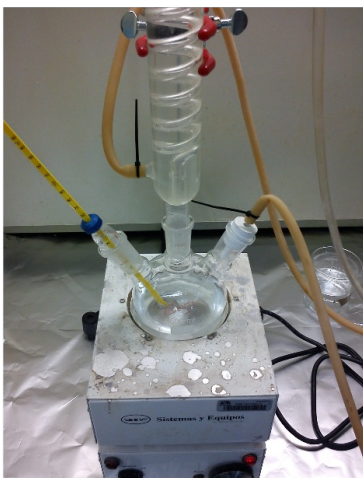


Figura 3.4: Sistema del proceso de polimerización.

El procedimiento de la síntesis del PMMA es el siguiente:

- Primeramente se pone en el matraz agua destilada junto con el MMA, para obtener el volumen de nuestra reacción y por consiguiente determinar el tamaño de la esfera, fue necesario basarnos en datos experimentales reportados en la Tabla (3.1) [1-4-12].
- Se burbujeó Nitrógeno para tener una atmósfera inerte. Ya que tendremos reacciones exotérmicas, el flujo debe ser muy lento, aproximadamente 3 o 4 burbujas por segundo.

En seguida se prende el condensador, esto para que las posibles evaporaciones de la solución se condensen nuevamente y el volumen permanezca constante. Al mismo tiempo se prende el agitador aproximadamente a una velocidad de 350 rpm. Usando un termómetro se mide la temperatura para controlarla a 70 o 80°C dependiendo el caso que se haya elegido basándonos en la Tabla (3.1), este proceso durará dos horas.

Cuando la temperatura se ha estabilizado, se cierra el nitrógeno, a continuación se calcula y peso el iniciador, y se introduce en el matraz. Después de unos minutos en la solución se verá una

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.1. FABRICACIÓN DE ÓPALOS INVERSOS.

suspensión coloidal de color blanco. La polimerización estará completa después de 60 a 90 min. La temperatura de la reacción al término de este periodo se reduce de 5 a 10°C. Por lo que la temperatura se estará monitoreando; aproximadamente una hora después la temperatura se estabilizará en el valor inicial, si la temperatura no se estabiliza esperamos media hora más, o el tiempo necesario hasta que se estabilice al valor inicial. Después de alcanzar la temperatura inicial se retirará el termómetro y la toma de gas. Finalmente se suspende la agitación, el proceso resumido se muestra en la Figura(3.6).

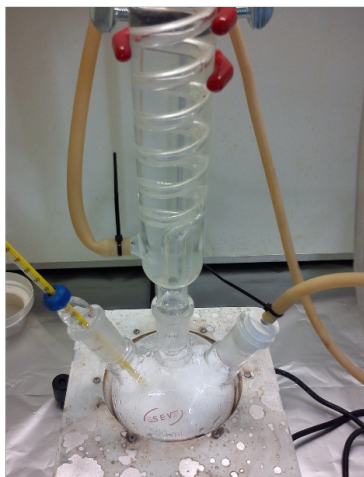


Figura 3.5: Muestra del comienzo del proceso de polimerización.

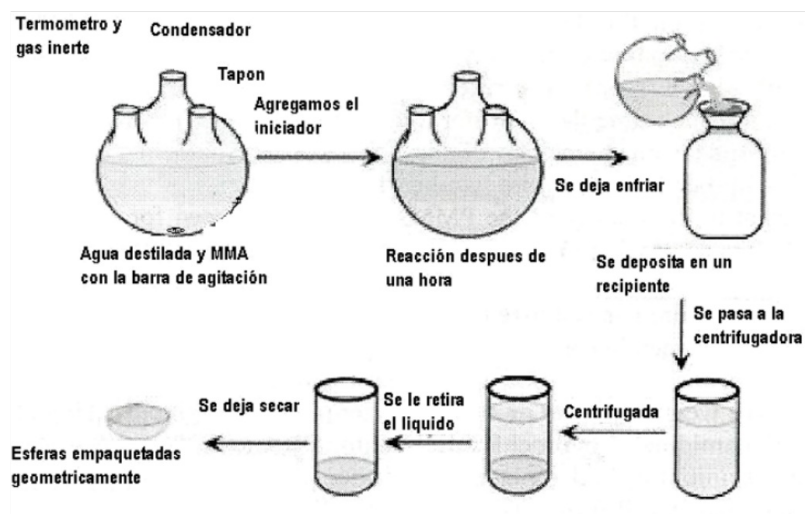


Figura 3.6: Proceso de polimerización y empaquetamiento de las esferas.

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.1. FABRICACIÓN DE ÓPALOS INVERSOS.

3.1.2. Caracterización de las esferas, distribución del tamaño

La distribución de tamaño de las microesferas de PMMA se calculó a partir de imágenes de Microscopía Electrónica de Barrido, que fueron obtenidas con un microscopio de emisión de electrones de alta energía JEM-2200FS operado a 200 kV.

Los tamaños de esfera obtenidos en las distintas muestras fueron: muestra 1 de 317 nm, muestra 2 de 309 nm, y muestra 3 de 387 nm. Estas muestras fueron posteriormente utilizadas como base para la futura impregnación y fabricación de los ópalos inversos.

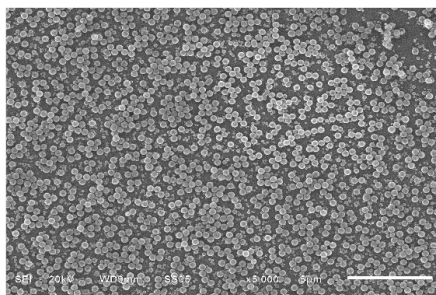


Figura 3.7: Micrografías (SEM) de las esferas de PMMA sintetizadas, con una resolución de 5000x.

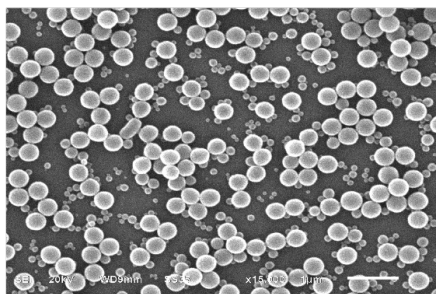


Figura 3.8: Micrografías (SEM) de las esferas de PMMA sintetizadas, con una resolución de 15000x.

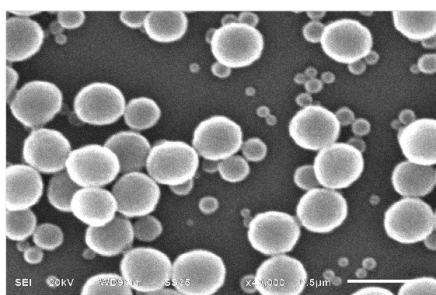


Figura 3.9: Micrografías (SEM) de las esferas de PMMA sintetizadas, con una resolución de 40000x.

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.1. FABRICACIÓN DE ÓPALOS INVERSOS.

En la Figura (3.9) se presentan las imágenes de SEM de las esferas de PMMA a 5000x, 15000x, 40000x, que muestran el tamaño de las esferas producidas. De estas imágenes se pudo obtener la distribución del tamaño de las esferas como se muestra en la figura (3.10). Además, con el fin de tener esferas de tamaño similar o con una desviación estándar muy pequeña, al producir la solución se hace el proceso de centrifugado y filtrado, con lo que el tamaño de las esferas utilizadas en la fabricación de los ópalos es muy uniforme, podría esperarse que las esferas después de ser centrifugadas estarían en una suspensión, sin embargo, no es este el caso debido a que se realiza la filtración de las mismas.

