



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

ESTUDIO DE LOS ESTADOS DE SUPERFICIE EN
SISTEMAS DE MULTICAPAS DIELECTRICAS
POROSAS

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Esteves Espinoza José Octavio

asesorado por

Dr. Jesús Arriaga Rodríguez

Puebla Pue.
Febrero de 2014



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

ESTUDIO DE LOS ESTADOS DE SUPERFICIE EN
SISTEMAS DE MULTICAPAS DIELECTRICAS
POROSAS

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Esteves Espinoza José Octavio

asesorado por

Dr. Jesús Arriaga Rodríguez

Puebla Pue.
Febrero de 2014

Título: ESTUDIO DE LOS ESTADOS DE SUPERFICIE EN
SISTEMAS DE MULTICAPAS DIELECTRICAS POROSAS
Estudiante: ESTEVES ESPINOZA JOSÉ OCTAVIO

COMITÉ

Dr. Benito Flores Desirena
Presidente

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco
Secretario

Dr. Rosendo Lozada Morales
Vocal

Dr. Martin Rodolfo Palomino Merino
Vocal

Dr. Jesús Arriaga Rodríguez
Asesor

Índice general

1. Interacción de la luz con la materia	1
1.1. Cristales fotónicos	1
1.2. Propagación de la luz en estructuras de multicapas	3
1.2.1. Espejos dieléctricos omnidireccionales	3
1.2.2. Espejos de Bragg	5
1.2.3. Microcavidades ópticas	6
1.3. Ondas electromagnéticas de Bloch superficiales	8
2. Materiales dieléctricos porosos	11
2.1. Silicio cristalino	11
2.2. Silicio Poroso	11
2.2.1. Antecedentes del silicio poroso	11
2.2.2. Formación del silicio poroso	13
2.3. Cristales fotónicos a partir de cristales electrónicos perfectos	13
2.4. Aplicaciones del silicio poroso	14
3. Teoría	17
3.1. Método de la matriz de transferencia	17
3.1.1. Respuesta resuelta en el tiempo	19
3.2. Métodos de aproximación del medio efectivo	20
4. Resultados y discusión	23
4.1. Estados de Tamm en Heteroestructuras de cristales fotónicos	23
4.1.1. Heteroestructuras dielectricas sin absorción	23
4.1.2. Heteroestructuras dielectricas con absorción: multicapas de SP	25
4.1.3. Heteroestructura H3 basada en SP	26
4.1.4. Heteroestructura H4 basada en SP	28
5. Conclusiones y perspectivas a futuro	37
A. Fabricación de multicapas de SP.	39
B.1. Parámetros de anodización de SP	39
B.2. Limpieza de los sustratos	39

Índice de figuras

1.1. (Izquierda) Escarabajo verde iridiscente de la región del Estado de Morelos, México. (Centro) Imagen óptica de una zona donde se observan zonas verdes y rojas. (Derecha) Espectro de reflectancia medido usando un espectrómetro de fibra óptica donde se pueden observar bandas prohibidas en la región del verde y rojo respectivamente.	2
1.2. Imagen de microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés) de la sección transversal de una concha de abulón. Para obtener un fragmento de la concha se sumergió en nitrógeno líquido y posteriormente se golpeó con un martillo. El recuadro muestra la imagen de la concha de abulón donde se pueden ver algunos colores debidos a la interferencia de la luz en las capas periódicas.	2
1.3. Cristales fotónicos que son periódicos en 1D, 2D y 3D respectivamente y algunos ejemplos de ellos usando la tecnología del silicio [59, 60, 61].	3
1.4. (a) Esquema de un sistema de multicapas. Donde n_1 , d_1 y n_2 , d_2 son los índices de refracción y espesores de la bicapa a , respectivamente, K es el vector de onda incidente y la convención de modos electromagnéticos TE y TM. E y B son los campos eléctrico y magnético respectivamente. (b) Estructura de bandas proyectada de un estructura de multicapas junto con la línea de luz y la línea de Brewster, mostrando un rango de reflectancia omnidireccional en el primero y segundo armónico. Las áreas grises son estados que se propagan; las áreas blancas son estados evanescentes; y las zonas oscuras son el rango de reflectividad omnidireccional. Los parámetros del sistema son: $n_1=4.6$ y $n_2=1.6$, con una razón de espesores $d_2/d_1=1.6/0.8$ [58].	4
1.5. (a) Espectro de reflectancia y de la fase reflejada para un espejo de Bragg diseñado a $\lambda_d=1550$ nm. Los índices de refracción son $n_A=2.2$ y $n_B=1.4$, con espesores físicos $d_A=170.5$ nm y $d_B=268.0$ nm respectivamente. Se consideraron $N=10$ periodos de la celda unitaria.	6
1.6. Esquema de un espejo de Bragg y una microcavidad.	7
1.7. Resonador de Fabry-Perot construido con capas dieléctricas.	7
1.8. Espectro de reflectancia y de la fase reflejada para una microcavidad diseñada a $\lambda_d=1550$ nm. Los índices de refracción son $n_A=2.1$ y $n_B=1.4$, con espesores físicos $d_A=184.52$ nm y $d_B=276.78$ nm respectivamente. Se consideraron $N=10$ (número de periodos de la celda unitaria en cada espejo de Bragg).	8
1.9. Sistema periódico de multicapas dieléctricas semi-infinito.	9
1.10. (a,b) Predicción teórica y (c,d) observación experimental de los estados de Tamm no lineales en una estructura fotónica truncada [29].	10
1.11. Cristales fotónicos acoplados CF1-CF2.	10
2.1. Sección transversal de una estructura de multicapas de SP que resulta al hacer variaciones de la densidad de corriente. Las regiones claras y oscuras representan capas de alta y baja porosidad. Se puede observar que los poros se conectan entre si similar a las ramificaciones de un árbol.	12
2.2. Esquema de los pasos a seguir para la fabricación de SP por anodización electroquímica.	14

2.3.	Dibujo esquemático de la formación de multicapas de SP. Arriba: Variación de la densidad de corriente como función de la profundidad. El intercambio entre dos densidades de corriente diferentes, forma dos capas porosas diferentes. Abajo: Estructura de multicapas de SP típica que resulta de tales variaciones de la densidad de corriente. Las regiones claras y oscuras representan capas de alta y baja porosidad.	14
2.4.	Imágenes de SEM de la sección transversal de estructuras de multicapas de (a) mesoporosas p++ (adaptado de la referencia [90]), (b) combinación de capas meso y macroporosas tipo-n (adaptado de la referencia [91]), (c) capas mesoporosas gruesas tipo-p++ (adaptado de la referencia [92]).	15
3.1.	Esquema de un sistema de multicapas. $A(z)$ representa la amplitud de una onda viajando hacia la derecha y $B(z)$ la amplitud de una onda viajando a la izquierda. El espesor de cada capa es h_m , n_m es el índice de refracción y Λ el periodo. La estructura está acoplada a un medio homogéneo con índice de refracción n_0 (medio inicial) y n_s (medio final).	18
3.2.	Representación esquemática de una mezcla de medios dieléctricos. (a) Esferas de constante dieléctrica ϵ_1 inmersas en un medio de constante dieléctrica ϵ_2 . (b) Esfera aislada de constante dieléctrica ϵ_1 inmersa en un medio dieléctrico efectivo ϵ_{eff} . (c) Esferas de constante dieléctrica ϵ_2 inmersas en un medio de constante dieléctrica efectiva ϵ_{eff}	21
3.3.	Índice de refracción (n) y coeficiente de extinción (k) como función de la longitud de onda para el silicio cristalino (líneas solidas) simulado para dos capas de SP con porosidad 47% (línea rayada) y 76% (línea punteada) respectivamente [9].	22
4.1.	Heteroestructura fotónica compuesta por dos cristales fotónicos (CF1 y CF2), donde se pueden generar ondas de superficie (estados de Tamm) en la interfaz entre ambos cristales fotónicos.	24
4.2.	Espectro de reflectancia como función de la energía del fotón para: (a) cristal fotónico CF1, (b) CF2 y (c) heteroestructura H1 compuesta por ambos cristales fotónicos.	24
4.3.	Espectro de reflectancia como función de la longitud de onda para una heteroestructura con parámetros de diseño: para el CF1, $n_1=1.4$ y $n_2 = 2$, con espesores $d_1=170$ nm, $d_2=289$ nm y $N= 40$ periodos de la celda unitaria. Para el CF2: $n_1=1.4$ y $n_2 = 2$, con $d_3=44$ nm, $d_4=188$ nm y $N=20$ periodos.	25
4.4.	(Izquierda) Distribución de la intensidad del campo eléctrico (modo TM) en una microcavidad diseñada a $\lambda_d=1550$ nm. Los índices de refracción a esa longitud de onda son $n_A=2.1$ y $n_B=1.4$, con espesores físicos $d_A=184.52$ nm y $d_B=276.78$ nm respectivamente. Se consideraron $N=10$ (número de periodos de la celda unitaria en cada espejo de Bragg). (Derecha) Espectro de reflectancia como función de la energía del fotón. En los cálculos se ha tomado en cuenta la absorción del silicio en su forma porosa.	26
4.5.	Espectro de reflectancia como función de la longitud de onda para: (a) cristal fotónico CF1, (b) CF2 y (c) heteroestructura H2 compuesta por ambos cristales fotónicos CF1-CF2. En los cálculos se ha tomado en cuenta la absorción del silicio en su forma porosa.	27
4.6.	(Izquierda) Distribución de la intensidad del campo eléctrico (modo TM) dentro de la estructura denotada como H2 como función de la energía del fotón. Los índices de refracción a 1500 nm de longitud de onda son $n_1=2.1$ (porosidad 48%) y $n_2=1.4$ (porosidad de 76%), los espesores físicos del primer cristal fotónico CF1 son $d_1=658.52$ nm y $d_2=383.1$ nm, con $N=40$; mientras que para el CF2, $d_3=480$ nm y $d_4=112$ nm, con $N=20$ respectivamente. (Derecha) Espectro de reflectancia de la estructura. En los cálculos se ha tomado en cuenta la absorción del silicio en cada una de las capas porosas.	28
4.7.	Intensidad del campo eléctrico dentro de la heteroestructura H2 como función de la energía del fotón, donde se puede observar que la intensidad es máxima cerca de la interfaz entre ambos cristales fotónicos.	29