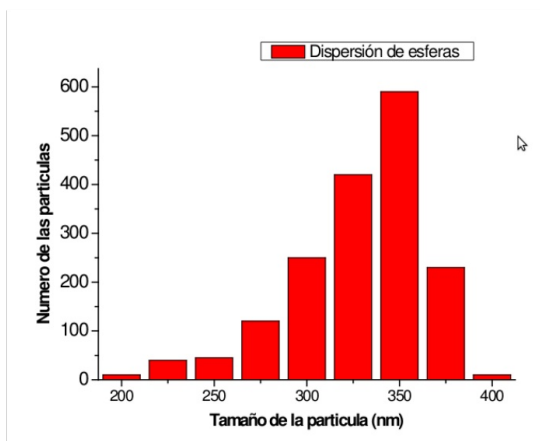


Figura 3.10: Gráfica estadística de dispersión del tamaño de las esferas muestra 3.

3.1.3. Empaquetamiento de las esferas.

Una vez que se obtuvieron las esferas de PMMA estas fueron empaquetadas. Para el empaquetamiento de las esferas se utilizó la técnica de centrifugado. El proceso consistió básicamente en centrifugar la solución que contiene las esferas. Esta solución puede estar previamente centrifugada para asegurar una mayor uniformidad de tamaño de las esferas o bien la solución se puede utilizar tal como es fabricada. Dependiendo del volumen de la misma, es el tiempo que durará la centrifugación, fue de 2 hrs por cada 15 ml a 5000 rpm.

En la Figura (3.12) se ve claramente como se realiza la separación del líquido en el cual están inmersas las esferas y al mismo tiempo se observa cómo la muestra presenta características de iridiscencia lo cual hace referencia a que las esferas ya se han distribuido en un arreglo geométrico repetitivo.

Cuando se terminó el proceso de centrifugado fueron retirados los tubos de ensayo, para después retirar el agua cuidadosamente dejando 1 ml arriba del menisco del tubo de ensayo, esto para no afectar en lo más mínimo la parte superior de la red de trabajo del empaquetamiento de las esferas. Debe tenerse mucho cuidado en no mover bruscamente el tubo de ensayo al pasarlo a un lugar más seguro en el que pueda reposar y tener un secado a temperatura ambiente durante 24 horas. Durante este tiempo también terminarán de acomodarse las esferas faltantes mediante un proceso

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.2. CARACTERIZACIÓN DEL EMPAQUETADO POR SEM.



Figura 3.11: Muestra del comienzo del proceso de centrifugado.



Figura 3.12: Fotografía de una muestra de esferas recién centrifugada, la parte en blanco son las esferas separadas del agua.

de sedimentación natural o por gravedad. Una vez terminado el secado y el acomodo de las esferas, es posible observar iridiscencia que se verá a simple vista y que confirma el hecho de tener un acomodo de las esferas (prueba muy simple pero muy confiable). El empaquetamiento compacto ocurre al juntarse las esferas hasta llegar a tener como separación máxima entre ellas el diámetro de las mismas esferas, debido a esto la red de trabajo estará interconectada, esta intercomunicación surge de las partes de las esferas que quedan unidas entre si.

3.2. Caracterización del empaquetado por SEM.

En la Figura (3.13) podemos observar una parte de la estructura de las muestras. Las partes que no tienen esferas son defectos dentro del empaquetamiento. También podemos ver que la imagen de SEM nos proporciona datos suficientes para ver que todas las partes de las muestras tienen una estructura periódica FCC, la cual es una hexagonal simple. Con este tipo de imágenes podemos darnos cuenta de la parte superficial de nuestro empaquetamiento y poder predecir que el arreglo es el mismo en el centro del paquete de esferas. Otro de los factores que podemos notar con este tipo de imágenes (SEM), son las dimensiones del empaquetamiento, las cuales son de 300 nm a 400 nm, a los cuales podemos llamar dominios, dentro de este tipo de empaquetamiento encontramos defectos producidos por diferentes factores, uno de esos factores es el tipo de sistema utilizado para la fabricación del cristal. En este caso fue utilizado el método de centrifugación el cual acelera el proceso, pero crea defectos debido a los diversos movimientos a los cuales son sometidas las

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.2. CARACTERIZACIÓN DEL EMPAQUETADO POR SEM.

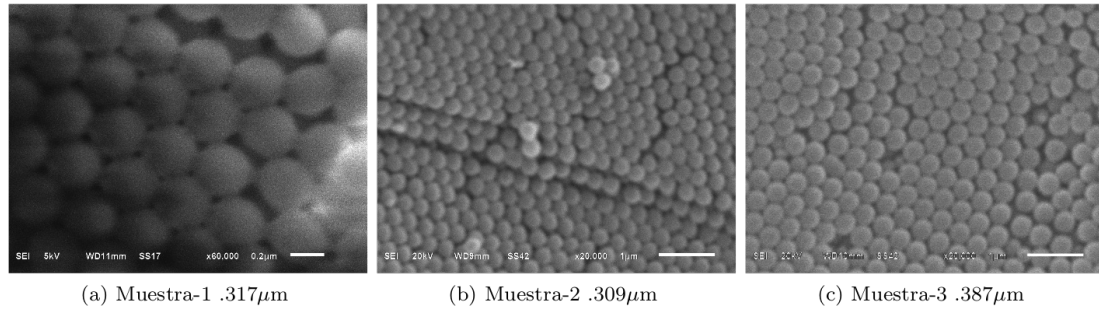


Figura 3.13: Múltiples muestras de micro esferas de PMMA

muestras. Otros de los factores que influyen en la formación de los defectos es la diferencia de tamaños de las esferas, el cual hace que el proceso de la formación de la estructura geométrica sea fragmentada debido al cambio de tamaño de la esfera que no concuerda en dimensiones con las que están formando la estructura geométrica, provocando un defecto ya que la esfera al no estar bien compacta puede moverse dejando un hueco, dicho hueco será llenado con el material que recubre las esferas dejando un bloque sin estructura geométrica. Si un material tiene infinidad de defectos, no podrá dar una buena respuesta en bandas prohibidas, por lo que se debe cuidar con especial atención que la diferencia de tamaño de las esferas sea muy pequeña.

3.2.1. Impregnación de SiO_2

La composición del espesor de las paredes del material juega un papel muy importante en los efectos de las propiedades de los cristales fotónicos. Es muy importante tener mucho cuidado, especialmente en el control sistemático de las condiciones en las que se realice el proceso de fabricación. De esto depende que los materiales nanoestructurados obtenidos presenten el fenómeno de las bandas prohibidas y reflexiones ópticas [1-4]. En el caso de la impregnación de SiO_2 , debemos puntualizar que el precursor y las condiciones del proceso deben ser en un tiempo relativamente corto ya que la silica tiende a solidificarse de una forma rápida, por lo cual se inserta en una pipeta para mantenerla fresca y se le deja salir por medio de un goteo regulado, con el fin de optimizar las condiciones para la formación de los cristales fotónicos. Para la obtención de los cristales fotónicos utilizamos el siguiente sistema:

El sistema de impregnación de SiO_2 consta de los siguientes componentes:

- Embudo Buchner.
- Matraz kitazato.
- Filtros de $0,2\mu\text{m}$.
- Bomba de vacío.
- Soporte universal.
- Vaso de precipitado.

Para la preparación de silica se utilizaron los siguientes reactivos:

- Tetraetilortosilicato (TEOS) (Aldrich al, 99%).