4.8. (Izquierda) Distribución de la intensidad del campo eléctrico (modo TM) dentro de la estructura denotada como $H2$ como función de la energía del fotón donde se ha enfocado en el estado de Tamm que se genera el acoplamiento de los cristales fotónicos CF1-CF2. (Derecha) espectro de reflectancia de estructura.	29
4.9. (a) Distribución de la intensidad del campo eléctrico (modo TM) dentro de la heteroestructura H3. (b) Espectro de reflectancia de la estructura.	30
4.10. (a) Distribución de la intensidad del campo eléctrico dentro de la estructura denotada como H3, donde se ha enfocado en el modo de superficie que se genera en la interfaz entre ambos cristales fotónicos. (b) Espectro de reflectancia de la misma estructura.	31
4.11. (a) Espectro de reflectancia y (b) fase reflejada para la estructura H3.	31
4.12. Reflectancia resuelta en el tiempo para la estructuras H3.	32
4.13. Propagación de un pulso gaussiano de ancho $\delta_{pulso}=10$ nm y $\delta_{pulso}=30$ nm respectivamente y la evolución temporal cuando incide sobre la heteroestructura H3.	32
4.14. Espectro de reflectancia como función de la longitud de onda para diferentes valores de Δ : (a) $\Delta=10$ nm, (b) $\Delta=20$ nm, (c) $\Delta=40$ nm y $\Delta=60$ nm respectivamente.	33
4.15. (a) Distribución de la intensidad del campo eléctrico dentro de la estructura denotada como H4. (b) Espectro de reflectancia de la estructura.	33
4.16. (a) Distribución de la intensidad del campo eléctrico dentro de la estructura denotada como H4, donde se ha enfocado en el modo de superficie que se genera en la interfaz entre ambos cristales fotónicos. (c) Espectro de reflectancia de la misma estructura.	34
4.17. Reflectancia resuelta en el tiempo para la estructura H4 para dos anchos diferentes del pulso gaussiano	35
4.18. Propagación de un pulso gaussiano de ancho $\delta_{pulso}=10$ nm y $\delta_{pulso}=30$ nm respectivamente y la evolución temporal cuando incide sobre la heteroestructura H4.	35
4.19. Espectros de reflectancia (modo TE y TM respectivamente) como función de la longitud de onda para la heteroestructura H4 calculados a diferentes ángulos de incidencia de la luz: (a) 0° , (b) 20° , 40° y (c) 60°	36

Agradecimientos

*Al Dr. Jesús Arriaga por sus comentarios oportunos y su apoyo en la realización de este trabajo.
A la MC. K. Sandra Pérez Aguilar por su apoyo y comentarios para la realización de esta tesis.
A mis padres y hermanos.*

A los miembros del jurado, por la revisión de la tesis y sus comentarios:

*Dr. Benito Flores Desirena.
Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco.
Dr. Rosendo Lozada Morales.
Dr. Martin Rodolfo Palomino Merino.*

Resumen

En este trabajo se presentan los resultados numéricos de las principales propiedades ópticas para algunas estructuras de multicapas dieléctricas unidimensionales. Usando el método de la matriz de transferencia (MT), se calculó la reflectancia, la fase reflejada y la intensidad del campo eléctrico dentro de las estructuras para un intervalo de frecuencias. Para algunos casos, se obtuvo la reflectancia resuelta en el tiempo cuando un pulso gaussiano de ancho δ_{pulsos} incide sobre las estructuras, así como también se presentan algunos mapas dispersivos de la evolución temporal del pulso dentro una heteroestructura compuesta por el acoplamiento de dos cristales fotónicos (CFs) con parámetros diferentes; en la cual se generan los estados de Tamm ópticos. También se analiza la posibilidad de fabricar las estructuras de multicapas usando silicio poroso (SP) con la finalidad de que a futuro éstas se puedan usar como biosensores ópticos o como centros de nucleación para crecimiento cristalino de proteínas y liberación de fármacos. Para este fin se trató cada capa porosa como un medio efectivo, ya que el material poroso se compone de dos fases (aire y silicio). Para obtener resultados realistas en la respuesta óptica se consideró la absorción que presenta el silicio en la región de longitudes de onda de interés.

Introducción

Los cristales fotónicos (CF) son sistemas ópticos que poseen características novedosas que no se encuentran en los materiales convencionales. Son candidatos prometedores para realizar todas las funciones ópticas de circuitos ópticos integrados o componentes de fibras ópticas, principalmente para la transferencia de información a una velocidad cada vez mayor y sin pérdidas de energía. A diferencia de los cristales naturales o cristales semiconductores, los CFs son estructuras periódicas artificiales, aunque hay algunos ejemplos existentes en la naturaleza. Los cristales fotónicos fueron propuestos por Eli Yablonovitch al tratar de inhibir la emisión espontánea de los electrones en semiconductores. En el mismo año, Sajeev John, propuso el uso de un sistema tridimensional desordenado para estudiar los efectos de localización de la luz [1, 2]. Muchas de las propiedades de los CFs se deducen a partir de su estructura de bandas, de la misma forma que ocurre en los semiconductores [3, 4, 5]. La variación periódica de la constante dieléctrica en un CF, juega el papel equivalente al potencial periódico de los semiconductores. Cuando inciden ondas electromagnéticas sobre el cristal fotónico con una frecuencia dentro del rango de frecuencias de la banda prohibida fotónica (BPF) o gap fotónico, toda la radiación será reflejada independientemente de su polarización y ángulo de incidencia; esto es, el CF se comporta como un espejo perfecto para aquel intervalo de frecuencias. Si las constantes dieléctricas de los materiales en el cristal son bastante diferentes y la absorción de la luz por el material es mínima, entonces las dispersiones en cada interfaz pueden producir muchos de los fenómenos para los fotones (modos de luz) como el potencial atómico lo hace para los electrones. Una solución al problema de manipulación y control óptico es por consiguiente un cristal fotónico, un medio periódico dieléctrico con baja absorción. En particular, podemos diseñar y construir CFs con bandas prohibidas fotónicas impidiendo que la luz se propague en ciertas direcciones con frecuencias específicas. Los cristales fotónicos no sólo pueden imitar las propiedades de las guías de ondas y cavidades, sino que también pueden ser escalables y aplicables a un rango amplio de frecuencias. Podemos construir un CF de una geometría dada con dimensiones de milímetros para control de micro-ondas o con dimensiones de micras para el control en el infrarrojo [6]. Otro dispositivo óptico ampliamente usado es el espejo dieléctrico (arreglo de cuarto de onda de capas alternantes de diferentes materiales dieléctricos). La luz con longitud de onda apropiada, cuando incide sobre tal material periódico, es completamente reflejada. La razón es que la onda de luz es dispersada en las interfases de las capas y si el espaciamiento es justamente el correcto, las múltiples dispersiones de las ondas interfieren destructivamente dentro del material [3, 7, 8]. Cuando un defecto de capa es introducido dentro de un sistema de multicapas 1D, un modo de luz localizado aparece dentro de la banda prohibida fotónica. Esta localización conduce a la transmisión selectiva en el CF, y tal estructura puede ser considerada como una microcavidad de Fabry-Perot. Debido a la resonancia en la microcavidad, se puede obtener una transmitancia extremadamente alta dentro de una ventana muy estrecha de longitudes de onda [9]. La importancia de construir cristales fotónicos no sólo radica en las aplicaciones en las diferentes áreas si no que también han servido para comprobar diferentes fenómenos de la física de materiales de una forma más sencilla, tal es el caso de las controversiales oscilaciones de Bloch, localización de Anderson y tunelamiento Zener entre otros [10]-[15]. Por otra parte, en 1932, el científico ruso Igor E. Tamm predijo que una red cristalina truncada podría soportar tipos especiales de estados electrónicos que están vinculados en el mismo borde del potencial periódico semi-infinito [16]. Esos estados, conocidos en muchos campos como estados de Tamm, representan una clase especial de ondas de superficie espacialmente localizadas, las cuales, en general pueden aparecer en la interfaz entre diferentes medios físicos. En sistemas periódicos, los modos localizados en las superficies han sido estudiados en diferentes campos

de la física, incluyendo la acústica [17], plasma [18, 19] y la óptica [20, 21, 22]. Los estados de Tamm ópticos (ETO), existen en la interfaz de heteroestructuras de cristales fotónicos diseñadas adecuadamente [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33]. En ondas electromagnéticas de superficie que se propagan a lo largo de la interfaz entre dos medios diferentes, la intensidad del campo local es máxima cerca de la interfaz. Contrario a los estados de Tamm electrónicos, los ETO no pueden ser formados en la superficie, sólo en la interfaz entre dos estructuras fotónicas que presentan bandas prohibidas que se superponen. A diferencia de los modos de superficie de guías de onda y modos de Dyakonov, los ETO pueden permanecer localizados para un vector de onda k en el plano dentro del cono de luz limitado por la condición $k = \omega/c$, siendo ω la frecuencia de la luz. En contraste a un plasmón-polaritón de superficie convencional, los ETO se pueden formar para ambos modos de polarización TE y TM respectivamente. Además de esto, los ETO también pueden aparecer en la interfaz entre un metal y un dieléctrico [34, 35, 36], o un metal y un espejo de Bragg de materiales dieléctricos [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44]. También se han realizado estudios de los estados de Tamm en sistemas de metamateriales [45, 46, 47]. Los estados de Tamm ópticos pueden ser empleados en muchas aplicaciones tales como en la realización de láseres de polaritón sin cavidades [32], en el control de la emisión óptica espontánea [48], aumento de la resonancia no-lineal [49], *switcheo* óptico [50, 51] y principalmente se han usado los estados de superficie para diversas aplicaciones de biosensado óptico [52, 53, 54]. Diferentes sistemas con diversos materiales han sido propuestos y realizados experimentalmente para observar los estados de Tamm, pero hay muy pocos trabajos reportados con materiales porosos [55, 56], por lo que el análisis de este tipo de sistemas es nuestra principal motivación en el siguiente trabajo de tesis.