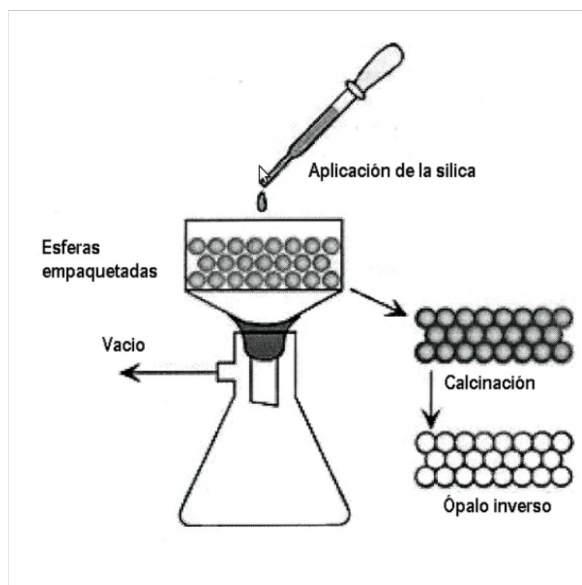


Figura 3.14: Esquema utilizado para la fabricación de los cristales fotónicos.

- Metanol (J.T. Baker al 99 %).
- Agua destilada.
- Ácido clorhídrico HCl (J.T. Baker al, 38 %)

En este proceso, lo primero fue vaciar las esferas empaquetadas en el embudo Buchner el cual ya contiene el filtro que no permite que pasen esferas mayores de $0.2\mu\text{m}$. El filtro fue mojado con alcohol absoluto, para que el líquido que envuelve a las esferas fluya de una manera más rápida y que el acomodamiento de las esferas sea mejor. A fin de agilizar más este proceso se hizo un vacío regulando el poder de extracción de líquidos, que fue moderado por medio de una llave de vacío para evitar la fragmentación de los paquetes. El filtro se sigue mojando con alcohol en forma continua para que no se adhiera por completo a la muestra. Después de filtrada toda la muestra, el tiempo de secado fue aproximadamente de 40 min, en los cuales ya se tiene un precursor de cristal fotónico o de ópalo inverso, es decir esferas empaquetadas formando un arreglo hexagonal impregnadas de sílica. El material que formara la estructura periódica será sílica que es fácil de preparar y presenta una buena diferencia en el índice de refracción sílica-aire lo que genera una buena respuesta como cristal fotónico. Con respecto a la preparación de la sílica tenemos que utilizar la mínima cantidad de ácidos posibles (Ácido clorhídrico y Ácido Nítrico), para que el tiempo de gelación de la misma sea mucho más tardada ya que es necesario el mayor tiempo de fluidez del líquido para su penetración en la estructura deseada.

3.2.2. Impregnación de TiO_2 - SiO_2 .

Para la fabricación de los ópalos inversos de TiO_2 se seguirá exactamente el mismo proceso que se realizó con los ópalos inversos de SiO_2 . Los elementos usados en la solución de TiO_2 son los siguientes:

- 5 ml de ethanol (Analytik 99 %).
- 1 ml de HCL (J.T Baker, 38 %).

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.2. CARACTERIZACIÓN DEL EMPAQUETADO POR SEM.

- 2 ml de agua desionizada.
- 5 ml de butóxido de titanio (Aldrich 97 %)

El proceso de fabricación de los ópalos inversos de TiO_2 es similar al proceso de fabricación de los ópalos inversos de SiO_2 , la diferencia la hacen los compuestos en la reacción. Para poder sintetizar ópalos inversos hechos a base de una mezcla de los dos compuestos en las proporciones adecuadas, es necesario que el número de moles en la solución tanto de TiO_2 como de SiO_2 sea de uno a uno, para formar el ópalo inverso de proporciones 50/50, y de ahí se varía la proporción de cada uno de los compuestos en proporciones de 25 % en 25 %

3.2.3. Tratamiento térmico.

El objetivo principal del tratamiento térmico es el de obtener el ópalo inverso, esto ocurre cuando se tiene un arreglo geométrico regular ya crecido que en este caso sería el ópalo, se procede a obtener el ópalo inverso, para ello se recubre el ópalo con la combinación de los materiales TiO_2 con SiO_2 o bien cada uno de ellos y se calcina a una temperatura máxima de 550°C durante 8 hrs. Con esta temperatura y ese tiempo se puede asegurar que las esferas se calcinaron por completo, dejando solo la red de trabajo formada de silica o la combinación de los otros materiales, esto es, los huecos donde estaban las esferas y las paredes resultantes de silica. La diferencia principal en la calcinación, para el empaquetamiento de las esferas está en el gradiente de temperaturas ya que la calcinación fue a una velocidad de 0.5°C por minuto dando como resultado un tiempo total de calcinado de 18 hrs, con una rampa especial que consta de 4 puntos y que se muestra a continuación Figura(3.15).

- (1) Rampa de temperatura a $0.5^\circ\text{C}/\text{minuto}$ de temperatura ambiente a 300°C .
- (2) Se mantiene a 300°C por 2hrs.
- (3) Rampa de temperatura a $0.5^\circ\text{C}/\text{minuto}$ de 300°C a 550°C .
- (4) Se mantiene a 550°C por 10 hrs.

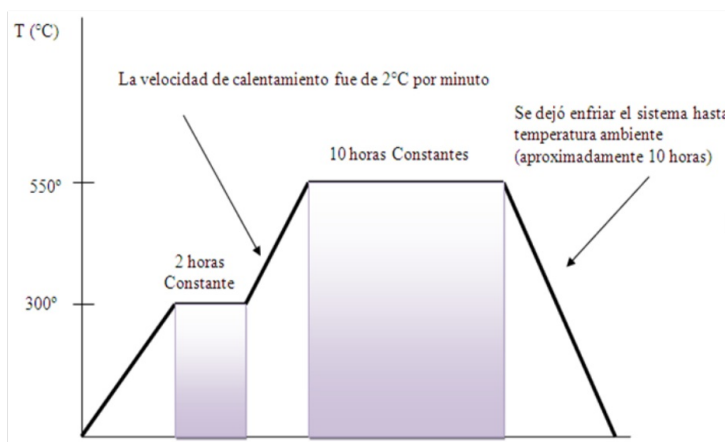


Figura 3.15: Curva de calentamiento para eliminar el PMMA de los ópalos inversos.

3.3. Caracterización del ópalo inverso.

El enrejado que se muestra en las Figuras (3.16a, 3.16b, 3.16c, 3.16d, 3.16e) son los ópalos inversos de SiO_2 , TiO_2 y SiO_2 - TiO_2 con diferentes composiciones, se puede comparar con la Figura (1.9) donde se mostró la estructura del ópalo inverso, por lo que las fotografías de SEM de nuestras muestras corresponden a las de un ópalo inverso, obtenido con las especificaciones de la sección anterior. Con este tipo de imágenes podemos ver y obtener información muy importante, antes que nada el tipo de estructura geométrica que lo forma que en este caso es hexagonal.