Inspirados en que una gran variedad de estructuras de multicapas basadas en SP han sido fabricadas recientemente por medio de anodización electroquímica, debido a que es una técnica económica y sencilla de desarrollar, la posibilidad de observar los estados de Tamm en cristales fotónicos basados en silicio poroso es muy prometedora; por lo que el siguiente trabajo de tesis se centra en evaluar la posibilidad de fabricar dichas estructuras en la región del infrarrojo cercano del espectro electromagnético para posibles aplicaciones en el área de biosensores ópticos. En la parte experimental, para producir capas porosas, los principales parámetros que fijan las características obtenidas por medio de la anodización electroquímica son: la composición del electrolito, la densidad de corriente aplicada, y el tiempo de aplicación de la corriente. Mientras el tiempo en que se aplica la corriente determina el espesor de la capa porosa, la corriente determina la porosidad o equivalentemente, el índice de refracción. Debido a que la disolución del silicio sólo ocurre en las puntas de los poros, en la interfase entre el substrato de silicio y el electrolito, la capa de SP ya formada no es afectada por las subsecuentes condiciones de fabricación (corriente y espesor de la siguiente capa porosa). Por consiguiente, cualquier tipo de perfil de porosidad o índice de refracción puede ser considerado para su fabricación.

En este sentido, esta tesis se enfoca al estudio de las propiedades ópticas en sistemas de multicapas basados en SP. Donde principalmente se estudian los estados de Tamm. Para este fin, se realizaron diferentes etapas. Primero se desarrolló el estudio teórico de multicapas considerando estructuras periódicas tales como espejos de Bragg y microcavidades. Las simulaciones se llevaron a cabo con el método de la matriz de transferencia considerando las limitaciones permitidas por el SP, esto es, debido a que el silicio cristalino tiene un índice de refracción fijo, el cual puede ir disminuyendo cuando se le hacen poros. Lo anterior fue necesario para lograr nuestros principales objetivos:

Objetivo general: Diseñar estructuras de multicapas dieléctricas porosas donde sea posible observar estados de superficie (estados de Tamm), los cuales se generan al acoplar dos cristales fotónicos con características diferentes.

Objetivos particulares:

- Analizar teóricamente, usando el método de la matriz de transferencia, las propiedades ópticas de los sistemas considerando capas de silicio poroso (SP).
- Evaluar la posibilidad de usar los sistemas de multicapas donde aparecen los estados de Tamm para posibles aplicaciones en el área de biosensores ópticos y crecimiento de cristales.

La presente tesis está organizada de la siguiente manera: En el capítulo 1 se explican algunos de los conceptos más importantes que describen a los cristales fotónicos en general. Se menciona el interés que han

generado los CFs y sus amplias y novedosas aplicaciones. También se explica brevemente la teoría que describe las ondas de Bloch superficiales en cristales fotónicos 1D. En el capítulo 2 se detalla el proceso de fabricación del silicio poroso por el método de anodización electroquímica, en donde se exponen los parámetros principales que involucran la obtención de las capas porosas. En el capítulo 3 se describe la metodología empleada para simular las propiedades ópticas de las estructuras. Todos los cálculos mostrados en este trabajo se desarrollaron usando el método de la matriz de transferencia, el cual nos permite calcular la estructura de bandas, la reflectividad, la transmitancia, la distribución del campo eléctrico a través de toda la estructura para diferentes valores de la frecuencia de la luz y la reflectancia resuelta en el tiempo cuando un pulso gaussiano incide sobre el CF. En el capítulo 4 se presentan algunos ejemplos de sistemas dieléctricos como sistemas periódicos de materiales que presentan baja absorción, donde es posible observar los estados de Tamm ópticos. Además se analizan estructuras como microcavidades basadas en SP donde se toma en cuenta la absorción que presenta el material en la región de longitudes de onda de interés. También se analizan y discuten los resultados obtenidos para diferentes heteroestructuras compuestas por cristales fotónicos diferentes, todos con parámetros reales para su fabricación con SP. En tales estructuras de multicapas se presentan espectros de reflectancia, mapas de estados dispersivos donde se observan los estados de Tamm, la concentración del campo eléctrico dentro de la estructura, la reflectancia con resolución temporal, así como también, el comportamiento de un pulso gaussiano que incide sobre la estructura con un valor de energía donde aparece el estado de superficie. Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones y perspectivas a futuro de este trabajo.

Capítulo 1

Interacción de la luz con la materia

En este capítulo se resumen los conceptos teóricos y experimentales más importantes aplicados a los cristales fotónicos, tales como espejos dieléctricos, espejos de Bragg, microcavidades ópticas. Además se analiza el caso de cristales fotónicos donde aparecen los estados de superficie.

1.1. Cristales fotónicos

La propagación de ondas electromagnéticas en un medio periódico fue estudiada primeramente por Lord Rayleigh en 1887, en conexión con las peculiares propiedades reflectivas de un mineral cristalino con planos periódicos. Estos corresponden a cristales fotónicos unidimensionales, y él identificó el hecho de que tienen una estrecha banda prohibida impidiendo la propagación de la luz en los planos. Esta banda prohibida es dependiente del ángulo, debido a las diferentes periodicidades experimentadas por la luz propagándose a incidencia normal, produciendo un color reflejado que varía repentinamente con el ángulo. Un efecto similar es responsable de muchos otros colores iridiscentes en la naturaleza (ver figura 1.1), tal como las alas de la mariposa y conchas de abulón (ver figura 1.2). Aunque las películas multicapas recibieron un intensivo estudio sobre el siguiente siglo; no fue hasta cien años después, cuando Eli Yablonovitch y Sajeev John en 1987 unieron las herramientas del electromagnetismo clásico y la física del estado sólido, el primero de ellos al tratar de inhibir la emisión espontánea de los electrones en semiconductores, mientras que el segundo al estudiar los efectos de localización de la luz en sistemas desordenados [1, 2], fue entonces cuando surgió el concepto de bandas prohibidas fotónicas omnidireccionales (gaps fotónicos omnidireccionales) en dos y tres dimensiones. Esta generalización, la cual inspiró el nombre de “cristal fotónico”, condujo a muchos desarrollos subsecuentes en su fabricación, teoría y aplicaciones [3, 5, 8, 57].

Para comprender mejor los CF, hacemos una analogía con nuestros exitosos materiales electrónicos. Un cristal es un arreglo periódico de átomos o moléculas; esto es, la red cristalina resulta cuando un pequeño bloque de átomos o moléculas es repetido en el espacio. Un cristal por consiguiente presenta un potencial periódico a un electrón propagándose a través de éste, y la geometría del cristal dicta muchas de las propiedades de conducción del material.

En particular, la red puede introducir gaps dentro de la estructura de bandas de energía del cristal, de manera que (debido a la difracción como la de Bragg de los átomos) los electrones son prohibidos para propagarse con ciertas energías en ciertas direcciones. Si el potencial de la red es bastante fuerte, el gap puede extenderse a todas las posibles direcciones, resultando en un gap fotónico completo. Por ejemplo, un semiconductor tiene un gap fotónico completo entre la banda de energía de valencia y la banda de energía de conducción. El análogo óptico es el CF, en el cual el “potencial” periódico es debido a una red de medios dieléctricos macroscópicos en lugar de átomos.

Como ya se ha mencionado en la introducción, los espejos dieléctricos (arreglo de cuarto de onda) de capas alternantes de diferentes materiales dieléctricos son los dispositivos que más se fabrican en una dimensión. Para determinadas condiciones, la luz de longitud de onda apropiada, cuando incide sobre tal material de

CAPÍTULO 1. INTERACCIÓN DE LA LUZ CON LA MATERIA
1.1. CRISTALES FOTÓNICOS

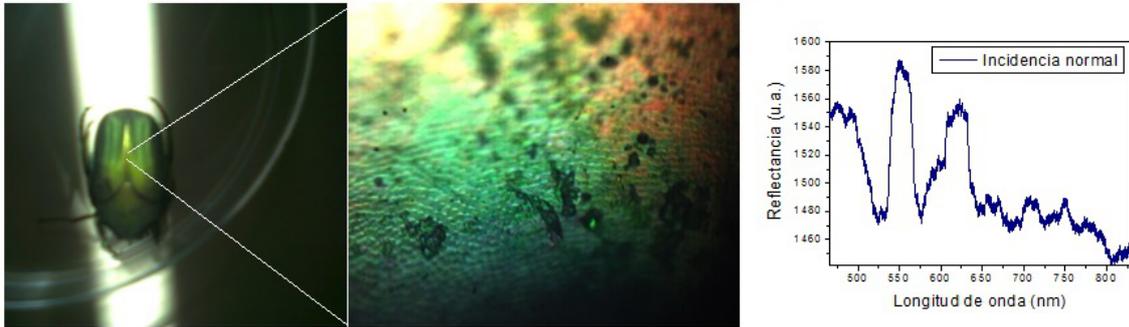


Figura 1.1: (Izquierda) Escarabajo verde iridiscente de la región del Estado de Morelos, México. (Centro) Imagen óptica de una zona donde se observan zonas verdes y rojas. (Derecha) Espectro de reflectancia medido usando un espectrómetro de fibra óptica donde se pueden observar bandas prohibidas en la región del verde y rojo respectivamente.