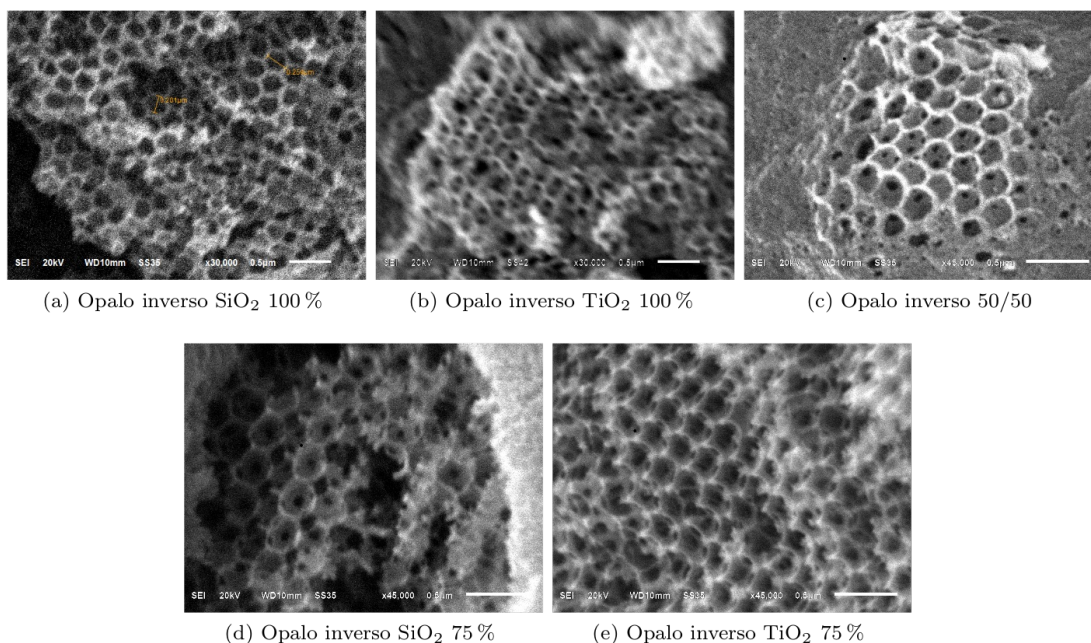


Figura 3.16: Múltiples muestras de ópalos inversos.

También podemos ver el grosor de las paredes del ópalo inverso haciendo una estimación estadística que obtenemos de las imágenes de diferentes muestras y que se presenta en la gráfica de la Figura (3.17). En las Figuras (3.16a - 3.16e), vemos claramente la forma geométrica que caracteriza al ópalo inverso la cual es hexagonal. El grosor de las paredes del ópalo inverso varían desde los 45 nm hasta los 90 nm, teniendo un grosor predominante de 45nm lo que nos garantiza una mayor uniformidad dentro del ópalo inverso. Estos resultados serán usados para los cálculos teóricos de los espectros de reflexión.

CAPÍTULO 3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

3.3. CARACTERIZACIÓN DEL ÓPALO INVERSO.

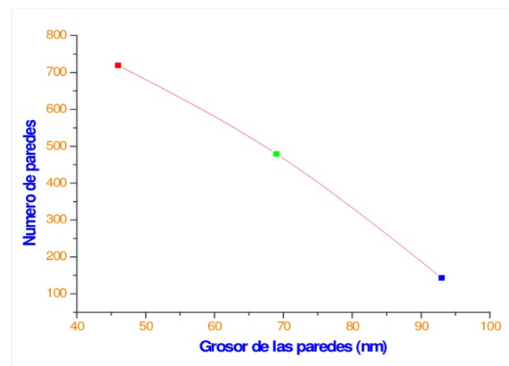


Figura 3.17: Gráfica del grosor promedio de las paredes en nuestros ópalos inversos.

Capítulo 4

Resultados y Discusión.

4.1. Resultados.

En este capítulo se presentan y discuten los resultados obtenidos para la caracterización de los ópalos y de los ópalos inversos de SiO_2 - TiO_2 , las técnicas usadas para la caracterización fueron: Microscopía electrónica de barrido, Espectrofotometría UV-Vis y Espectroscopia Micro-Raman, se hacen las comparaciones con los resultados teóricos, y se discute la viabilidad de poderlos modelar teóricamente.

4.1.1. Microesferas de PMMA.

En la Figura (4.1) se presentan las imágenes SEM de las microesferas de PMMA a 60,000X a) y 20,000X b)-c), se observa que presentan una distribución hexagonal compacta de esferas con un orden a largo alcance, como el que se observa en la imagen. Estas microesferas de PMMA presentan diámetros promedios de $.309 \mu\text{m}$, $.317 \mu\text{m}$, $.387 \mu\text{m}$.

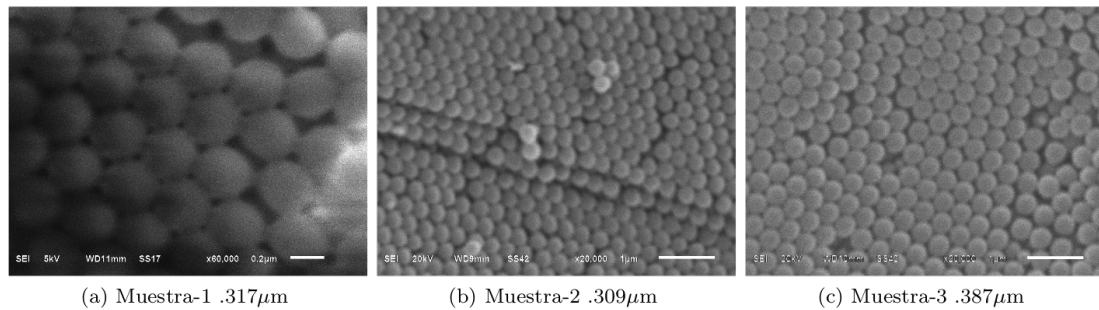


Figura 4.1: Imágenes SEM de microesferas de PMMA con diferentes diámetros.

Espectrofotometría Ultravioleta - Visible.

En la Figura (4.2) se presenta el espectro de absorción de las microesferas de PMMA. En éste se observan bandas de absorción situadas en 219, 252, 322, 368, 456, 613, 670 y 829 nm. Estas bandas de absorción son conocidas como stop bands o también llamadas bandas de energía fotónicas[29].

CAPÍTULO 4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN.

4.1. RESULTADOS.

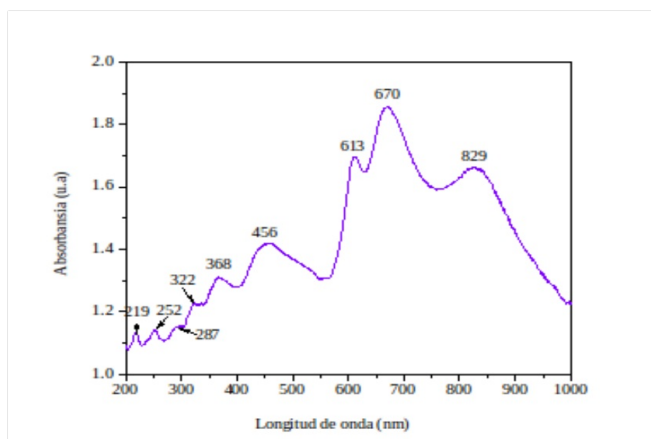


Figura 4.2: Espectro UV-Vis de las microesferas de PMMA.

Espectroscopia Micro - Raman.

En la Figura (4.3), se muestra el espectro de Micro-Raman de las microesferas del PMMA y en éste se observan los picos en 311, 371, 492, 610, 820, 975, 1132, 1166, 1192, 1250, 1333, 1398, 1459 y 1736 cm^{-1} . Las bandas que aparecen en 311, 371, 610, 1250 y 1736 cm^{-1} corresponden a las vibraciones de flexión, alargamiento y deformación del enlace C-O, a la vibración de flexión en el plano del enlace O-C=O y a la vibración de torsión del enlace C=O respectivamente. La banda presente en 492 cm^{-1} corresponde a una vibración de deformación del esqueleto C-C del enlace (CH₃)₃-C de la molécula de PMMA[30].

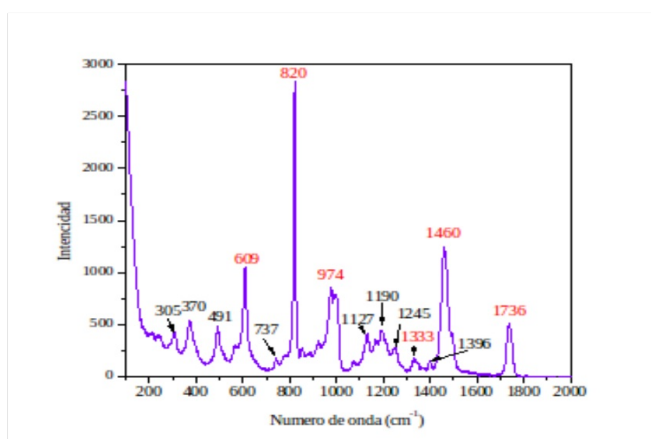


Figura 4.3: Espectro Micro-Raman de las microesferas de PMMA.

Por otro lado, las vibraciones de alargamiento, torsión y deformación del enlace C-H del grupo CH₂ aparecen en 820, 1333 y 1398 cm^{-1} respectivamente. Las bandas que aparecen en 1132, 1166, 1192 y 1459 cm^{-1} corresponden a las vibraciones de alargamiento simétrico y asimétrico del enlace C-H del grupo CH₃. Finalmente, la banda ubicada en 975 cm^{-1} corresponde a la vibración de alargamiento del enlace O-CH₃ de la molécula de PMMA. De acuerdo a estos resultados, se concluye que este espectro corresponde al PMMA.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN.

4.1. RESULTADOS.

4.1.2. Ópalos Inversos de SiO_2 - TiO_2 .

En la Figura (4.4) se presentan las imágenes SEM de los ópalos inversos de SiO_2 - TiO_2 . En éstas se observa un enrejado hexagonal de aproximadamente 250 nm por lado, además el enrejado no es homogéneo debido a que presentan dislocaciones, cuyo origen dependió de la plantilla de PMMA. También se observan canales cuasi-esféricos en el interior del enrejado cuyo diámetro es de aproximadamente 100 nm.

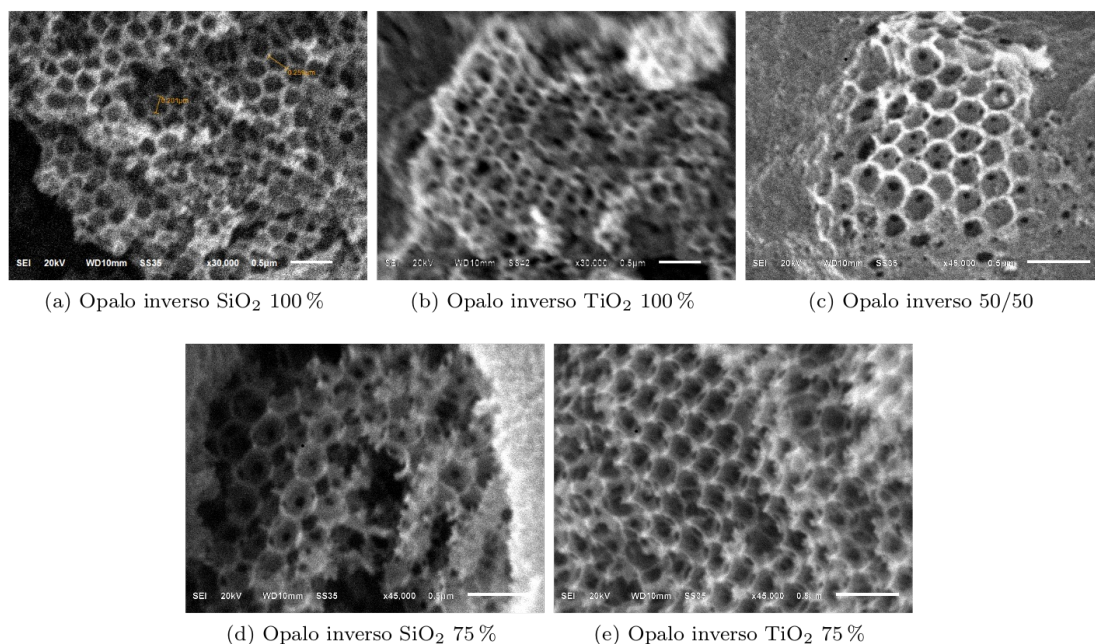


Figura 4.4: Múltiples muestras de ópalos inversos.

Spectrofotometría Ultravioleta - Visible.

Una vez obtenidas las muestras, a éstas se les caracterizo mediante espectroscopia UV - Vis con el equipo Cary 5000 UV-Vis-NIR. Estos espectros fueron de reflexión absoluta a diferentes ángulos de incidencia, 30°, 45° y 70°, además de que la luz del haz del espectrofotómetro tenía una polarización la cual corresponde a la polarización S Figura (4.5). También se obtuvieron los espectros de los ópalos inversos sin luz polarizada Figura (4.6). De los espectros se observa un mínimo cambio en los patrones de reflexión al variar la combinación de los materiales SiO_2 - TiO_2 , esto es una consecuencia de que la cantidad de material considerada en cada muestra tiene un bajo porcentaje de llenado, en el caso del ópalo inverso corresponde al 26 %.

Espectroscopia Micro - Raman.

En las Figuras (4.7), se muestra el espectro Micro-Raman del ópalo inverso de SiO_2 . En él se observan bandas ubicadas en 501, 608 y 820 cm^{-1} . La banda en 501 cm^{-1} se ha asociado a el modo vibracional simétrico de estiramiento del enlace Si-O que representa el grupo funcional

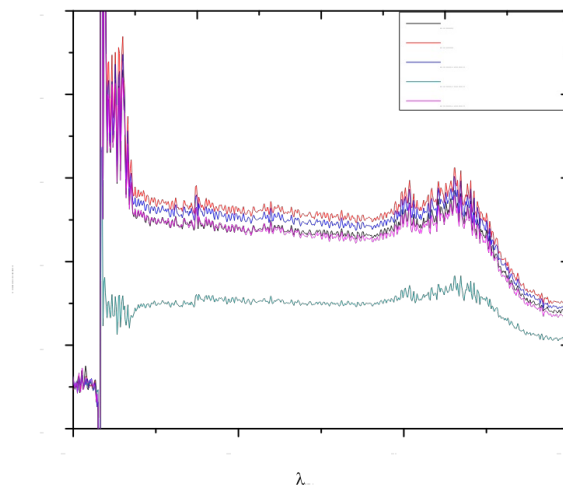


Figura 4.5: Espectro de reflectancia especular relativa en base a línea base de espejo de aluminio con luz polarizada S y ángulo de 45° .

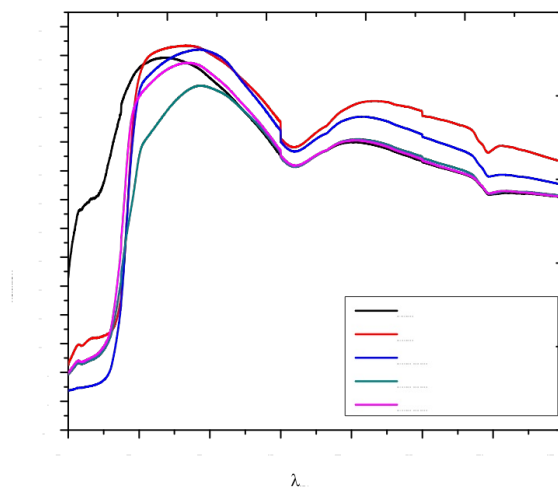


Figura 4.6: Espectro de reflectancia difusa de los ópalos inversos.