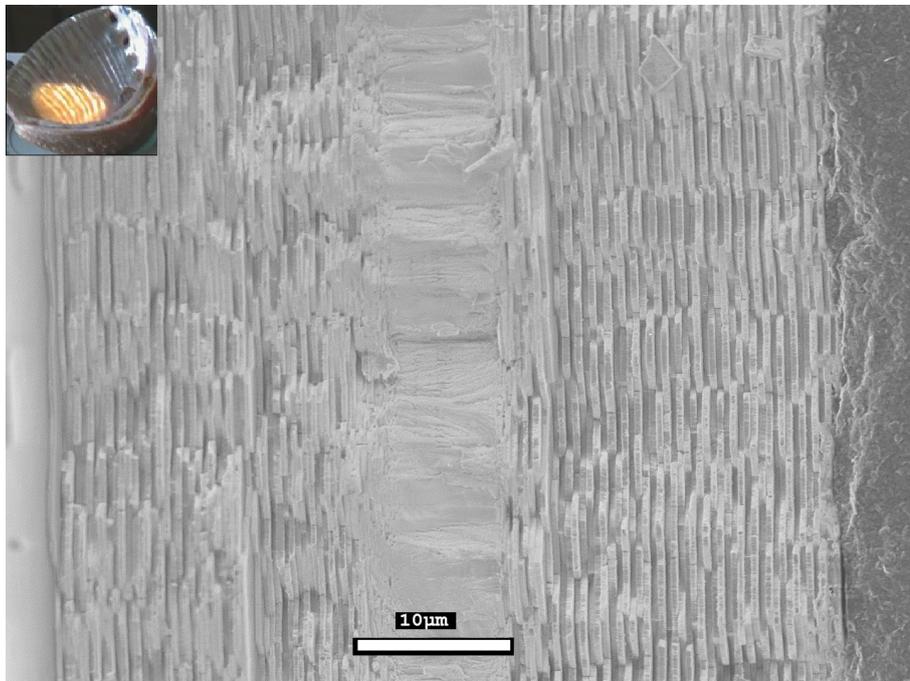


Figura 1.2: Imagen de microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés) de la sección transversal de una concha de abulón. Para obtener un fragmento de la concha se sumergió en nitrógeno líquido y posteriormente se golpeó con un martillo. El recuadro muestra la imagen de la concha de abulón donde se pueden ver algunos colores debidos a la interferencia de la luz en las capas periódicas.

multicapas, es completamente reflejada. Este efecto es bien conocido, por lo que es la base de muchos dispositivos, incluyendo espejos dieléctricos, filtros dieléctricos de Fabry-Perot. Todos contienen dieléctricos de baja pérdida que son periódicos en una dimensión, así por nuestra definición estos son CF-1D. Sin embargo, mientras que tales espejos son ampliamente utilizados, ellos sólo reflejan luz a incidencia normal o cercanamente normal al material multicapas. Sí, para algún rango de frecuencias, un CF refleja luz de cualquier polarización incidente a cualquier ángulo, decimos que el cristal tiene un gap fotónico completo,

CAPÍTULO 1. INTERACCIÓN DE LA LUZ CON LA MATERIA

1.2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN ESTRUCTURAS DE MULTICAPAS

de manera que, no hay modos de luz que puedan propagarse si tienen una frecuencia dentro de dicho rango. Un espejo dieléctrico simple no puede tener un gap fotónico completo, porque las dispersiones ocurren sólo a lo largo de un eje. En relación para crear un material con un gap fotónico completo, debemos fijar el contraste dieléctrico en una red que es periódica a lo largo de tres ejes.

Algunas de las características que describen a determinados cristales fotónicos son el aumento local del campo, la dispersión anómala de la velocidad de grupo, y la dispersión anómala en el índice de refracción. Se puede construir una amplia variedad de CFs con diferentes materiales dieléctricos [8, 58]. Además, dependiendo de los materiales seleccionados para diseñar los CFs, es posible fabricar estructuras fotónicas con periodicidad dieléctrica en una dimensión (1D), dos dimensiones (2D), y tres dimensiones (3D) (ver figura (1.3), donde es posible sintonizar las bandas prohibidas en diferentes regiones del espectro electromagnético si los grosores finales de las capas que constituyen las estructuras se seleccionan adecuadamente [8, 6].

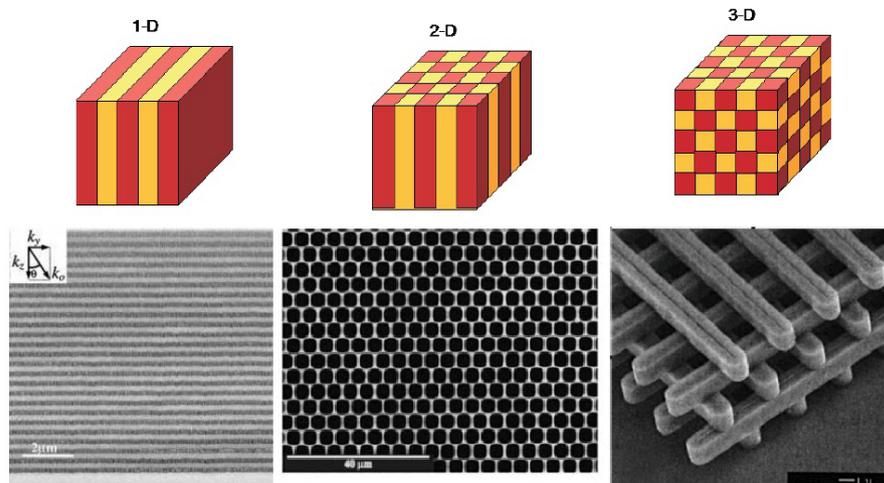


Figura 1.3: Cristales fotónicos que son periódicos en 1D, 2D y 3D respectivamente y algunos ejemplos de ellos usando la tecnología del silicio [59, 60, 61].

1.2. Propagación de la luz en estructuras de multicapas

1.2.1. Espejos dieléctricos omnidireccionales

Consideremos un material con capas alternantes de índices de refracción alto y bajo, con espesor óptico de las capas de $\lambda/4$. Para ondas que se propagan a lo largo de la dirección de periodicidad del material puede existir una banda prohibida fotónica. Para la propagación de la luz dentro de la estructura bajo un cierto ángulo de incidencia con respecto a la normal, la posición del ancho de banda se recorre hacia el azul.

La propiedad de reflejar luz a un ángulo de incidencia arbitrario para algunas estructuras dieléctricas se asocia con la existencia de una banda prohibida fotónica completa, la cual puede existir únicamente en un sistema con una función dieléctrica que es periódica a lo largo de tres direcciones ortogonales. Sin embargo, un estudio teórico más reciente predijo que una condición para lograr la reflexión en un sistema periódico en una dimensión es la existencia de un traslape en el régimen de la banda prohibida en el espacio fase por arriba del cono de luz del medio desde donde es lanzada la onda electromagnética (medio homogéneo) [58]. Para entender mejor el comportamiento de un CF-1D consideremos un sistema periódico donde la luz incide desde un medio homogéneo caracterizado por un índice de refracción n_0 (tal como el aire con $n_0=1$). El sistema genérico es descrito por el perfil de índices de refracción como se muestra en la figura 1.4(a)

CAPÍTULO 1. INTERACCIÓN DE LA LUZ CON LA MATERIA
1.2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN ESTRUCTURAS DE MULTICAPAS

donde n_1 y n_2 son los índices de refracción de las capas con espesores d_1 y d_2 respectivamente. La constante de red $a=d_1+d_2$ es el espesor físico de la celda unitaria.

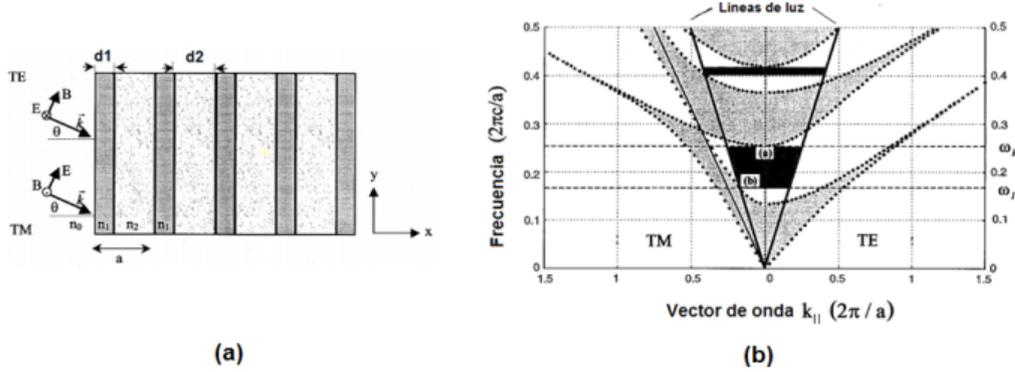


Figura 1.4: (a) Esquema de un sistema de multicapas. Donde n_1 , d_1 y n_2 , d_2 son los índices de refracción y espesores de la bicapa a , respectivamente, K es el vector de onda incidente y la convención de modos electromagnéticos TE y TM. E y B son los campos eléctrico y magnético respectivamente. (b) Estructura de bandas proyectada de un estructura de multicapas junto con la línea de luz y la línea de Brewster, mostrando un rango de reflectancia omnidireccional en el primero y segundo armónico. Las áreas grises son estados que se propagan; las áreas blancas son estados evanescentes; y las zonas oscuras son el rango de reflectividad omnidireccional. Los parámetros del sistema son: $n_1=4.6$ y $n_2=1.6$, con una razón de espesores $d_2/d_1= 1.6/0.8$ [58].

La onda incidente tiene vector de onda $K=k_x\hat{e}_x+k_y\hat{e}_y$ y una frecuencia $\omega =c|k|/n_0$, donde \hat{e}_x y \hat{e}_y son los vectores unitarios en la dirección x y y respectivamente y c es la velocidad de la luz en el vacío. El vector de onda junto con la normal a la estructura periódica definen el plano de incidencia que permite distinguir entre dos modos electromagnéticos independientes: modo transversal eléctrico (TE) o polarización s y modo transversal magnético (TM) o polarización p . Para el modo TE, el campo eléctrico es perpendicular al plano, así como el campo magnético lo es para el modo TM (ver figura (1.4)(a)).

La dirección del campo eléctrico para el modo TE (o el campo magnético para el modo TM) en una capa particular dentro de la estructura puede ser escrita como una suma de dos ondas planas viajando en direcciones opuestas. Las amplitudes de las dos ondas planas en una capa particular de una celda están relacionadas con las amplitudes en la misma capa de una celda adyacente por una matriz unitaria de traslación $U^{(\alpha)}$ de 2×2 . Este método se describe brevemente en el capítulo 3.

En una estructura con un número infinito de capas, la simetría traslacional a lo largo de la dirección perpendicular a las capas produce soluciones con ondas de Bloch de la forma:

$$E_K(x,y) = E_K(x) \exp(iKx) \exp(ik_y y), \quad (1.1)$$

donde $E_K(x,y)$ es una componente de campo, $E_K(x)$ es una función periódica con un periodo a y K es el número de onda de Bloch dado por [58],

$$K = \frac{i}{a} \ln\left(\frac{1}{2} \text{Tr}(U^{(\alpha)}) \pm \left\{ \frac{1}{4} [\text{Tr}(U^{(\alpha)})]^2 - 1 \right\}^{\frac{1}{2}}\right). \quad (1.2)$$

Las soluciones del sistema infinito pueden ser ondas propagándose o evanescentes, correspondientes a valores de onda de Bloch reales o imaginarios respectivamente. La solución de la ecuación (1.2) define la estructura de bandas para el sistema infinito $\omega(K, k_y)$. Es conveniente mostrar las soluciones de la estructura infinita proyectando la función $\omega(K, k_y)$ sobre el plano $\omega-k_y$. Un ejemplo de tal proyección se muestra en la figura 1.4(b), donde el vector de onda k_y (o vector de onda $k_{||}$) es el vector de onda paralelo a la superficie

CAPÍTULO 1. INTERACCIÓN DE LA LUZ CON LA MATERIA

1.2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN ESTRUCTURAS DE MULTICAPAS

de las capas. Las áreas grises son estados que se propagan en la estructura y corresponden a valores de K estrictamente reales, mientras que las áreas blancas representan regiones que contienen estados evanescentes. La forma proyectada de la estructura de bandas para la película multicapas puede ser entendida intuitivamente. En $k_y=0$, la banda prohibida para ondas propagándose a incidencia normal es recuperada. Para $k_y>0$, las bandas se curvan hacia arriba en frecuencia. Para $k_y \rightarrow \infty$, los modos llegan a estar fuertemente confinados en las capas con índice de refracción alto y no se acoplan entre las capas (y son por consiguiente independientes de k_x).

Para una estructura finita la simetría traslacional en la dirección paralela a las capas se preserva, mientras que en la dirección perpendicular a las capas ésta se rompe; en regiones donde K es imaginario el campo electromagnético se atenúa fuertemente. Conforme el número de capas se incrementa el coeficiente de transmisión para esta región decrece exponencialmente, mientras que la reflectividad se aproxima a la unidad.

Debido a que estamos interesados en ondas que se originan desde medios homogéneos externos a la estructura periódica sólo nos enfocaremos a la porción del espacio fase que está por arriba de la línea de luz. Las ondas que se originan desde medios homogéneos satisfacen la condición $\omega \geq ck_y/n_0$, donde n_0 es el índice de refracción del medio homogéneo y por consiguiente éstas deben de residir por arriba de la línea de luz ($\omega = ck_y/n_0$). Estados del medio homogéneo con $k_y=0$ corresponden a incidencia normal y aquellos que caen sobre la línea $\omega = ck_y/n_0$ con $k_x=0$ son incidentes con un ángulo de 90° .

El criterio necesario y suficiente para la reflectividad omnidireccional a una frecuencia dada, es que no existan estados que se transmitan en la estructura dentro del cono de luz, este criterio se cumple para el rango de frecuencias marcado en negro en la figura (1.4)(b). De hecho, el sistema mostrado descrito en la figura (1.4)(b) expone dos rangos de reflectividad omnidireccional. El rango omnidireccional es definido arriba por el borde de la banda a incidencia normal $\omega_{max}(k_x=\pi/a, k_y=0)$, punto a en la figura 1.4(b)) y por abajo, por la intersección de la parte superior del modo TM permitido del borde de la banda con la línea de luz $\omega_{min}(k_x=\pi/a, k_y=\omega_{min}/c)$, punto b en la figura (1.4)(b)) [58].

1.2.2. Espejos de Bragg

Como ya se ha mencionado en la introducción, un espejo de Bragg (EB) es una estructura de multicapas que consiste de N pares de capas dieléctricas con índices de refracción alto (A) y bajo (B) y espesor óptico de cuarto de onda a una cierta longitud de onda de diseño λ_d , donde $n_A d_A = n_B d_B = \lambda_d/4$. A medida que el número de pares N se incrementa, la reflectancia se aproxima al 100%. Además cuando la razón n_A/n_B es grande, la banda prohibida fotónica se incrementa.

Otra propiedad óptica de las estructuras de multicapas basadas sobre los efectos de interferencia es la dependencia del ángulo y la polarización. Cuando el ángulo de incidencia se incrementa, la banda prohibida y los modos de transmisión se desplazan a longitudes de onda más pequeñas y los modos TE y TM de la misma longitud de onda interactúan de forma diferente con el EB.

Un retardo de la fase y un retardo finito de la reflexión ocurren debido a la naturaleza periódica de un EB. El retardo está conectado directamente con una recarga de energía dentro de la capa del sistema. La cantidad del tiempo de retardo o recarga de energía es expresado por la profundidad de penetración. Esta profundidad es de interés particular en estructuras de microcavidades, donde la longitud de la cavidad presenta un tamaño comparable. Por lo tanto, el tiempo de ida y vuelta en la cavidad y el tiempo de retardo son de la misma magnitud. Una expresión analítica para el retardo de la fase de reflexión τ_r de un espejo sin pérdidas es [62]:

$$\tau_r = \frac{1}{2f_d} \left(\frac{n_B}{n_A} \right) \frac{n_A}{n_A - n_B}, \quad (1.3)$$

donde $f_d = c/\lambda_d$ es la frecuencia de diseño. Mientras el retardo de la fase tiene una influencia sobre el tiempo de ida y vuelta en una cavidad, la longitud de energía de penetración L_e está relacionada con el aumento del almacenamiento de la luz en el espejo del lado desde donde incide de la luz.

A diferencia de los espejos metálicos, hay una dispersión fuerte del desplazamiento de la fase ϕ asociada con la reflexión de Bragg. Si se conoce la reflectancia R , la reflectancia de la fase r de un espejo puede ser

calculada de acuerdo a:

$$r = (\sqrt{R})\exp(-i\phi). \quad (1.4)$$

Para la longitud de onda de diseño, la fase reflejada ϕ es desplazada por 180° y la dispersión es cero (ver figura 1.5). Para la longitud de onda que coincide con el centro de la banda prohibida, el retardo de la reflexión es minimizada. Para todas las longitudes de onda, especialmente fuera de la banda prohibida, la luz penetra profundamente en la estructura.

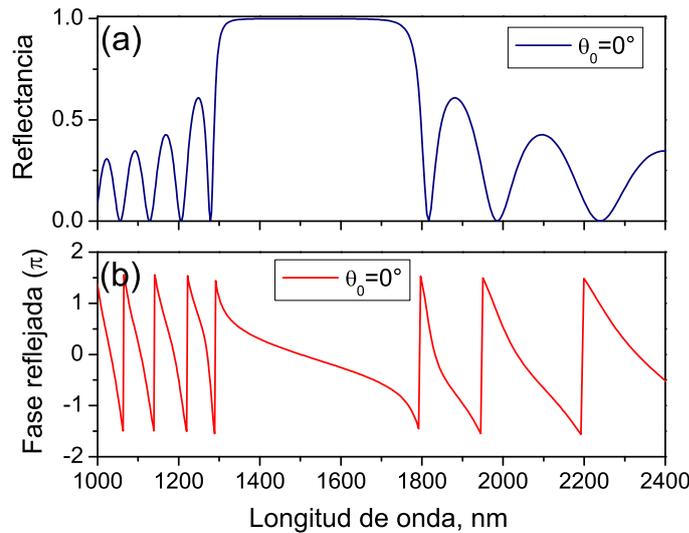


Figura 1.5: (a) Espectro de reflectancia y de la fase reflejada para un espejo de Bragg diseñado a $\lambda_d=1550$ nm. Los índices de refracción son $n_A=2.2$ y $n_B=1.4$, con espesores físicos $d_A=170.5$ nm y $d_B=268.0$ nm respectivamente. Se consideraron $N=10$ periodos de la celda unitaria.

1.2.3. Microcavidades ópticas

Una banda prohibida fotónica se obtiene fácilmente con la técnica para diseñar espejos descrita en el apartado anterior, esto es, una secuencia de capas con el mismo espesor óptico de $\lambda_0/4$ y diferente índice de refracción (ver esquema de la figura 1.6). Para este sistema, denotado como espejo de Bragg, no ocurre transmisión a la longitud de onda λ_0 y la luz es reflejada eficientemente. El espesor físico de cada capa es escogido de tal manera que el espesor óptico $\delta = nd$, siendo n el índice de refracción y d el espesor físico de la capa, que es igual a $\lambda_0/4$. El seleccionar una capa de un cuarto de la longitud de onda no es crucial, pero maximiza la interferencia y así en este sentido, cada cavidad tiene el mínimo requerimiento de espesor para resonar a λ_0 .

Si ahora se coloca un defecto de capa, esto es, una capa extra entre dos espejos de Bragg, se puede construir una microcavidad (ver figura 1.6). Una microcavidad es un pozo de potencial de espesor óptico de $\lambda_0/2$ (ver figura 1.7) y así con un solo estado resonante en λ_0 , esto es, dentro de la banda prohibida fotónica de interés. La resonancia espectral de una microcavidad viene dada por la condición de que la longitud de onda del modo es un sub-múltiplo entero de λ_0 :

$$\lambda_{resonante} = \frac{1}{m}\lambda_0 = \frac{2\delta}{m}, \quad (1.5)$$

CAPÍTULO 1. INTERACCIÓN DE LA LUZ CON LA MATERIA
1.2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN ESTRUCTURAS DE MULTICAPAS

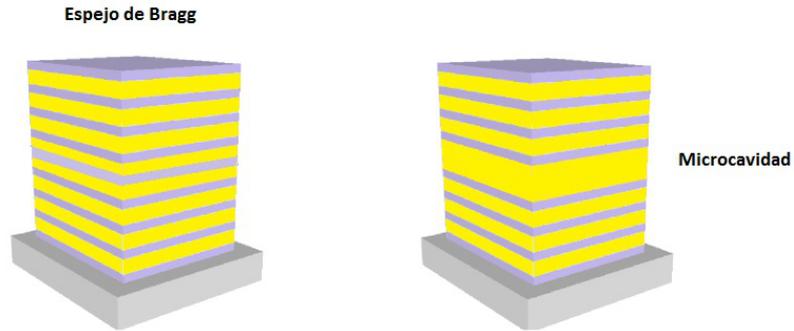


Figura 1.6: Esquema de un espejo de Bragg y una microcavidad.

la transmisión llega a ser de 100% si el dispositivo es completamente simétrico, lo cual significa un reflectancia igual de los dos espejos de Bragg. En una explicación más general, la microcavidad contiene un modo si el desplazamiento de la fase ϕ_m de ida y vuelta sigue la condición de resonancia:

$$\phi_m = \phi_c - \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2}\right) = \pm m\pi, m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.6)$$

donde ϕ_1 y ϕ_2 son, de acuerdo con la ecuación 1.3, el desplazamiento de fase de los dos espejos envolventes. En el ejemplo explicado arriba, los desplazamientos de fase de los dos espejos de Bragg son $\phi_{1,2}=\pi$, por lo tanto, existe un modo de transmisión a la longitud de onda de diseño.