Si-O-Si que se encuentra en el rango de los $450\text{-}550\text{ cm}^{-1}$, mientras las ubicadas en 608 y 820 cm^{-1} no han sido reportadas en este material. En los espectros micro raman de los ópalos inversos de las combinaciones $\text{SiO}_2 - \text{TiO}_2$ están reportados[31] seis modos activos para el TiO_2 en la fase anatasa, se pudieron detectar en 144 cm^{-1} , 197 cm^{-1} , 399 cm^{-1} , 513 cm^{-1} , 519 cm^{-1} y 639 cm^{-1} estas se deben al enlace Ti-O-Ti Figuras (4.8 - 4.11), en las Figuras (4.9 - 4.10) aparece también la bandas de Si-O-Si a 500 cm^{-1} y la banda Si-O-Si, Si-O-C a 1050 cm^{-1} .

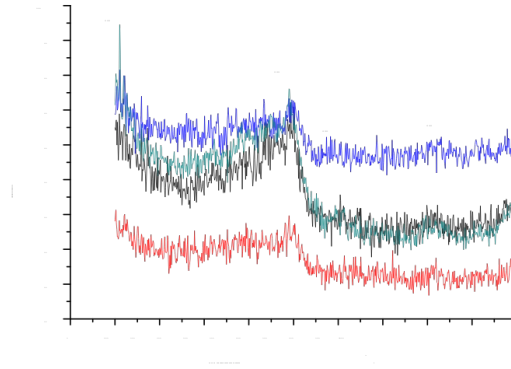


Figura 4.7: Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de SiO₂ 100 %.

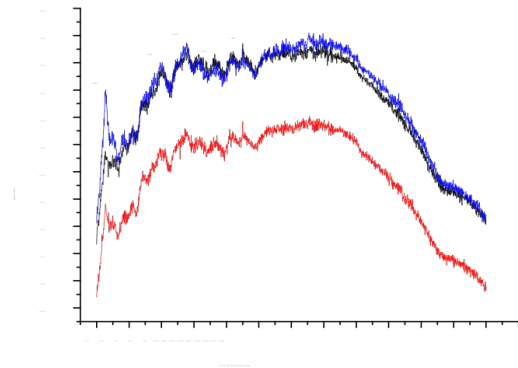


Figura 4.8: Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de SiO₂ 75 %.

4.2. Método de simulación.

Con el método de aproximación unidimensional discutido en el capítulo 3 de esta tesis se crearon programas en fortran para estudiar los espectros de trasmisión y reflexión tanto de los ópalos como de los ópalos inversos, los índices de refracción considerados en este trabajo para los materiales SiO₂ y TiO₂ son 1.45 y 2.45 respectivamente [28]. En la Figura (4.13) se puede apreciar que de acuerdo

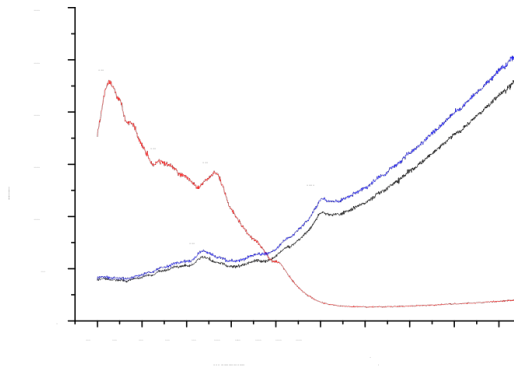


Figura 4.9: Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de SiO_2 50 %.

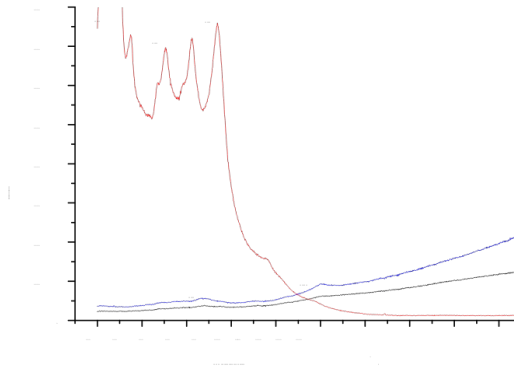


Figura 4.10: Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de SiO_2 25 %.

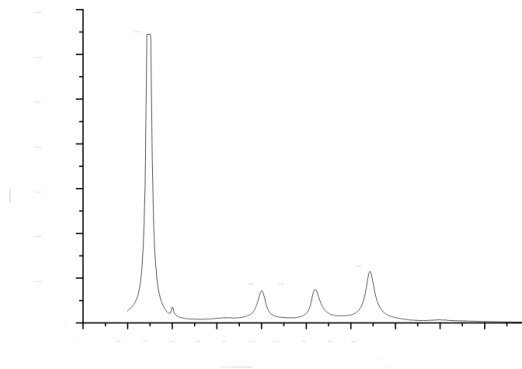


Figura 4.11: Espectro Micro-Raman de ópalo inverso de TiO_2 100 %.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN.

4.2. MÉTODO DE SIMULACIÓN.

a nuestro modelo al ir variando el índice de reflexión del material mediante la combinación en distinta proporción de los óxidos metálicos, estos tienden a presentar un corrimiento de los gaps a mayores longitudes de onda, cabe mencionar que esta predicción está basada en la suposición de que el vector de onda de la luz polarizada está incidiendo exactamente en la dirección de crecimiento [111] además que el índice de reflexión de la combinación de los dos materiales varía de acuerdo a la relación Ec.(4.1), donde ε_{efe} es la permitividad efectiva, ε_i y ε_j las permitividades de cada uno de los óxidos y C el porcentaje del material. En la Figura (4.12) se pueden ver los índices de refracción calculados y los índices obtenidos experimentalmente [28].

$$\varepsilon_{efe} = \varepsilon_i C + \varepsilon_j (1 - C) \quad (4.1)$$

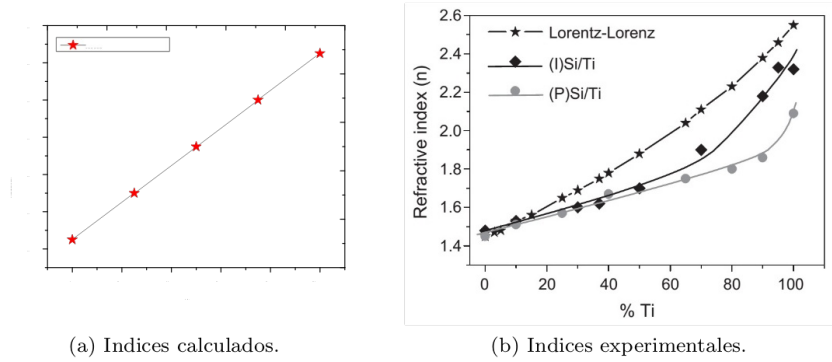


Figura 4.12: Comparación de los índices de refracción calculados por la Ec.(4.1) y los experimentales[28] .

Comparación de resultados.

De acuerdo a las muestras de SEM, puede deducirse que el crecimiento de estas muestras está en la dirección [111], sin embargo, debido a que tenemos muchos ópalos ya que las muestras obtenidas fueron en polvo, en la muestra se aprecia la interferencia de otros planos cristalinos, en los espectros de reflexión pueden aparecer reflexiones de otros planos cristalinos, la dirección en que la luz incide sobre éste debe ser considerada como un parámetro de ajuste del espectro. La Figura (4.14) muestra una comparación entre el espectro de reflexión obtenido experimentalmente y los ajustes teóricos, se observa que un máximo del espectro experimental de reflexión corresponde a la dirección de crecimiento [111] del modelo teórico, en un rango de frecuencias entre 600 y 700 nm, en tanto que el máximo de la reflexión en la zona de 200 a 250 nm obedecen a una reflexión de los planos en la dirección de crecimiento [-211].

Los resultados obtenidos nos permiten hacer una estimación de la respuesta efectiva de los ópalos a través de la calcular la permitividad efectiva, para ello se determina el vector de Bloch P a través de la relación de dispersión Ec.(2.94).

De acuerdo a la teoría vista en la sección 2.3 es posible encontrar la permitividad efectiva del medio ε considerando que se trata de un medio no magnético por lo que $\mu = 1$, a partir de la

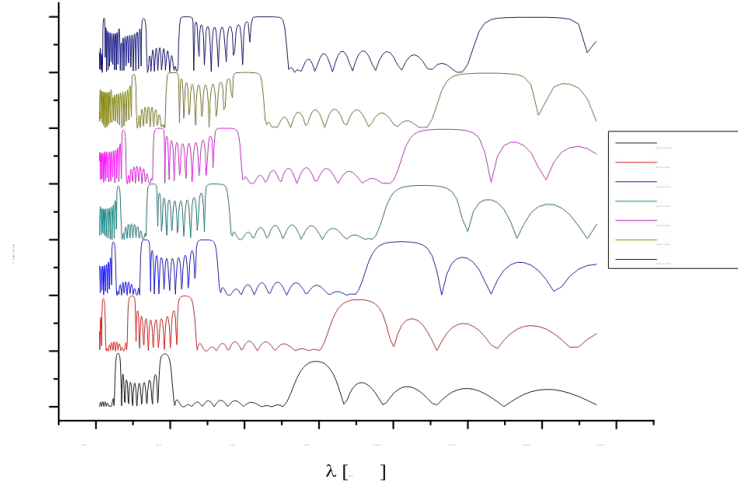


Figura 4.13: Reflectancia teórica de ópalos con polarización P, a incidencia normal $\theta = 0^\circ$.

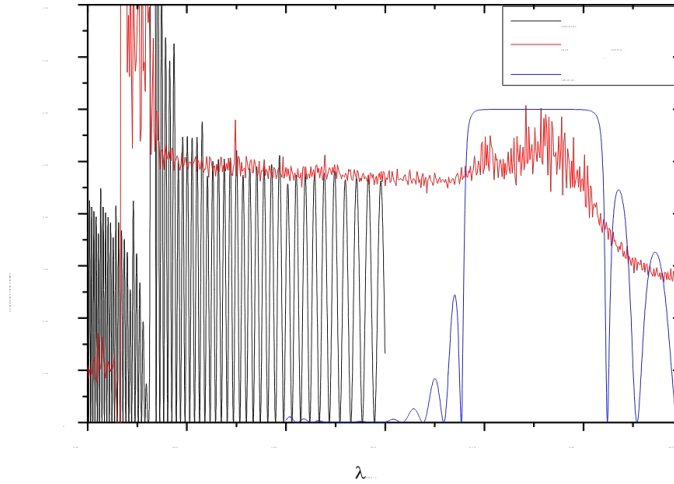


Figura 4.14: Comparación entre el espectro de reflexión experimental (línea roja) para un ópalo inverso de SiO_2 , y los calculados teóricamente en las direcciones de crecimiento $[111]$ (línea azul) y $[-211]$, (línea negra).

ecuación 2.101 se determino la parte imaginaria, determinada la parte imaginaria de ε y mediante las relaciones de Kramers - Kronig se obtiene la parte real de la permitividad eléctrica efectiva del ópalo inverso. La Figura (4.15) muestra para diferentes combinaciones de TiO_2 con SiO_2 la parte real e imaginaria de la permitividad efectiva, estos resultados pueden ser corroborados mediante elipsometría, la caracterización teórica de los ópalos inversos nos permite diseñarlos con base a las propiedades ópticas esperadas.

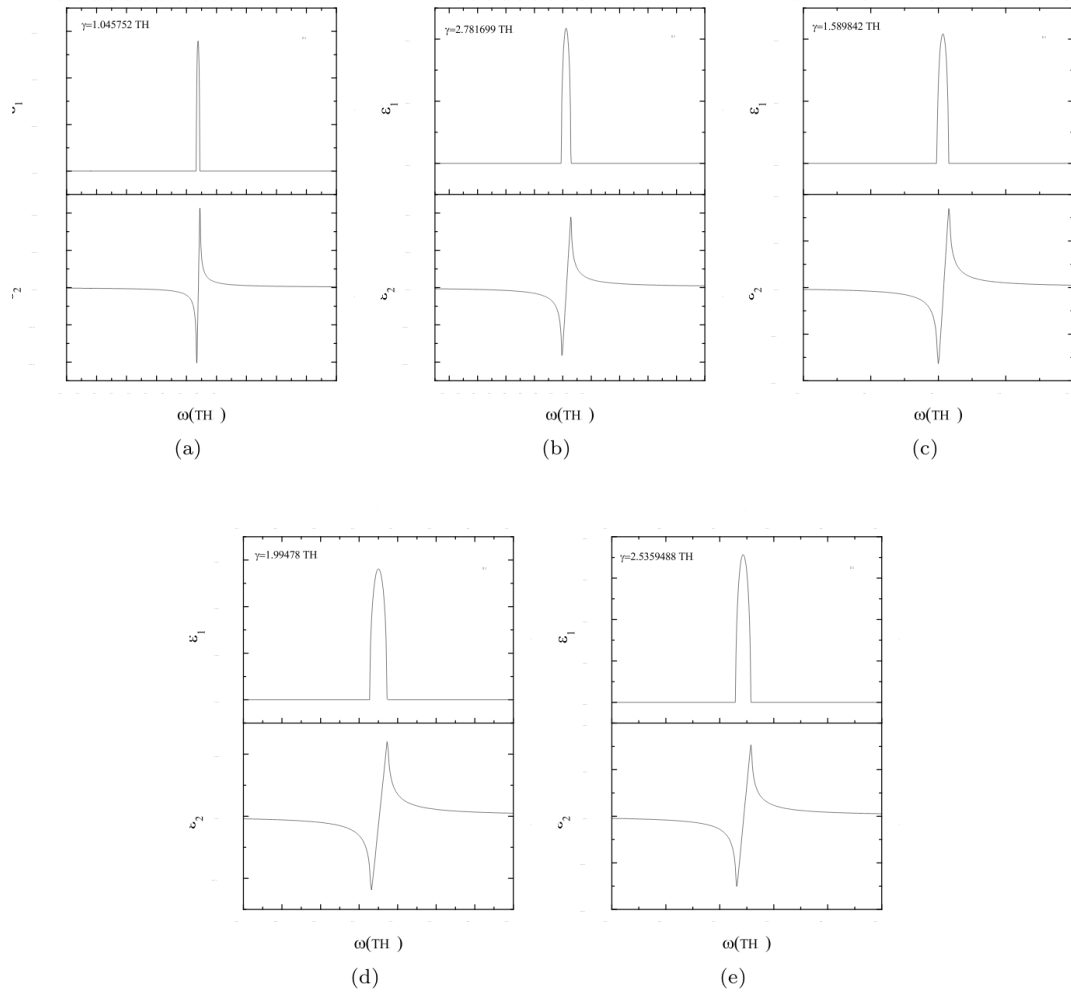


Figura 4.15: En las Figuras se muestra la permitividad eléctrica de los ópalos inversos cuando son contruidos con combinaciones de TiO_2 y SiO_2 a) SiO_2 con concentración de 100 %, b) TiO_2 al 100 %, c) SiO_2 al 75 %, d) SiO_2 al 50 %, e) SiO_2 al 25 %

Capítulo 5

Conclusiones.