En la figura 1.8 se presenta el espectro de reflectancia de una microcavidad $\lambda/2$ entre dos espejos dieléctricos de diez periodos. En la frecuencia de la cavidad, la fase de la luz transmitida es desplazada por 180° . El espectro de reflectancia de una microcavidad simple presenta un estado aislado simple a la mitad de la banda prohibida fotónica como se muestra en la figura 1.8. El siguiente estado resonante aparece en $\lambda_{resonante}=\lambda_0/2$ el cual está fuera de la región espectral de interés.

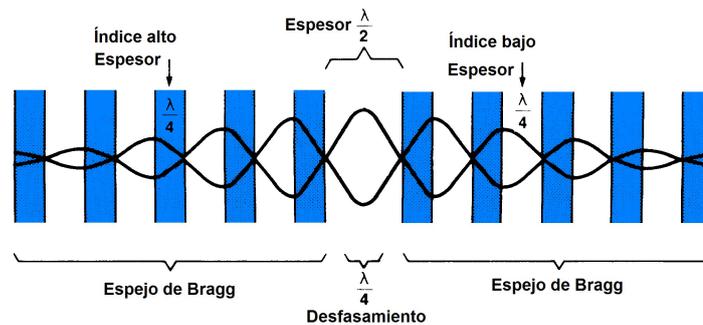


Figura 1.7: Resonador de Fabry-Perot construido con capas dieléctricas.

El factor de calidad Q en una microcavidad, definido por $Q = \lambda_0/\Delta\lambda$, donde λ_0 es la longitud de onda de la caída de resonancia y $\Delta\lambda$ el ancho de la resonancia a la mitad del punto máximo (FWHM por sus siglas en inglés), se usa para evaluar la eficiencia de la luz confinada dentro de una estructura de este tipo. El factor Q se incrementa cuando el número de periodos en los espejos de Bragg se incrementa y también cuando el contraste de índices de refracción entre las capas aumenta.

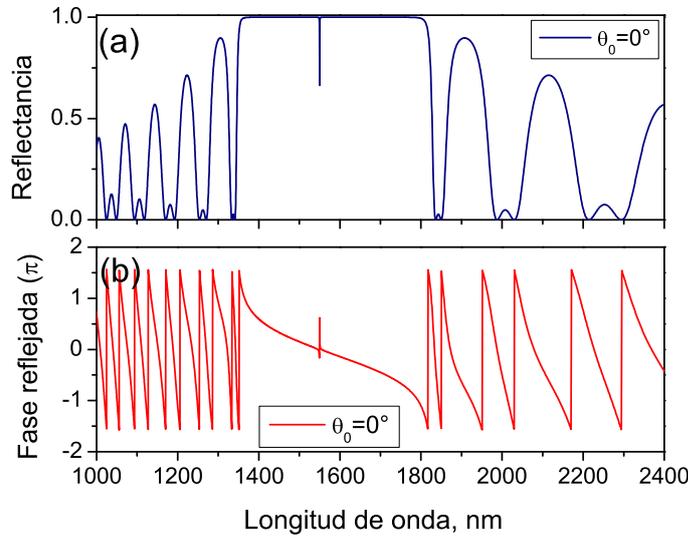


Figura 1.8: Espectro de reflectancia y de la fase reflejada para una microcavidad diseñada a $\lambda_d=1550$ nm. Los índices de refracción son $n_A=2.1$ y $n_B=1.4$, con espesores físicos $d_A=184.52$ nm y $d_B=276.78$ nm respectivamente. Se consideraron $N=10$ (número de periodos de la celda unitaria en cada espejo de Bragg).

1.3. Ondas electromagnéticas de Bloch superficiales

Las ondas de superficie también pueden ser guiadas por la frontera de un medio semi-infinito de multicapas dieléctricas periódicas. La existencia de un estado de superficie puede ser expresada como sigue. Para una frecuencia dada, hay regiones de β para los cuales K es compleja y $K=m\pi/\Lambda \pm iK_i$. Para un medio periódico infinito, la variación exponencial de la intensidad no puede existir, y nos referimos a esas regiones como prohibidas. Si el medio periódico es semi-infinito, la solución de atenuación exponencial es una legítima solución cerca de la interfaz, la envolvente de campo decae de forma $\exp(-K_i x)$, donde x es la distancia desde la interfaz [63].

La existencia de estados de superficie también pueden ser argumentados usando teoría de perturbaciones. De acuerdo a esta teoría, el medio dieléctrico de multicapas periódicas, el cual consiste de capas alternantes de diferentes índices de refracción, se puede considerar como un sistema de guías de onda interactuantes. Estas guías de onda son idénticas entre sí excepto por el índice de refracción n_0 cerca de la superficie. La fuerza de interacción entre las guías de onda, depende de la separación entre la guías de onda vecinas debido al traslape de la distribución del campo evanescente. Cuando la separación es infinita, no hay interacción y las guías de onda no pueden ser consideradas como independientes entre si. Los eigenvalores “ β ” caen dentro de dos grupos: el primero es un estado infinitamente degenerado; el segundo es un estado no degenerado que corresponde a la guía cerca de la superficie. Como las guías de onda se unen, la interacción entre las guías de onda causa que los eigenvalores se desdoblén. Debido a que los eigenvalores se desdoblan, la banda de energía permitida para la estructura infinita está completamente ocupada por los niveles que se originan en el nivel infinitamente degenerado. Como resultado, el nivel no degenerado correspondiente a la guía de onda cercana a la superficie es “expulsado” fuera de la banda de energía permitida. Por lo tanto, el único lugar donde este estado puede ser acomodado es en la banda prohibida. La función de onda para este estado es localizada cerca de la superficie debido a que los correspondientes eigenvalores están en la banda prohibida que es: $K=m\pi/\Lambda \pm iK_i$. Para investigar las propiedades y los modos de superficie de Bloch, se considera un sistema periódico semi-infinito que consiste de capas dieléctricas con índices de refracción alternantes como se muestra en la figura 1.9.

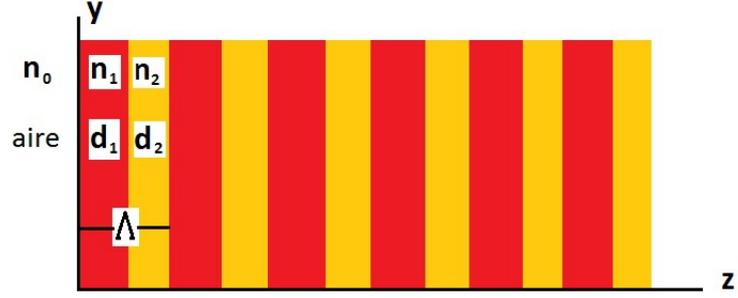


Figura 1.9: Sistema periódico de multicapas dieléctricas semi-infinito.

Para el análisis de los modos superficiales, se busca la posibilidad de ondas que se propagan en la dirección positiva de y . Aunque ambos modos TE y TM existen, sólo se describe el caso para modos de superficie TE donde el campo eléctrico está polarizado en la dirección de x . La función de onda del campo eléctrico (TE) obedece la ecuación de onda:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(z) + \frac{\omega^2 n^2}{c^2} E(z) = \beta^2 E(z), \quad (1.7)$$

donde β es una constante de propagación. Si se consideran soluciones de la siguiente forma:

$$E(z) = \begin{cases} \alpha e^{q_0 z}, & z \leq 0 \\ E_K(z) e^{-iKz}, & z \geq 0 \end{cases} \quad (1.8)$$

donde α es una constante y q_0 se define como:

$$q_0 = \sqrt{\beta^2 - [(\omega/c)n_0]^2}, \quad (1.9)$$

y $E_K(z) e^{-iKz}$ es la función de onda de Bloch. Para ser una onda guiada, la constante K en la ecuación 1.8 debe ser compleja, así que el campo decae a medida que z tiende a infinito. Esto es posible sólo cuando la condición de propagación (β) en el sistema periódico corresponde a una banda prohibida. Otra condición es que E_z y su derivada con respecto de z sean continuas en la interfaz con el medio n_0 . Para el sistema de la figura 1.9 la energía es concentrada mayormente en los primeros pocos periodos del sistema de multicapas semi-infinito. Donde se puede mostrar que:

$$\frac{E_{\Lambda_1}}{E_{z,total}} = 1 + e^{-i2K_i}, \quad (1.10)$$

donde E_{Λ_1} es la energía en el primer periodo, $E_{z,total}$ la energía en toda la estructura periódica y K_i es la parte imaginaria de $-K$. De forma general, la onda de superficie fundamental tiene el valor de K_i más grande y por lo tanto el grado de localización más alto. La onda de Bloch superficial fundamental podría localizarse en el cero o en la primera banda prohibida. Esto depende de la magnitud del índice de refracción n_0 . Para $n_0 <$ al índice de refracción más bajo de la estructura periódica, que es el caso de las estructuras que se estudian en este trabajo de tesis, la onda de superficie fundamental tiene un vector de onda en la primera banda prohibida. La existencia del modo de superficie en una estructura periódica semi-infinita es independiente de la separación entre las guías de onda debido a que la banda permitida siempre es ocupada completamente. Sin embargo, en una estructura de multicapas finita, la banda permitida no siempre es ocupada completamente y como resultado, la onda de superficie aparece sólo cuando la separación es lo suficientemente grande como para que uno de los valores propios caiga dentro de la banda prohibida. Un ejemplo ilustrativo de como el campo se localiza cerca de los primeros periodos se muestra en la figura 1.10, donde se puede observar que la amplitud es máxima incluso en la primera guía de onda del sistema. Las ondas electromagnéticas de Bloch superficiales también pueden existir en la interfaz entre dos medios periódicos. El análisis es similar al caso cuando se estudian modos superficiales, excepto que ahora el aire

CAPÍTULO 1. INTERACCIÓN DE LA LUZ CON LA MATERIA
1.3. ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS DE BLOCH SUPERFICIALES