5.1. Conclusiones.

En esta tesis se realizó el reporte del crecimiento de ópalos inversos, se mostraron resultados de los ópalos inversos hechos a base de la combinación de los materiales TiO_2 con SiO_2 , posteriormente se hicieron caracterizaciones a través de Microscopía electrónica de barrido, Espectrofotometría UV-Vis y Micro-Espectroscopía Raman. Por otra parte se desarrolló un método aproximado basado en el Método de la Matriz de Transferencia para obtener los espectros de reflexión, así como de la permitividad eléctrica efectiva de los materiales crecidos. Se hicieron comparaciones de los resultados teóricos con los experimentales, los resultados teóricos y experimentales así como la comparación de los mismos nos permitió obtener algunas conclusiones que a continuación se enlistan.

- La técnica usada para el crecimiento de los ópalos y de los ópalos inversos permite hacer diversos diseños en función de los materiales componentes, y del tamaño de las esferas, estos parámetros repercuten en la respuesta óptica de los mismos.
- La variación en la posición del gap de los ópalos inversos y por tanto del rango de frecuencias en el que reflejan, es poco sensible al cambio de las proporciones de los materiales componentes TiO_2 y SiO_2 , este resultado se atribuye a que en un ópalo inverso la fracción de llenado es de 0.26, esto es, que una baja proporción del material comparada con el resto que es aire.
- El ajuste teórico nos proporciona información sobre la dirección del crecimiento del ópalo, y los diversos planos cristalinos que participan en la reflexión del medio.
- El método de simulación explica los cambios en la posición del gap, en función del ángulo de incidencia, el tamaño de las esferas y de los materiales componentes.
- La modelación teórica nos permite caracterizar al material, determinar sus parámetros efectivos y por lo tanto puede ser usado para su diseño con base a las necesidades de respuestas ópticas específicas.

Bibliografía

- [1] Steven G. Jonson, John D. Joannopoulos, Photonic crystals, The Road from, Theory to Practice, 1a. ED, Editorial: KPA.
- [2] K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, and H. Föll, Photonic Crystals, Advances in Design, Fabrication and Characterization, Editorial: WILEY-VCH.
- [3] K. Sakoda, Optical Properties of Photonic Crystals, Editorial: Springer.
- [4] John D. Joannopoulos, Robert D. Meade, Joshua N. Winn, Photonic Crystals, Editorial Princeton.
- [5] www.unav.es/quimicayedafologia/linves/QE1.pdf
- [6] <http://www.icmm.csic.es/cefe/pbgs.htm>.
- [7] <http://es.wikipedia.org/wiki/Cristal>
- [8] w3.ges.univ-montp2.fr/cassagne/pbg_en.html
- [9] F. Gadot, A. Chelnokov, A. De Lustrac, P. Crozat, and J.-M. Lourtioz. Experimental demonstration of complete photonic band gap in graphite structure. Appl. Phys. Lett, Vol 71, (1997), pp. 1780-1783.
- [10] Prof. Chekesha Liddell. Fabrication of Inverse Opal Photonic Crystals: MSE 403/404 Faculty Supervised Experiment, January 13, 2004.
- [11] Rick C. Schroden, Mohammed Al-Daous, Christopher F. Blanford, and Andreas Stein. Optical Properties of Inverse Opal Photonic Crystals. Chem. Mater. (2002), 14, 3305-3315.
- [12] San Ming Yang and Geoffrey A. Ozin. Opal Chip: vectorial growth of colloidal crystals patterns inside silicon wafers. Chem Commun., (2000), 2507-2508.
- [13] <http://www.icmm.csic.es/cefe/pbgs.htm>.
- [14] <http://www.ee.ucla.edu/faculty/bios/yablonovitch.htm>.
- [15] E. Yablonovitch. 1987. Phys. Inversor de corriente Lett. 58, 2059
- [16] <http://ab-initio.mit.edu/photons.htm>.
- [17] Anne-Laure Fehrembach, Stefan Enoch, and Anne Sentenac. Highly directive Light sources using two-dimensional photonic crystal slabs. Appl. Phys., Vol. 79, (2001), pp 4280-4282.
- [18] Vicki L. Colvin. From Opals To Optics: Colloidal Photonic Crystals. MRS BULLETIN, (2001), pp 637-641.
- [19] http://mazinger.sisib.uchile.cl/repositorio/ap/ciencias_quimicas_y_farmaceuticas/ap-fisquim-farm3/c5.1.html

- [20] Prof. Chekeshia Liddell. Fabrication of Inverse Opal Photonic Crystals: MSE 403/404 Faculty Supervised Experiment, January 13, 2004.
- [21] Rick Schroden, Nagalingam Balakrishnana. Inverse Opal photonic Crystals A Laboratory Guide. University of Minnesota, Materials Research Science and Engineering Center Publication. 7-30.
- [22] M. Trau, D. A. Saville, and I. A. Aksay. Assembly of Colloidal Crystals at Electrode Interfaces. American Chemical Society, Vol. 13, (1997), pp 6375-6381.
- [23] Dr. Martin G. Bakker, Fabrication of Inverse Opal Semiconductor Photonic Crystals, The University of Alabama, Department of Chemistry.
- [24] Wim Bogaerts, Dirk Taillaert, Roel Baets, Vincent Wiaux, Stephan Becka, Mireille Maenhoudt, Geert Vandenderghe. SOI Photonic Crystal Fabrication Using Deep UV Lithography. Ghent University-IMEC, Dept. of Information Technology, Sint-Pietersnieuwstrsst 41, 900 Gent, Belgium, IMEC vzw, Silicon Process Thecnology Division, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgim.
- [25] Jun Hyuk Moon, Alex Small, Gi-Ra Yi, Seung-Kon Lee, Won-Seok Chang, David J. Pine, Seung-Man Yang. Patterned polymer photonic crystals using soft lithography and holographic lithography. Synthetic Metals, Vol.148, (2005), pp 99-102.
- [26] Weijia Wen, Lingyun Zhang, and Ping Sheng. Planar Magnetic Colloidal Crystals. Physical Review Letters, Vol.85, (2000), pp 5464-5467.
- [27] www.unav.es/quimicayedafologia/linves/QE1.pdf
- [28] F. Gracia, F. Yubero, J.P. Holgado, J.P. Espinos, A.R. Gonzalez-Elipe, T. Girardeau. SiO₂/TiO₂ thin films with variable refractive index prepared by ion beam induced and plasma enhanced chemical vapor deposition. Thin Solid Films International Journal on the Science and Technology of Condensed Matter Films, Pages 19-26.
- [29] R. C. Schroeden, M. A.Daous, C. F. Blanford, and A. Stein, Chem. Mater, 14, 3310-3311 (2002).
- [30] F. Galeener, R.A. Barrio, E. Martínez, and R.J. Elliot, Phys. Rev. Lett., 53, 2429(1984).
- [31] D. Bersani, P.P. Lottici, X.-Z. Ding, Appl. Phys. Lett.72,73 (1998)