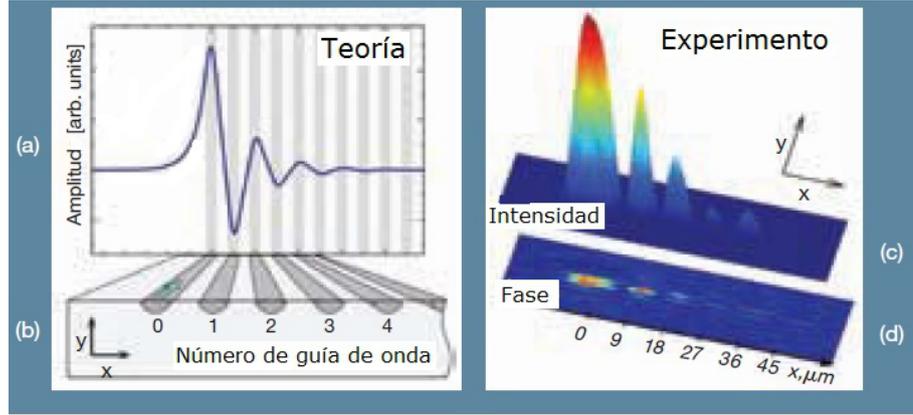


Figura 1.10: (a,b) Predicción teórica y (c,d) observación experimental de los estados de Tamm no lineales en una estructura fotónica truncada [29].

es reemplazado por otra estructura de multicapas como se muestra en la figura 1.11, donde n_1, n_2, n_3 y n_4 son los índices de refracción de las capas, $\Lambda = d_3 + d_4$ y $\Lambda' = d_1 + d_2$ son los periodos en el cristal fotónico CF1 y CF2 respectivamente. De la misma manera que en el caso anterior, se busca la posibilidad de dirigir la propagación de las ondas en la dirección positiva de y . Para realizar el análisis de las ondas que se generan cerca de la interfaz, sólo nos enfocamos en los modos TE, aunque el análisis para los modos TM es similar. Por lo tanto, la solución a la ecuación de onda es de la forma:

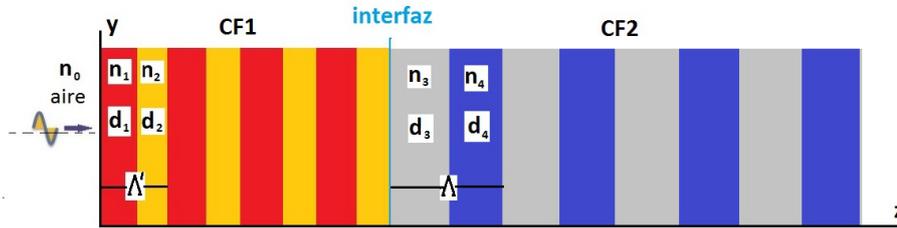


Figura 1.11: Cristales fotónicos acoplados CF1-CF2.

$$E(z) = \begin{cases} E_K(z)e^{-iKz}, & z \geq 0 \\ E_{K'}(z)e^{-iK'z}, & z \leq 0 \end{cases} \quad (1.11)$$

para ser una onda guiada, los números de onda de Bloch K y K' deben ser complejos de manera que el campo decae cuando z tiende a infinito, es decir:

$$K = \frac{l\varepsilon\pi}{\Lambda + iK_i}, K' = \frac{l'\varepsilon\pi}{\Lambda' + iK'_i}, \quad (1.12)$$

donde l y l' son enteros. Además, el signo debe ser elegido adecuadamente de tal manera que $K_i < 0$ y $K'_i > 0$. Esto es posible sólo cuando las bandas prohibidas de ambos cristales fotónicos presentan cierta superposición y la condición de propagación (β) tiene que estar en estas regiones de traslape. Otra condición es que E_z y su derivada con respecto de z sean continuas en la interfaz entre ambos cristales fotónicos. La energía óptica de estos modos de superficie también se localizan cerca de la interfaz.

Capítulo 2

Materiales dieléctricos porosos

Recientemente los materiales porosos han llamado la atención por sus usos en varias áreas tales como la química, ingeniería química, investigación de semiconductores, y el desarrollo de sensores físicos, químicos y biológicos. Otra aplicación que se le ha dado a los materiales porosos es para el crecimiento cristalino [64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72]. Existen diferentes materiales porosos con los cuales se pueden construir diversos sistemas de multicapas dieléctricas. Por ejemplo, la alumina porosa (AP) es un material usado para fabricación de cristales fotónicos debido a su bajo coeficiente de absorción en la región visible e infrarroja. La banda prohibida de la alumina está entre $7 \sim 9.5$ eV [73, 74]. Otro material ampliamente usado debido a que presenta una fotoluminiscencia eficiente a temperatura es el SP, el con el cual también es posible fabricar cristales fotónicos en 1D, 2D y 3D. Por lo que nos enfocaremos con más detalle al silicio en su forma porosa.

2.1. Silicio cristalino

El silicio (Si) es uno de los elementos más abundantes en la corteza terrestre con 27% en peso después del oxígeno. Este elemento se presenta en forma amorfa y cristalina. El Si es empleado ampliamente en dispositivos electrónicos y en la fabricación de celdas solares. Sin embargo este elemento no tiene buenas propiedades ópticas, ya que posee una banda de energía prohibida indirecta de aproximadamente 1.1 eV motivo por el cual, este material no emite radiación eficientemente aún a bajas temperaturas. El movimiento de un electrón hacia la banda de conducción y su regreso a la banda de valencia (recombinación par electrón y hueco), requiere de los fonones, para que el momento se conserve, este tipo de transición radiactiva es generalmente muy ineficiente desde el punto de vista óptico [75].

2.2. Silicio Poroso

2.2.1. Antecedentes del silicio poroso

El SP fue descubierto de forma accidental en 1956 por Uhler, mientras pulía una oblea de silicio cristalino (c-Si), usando un electrolito que contenía HF [76]. Los resultados mostraron que aplicando una densidad mayor a la corriente umbral, la oblea de silicio resultó pulida, mientras que para una densidad de corriente menor a la umbral, las obleas adquirieron un color rojo o negro. Estos resultados fueron de poco interés. Años más tarde en 1958, Tunner [77] realizó experimentos similares con más detalle, encontrando que el SP se forma electroquímicamente con una densidad de corriente crítica y ésta se incrementa al aumentar la concentración de HF y la temperatura, como resultado se observó una capa gruesa y cristalina. Turner también infirió que las capas crecidas en la superficie del Si se debían a subfluoruros de silicio (SiF_2) generados durante el proceso de disolución anódica. Sin embargo no identificaron la naturaleza porosa de la estructura, la cual fue reportada por primera vez en 1971 por Watanabe y Sakai [78]. Comprobando que esta

CAPÍTULO 2. MATERIALES DIELECTRICOS POROSOS

2.2. SILICIO POROSO

estructura podía convertirse fácilmente en un óxido. El SP ha cobrado un gran interés, desde los puntos de vista científico y tecnológico, a partir de su descubrimiento en 1990 por L. Canham [79]. Quien observó que el c-Si tratado con un ácido fuerte como lo es el HF, se vuelve muy poroso y presenta fotoluminiscencia (PL) a temperatura ambiente en diferentes intervalos de longitud de onda del espectro electromagnético, en especial en la región visible (rojo). Aunque hoy en día todavía el origen de la luminiscencia continúa siendo objeto de controversia. El SP está constituido por un esqueleto nanocristalino el cual forma una estructura tipo esponja, con columnas y poros interconectados entre sí, mismo que se caracteriza por tener una gran área superficial interna, alrededor de $500 \text{ m}^2/\text{cm}^3$, presenta una alta reactividad química, lo que constituye uno de los rasgos esenciales de este nuevo material. Canham mostró que cuando el SP es atacado por mucho tiempo (horas) con HF después de su obtención, emite luz roja brillante cuando es estimulado con radiación azul o UV. Por lo tanto puede aplicarse en la optoelectrónica. Se han producido diodos emisores de luz de SP [80], en donde la eficiencia de la luminiscencia no sólo está en la parte rojo-anaranjado del espectro sino también en todo el espectro visible, desde el azul hasta el infrarrojo cercano. Canham sugirió que la luminiscencia corresponde a la recombinación banda a banda a través de la banda prohibida y que el SP tiene una banda prohibida directa y ésta es debido al confinamiento cuántico, la cual podría explicar el aumento en la eficiencia por varios órdenes de magnitud en comparación con el c-Si. Lehmann y Gösele [81], publicaron un informe mostrando que la banda prohibida del SP es más grande que la del c-Si y atribuyeron este aumento al confinamiento cuántico. En el transcurso del tiempo se han desarrollado distintas técnicas para la fabricación de SP con el propósito de mejorar sus propiedades ópticas, de entre las cuales se modifican los parámetros de formación de SP, tales como, pulsos de corriente [82], incremento de la viscosidad en el electrolito, cambio de la temperatura de fabricación [83] y ruido blanco [84]. Las técnicas de fabricación se mencionan más adelante.

El silicio poroso es un material formado por una red interconectada de silicio cristalino (c-Si) con huecos (ver figura 2.1). Los huecos también son llamados poros, se forman uno a lado de otro. Generalmente un poro es la formación de una cavidad con una profundidad y una anchura, los cuales pueden variar desde unos pocos nanómetros hasta algunas micras. La microscopía electrónica de barrido (SEM) y la microscopía electrónica de transmisión (TEM), y muy recientemente la microscopía electrónica de alta resolución (HRSEM) son técnicas que se utilizan para estudiar la morfología y tamaño de poro.

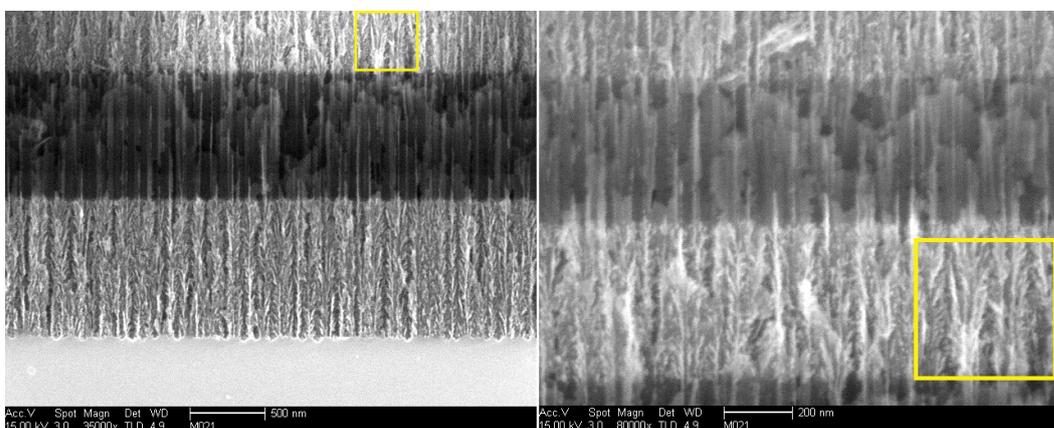


Figura 2.1: Sección transversal de una estructura de multicapas de SP que resulta al hacer variaciones de la densidad de corriente. Las regiones claras y oscuras representan capas de alta y baja porosidad. Se puede observar que los poros se conectan entre si similar a las ramificaciones de un árbol.

Las propiedades ópticas del SP dependen de la cantidad relativa de huecos y silicio, esto es, de la porosidad. Los poros se clasifican según el tamaño de su diámetro. En la tabla 1.1 se muestra la clasificación de los poros de acuerdo a su diámetro. Esta clasificación la estableció la International Union of Pure and Applied Chemistry (IUPAC) [85].

Por otra parte, se sabe que el SP es un objeto fractal como se observa en las imágenes de HRSEM de la

CAPÍTULO 2. MATERIALES DIELECTRICOS POROSOS

2.3. CRISTALES FOTÓNICOS A PARTIR DE CRISTALES ELECTRÓNICOS PERFECTOS

Tipo de poro	Ancho de poro (nm)	Área superficial (m^2/cm^3)
microporo	≤ 2	300-800
mesoporo	2-50	100-300
macroporo	> 50	10 a 100

Tabla 2.1: Clasificación del tamaño de poro de la IUPAC [85].

figura 2.1. Así se desprende de los resultados de varios experimentos y modelos computacionales. La fractalidad significa que el objeto está formado por partes que son “similares” en algún sentido al conjunto. La propiedad más importante de los fractales es la invariancia de escala, o escalado. Escalado significa que las propiedades del objeto se escalan de acuerdo con una regla definida: si se cambia la escala de la dimensión espacial L del sistema por un factor k , la propiedad w (volumen, resistencia, masa, y así sucesivamente) se reescalará por un factor de k^α , esto es, $w(kL) = k^\alpha w(L)$, y α no es un entero. Debido a estas propiedades, se puede usar el SP como un centro de nucleación para diferentes cristales biológicos [64, 65, 66, 67, 69].

2.2.2. Formación del silicio poroso

El SP es obtenido por el ataque oxidativo electroquímico al silicio cristalino. Una de las principales ventajas de trabajar con silicio poroso es que es muy sencillo y rápido de obtener. Para su fabricación no se requiere de un equipo muy sofisticado y costoso. Sin embargo, las aplicaciones de este material en el ámbito tecnológico y científico son muy diversas. Para su fabricación existen varias técnicas tales como “*stain etching*” y “*spark erosion*”. *Stain etching* es útil para producir SP sobre sustratos que no tienen una buena conductividad (baja concentración de dopaje) [86], mientras que *spark erosion* tiene la única ventaja de que es un proceso totalmente en seco. Sin embargo, la técnica más común para la fabricación de SP consiste de un proceso electroquímico denominado anodización electroquímica. Este proceso fue utilizado por primera vez por Uhler, y con el se pueden obtener capas gruesas y muy homogéneas. Además, la anodización electroquímica permite controlar la velocidad de ataque electroquímico, con lo cual se puede tener un control preciso de las propiedades de las películas tales como el espesor y la porosidad. La formación de SP mediante anodización consiste en la disolución electroquímica de silicio cristalino en una solución acuosa o etanólica de ácido fluorhídrico (HF) (ver figura 2.2). El proceso de anodización puede realizarse en modo de voltaje controlado o modo de corriente controlada. Sin embargo, el último es el que se usa normalmente ya que proporciona un control mucho mejor en la porosidad y en el espesor de las capas, así como también proporciona una buena reproducción entre muestras. En la fabricación del SP todos los factores experimentales son importantes tales como: el tipo de conductividad de las obleas (n o p), su nivel de dopaje (p+, p++, p-, n++, n-), composición del electrolito (pH, concentración), construcción de la celda electrolítica, el régimen de anodización, la preparación previa de la muestra, etc. Muy recientemente una nueva técnica para la obtención de SP a partir de obleas de c-Si tipo-n por efecto Hall ha sido realizada [87]. En esta técnica se sustituye el efecto de la luz UV del método tradicional por un campo magnético. Un gradiente lateral puede ser logrado usando campo magnético, además de alterar la nanoestructura del SP.

2.3. Cristales fotónicos a partir de cristales electrónicos perfectos

La posibilidad de formar estructuras con monocapas o multicapas a base de silicio poroso mediante el método de anodización electroquímica es relativamente simple. Para la formación de diferentes capas la influencia de los parámetros de ataque son cruciales, ya que si requerimos de una capa porosa con un determinado tamaño promedio del poro debemos usar una determinada resistividad y un determinado tipo de obleas, así como también una concentración específica de ácido fluorhídrico (HF). Existen básicamente dos tipos de multicapas de SP [88]. En el primer tipo de multicapas, la densidad de corriente se cambia durante la anodización (ver figura 2.3); mientras que en el segundo tipo, el cambio en la porosidad es

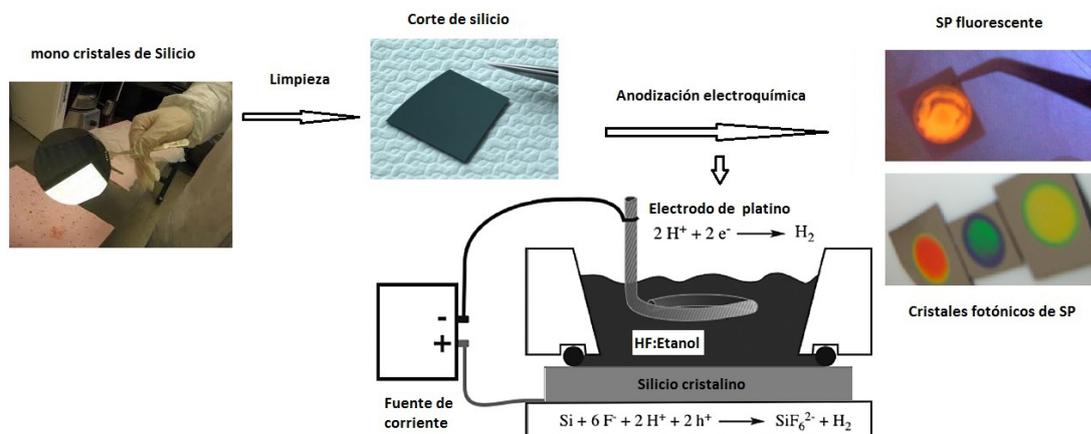


Figura 2.2: Esquema de los pasos a seguir para la fabricación de SP por anodización electroquímica.

determinado cambiando el nivel de dopaje de la oblea. El segundo tipo produce interfaces afiladas [89]; por esta razón, el primer tipo de multicapas es el más común. Al cambiar la densidad de corriente en el proceso de anodización es posible variar la porosidad y por consiguiente el índice de refracción. La figura 2.4 muestra las imágenes de SEM de estructuras de multicapas de SP obtenidas al modificar las densidades de corriente y los tiempos de ataque en el proceso electroquímico usando diferentes dopajes y tipos de silicio cristalino.

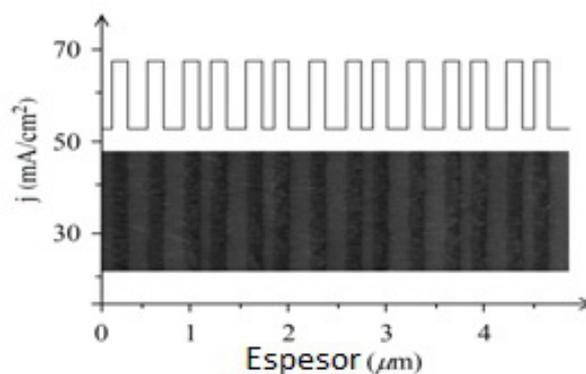


Figura 2.3: Dibujo esquemático de la formación de multicapas de SP. Arriba: Variación de la densidad de corriente como función de la profundidad. El intercambio entre dos densidades de corriente diferentes, forma dos capas porosas diferentes. Abajo: Estructura de multicapas de SP típica que resulta de tales variaciones de la densidad de corriente. Las regiones claras y oscuras representan capas de alta y baja porosidad.

2.4. Aplicaciones del silicio poroso

Debido a la versatilidad natural del SP con propiedades únicas e interesantes, adaptables a las tecnologías actuales de fabricación de películas delgadas así como a la compatibilidad con la tecnología actual, hacen de éste un material con un gran potencial en diferentes áreas de aplicación. Por ejemplo, en optoelectrónica y óptica basándose en la adaptación y manipulación de las propiedades ópticas del SP tales como el índice de refracción y el espesor de capa. Además, como el SP presenta una gran área superficial específica de la capa

CAPÍTULO 2. MATERIALES DIELECTRICOS POROSOS
2.4. APLICACIONES DEL SILICIO POROSO

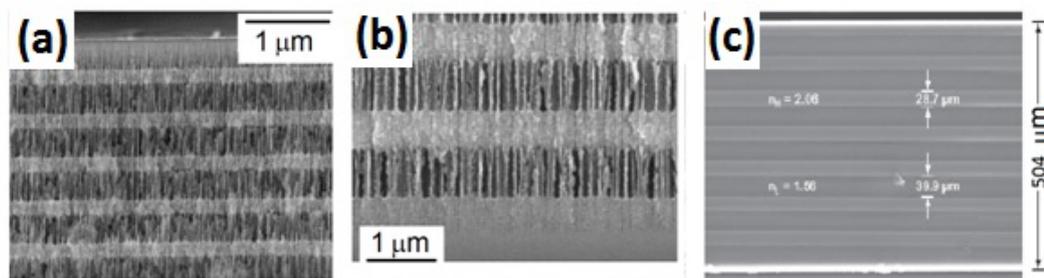


Figura 2.4: Imágenes de SEM de la sección transversal de estructuras de multicapas de (a) mesoporosas p++ (adaptado de la referencia [90]), (b) combinación de capas meso y macroporosas tipo-n (adaptado de la referencia [91]), (c) capas mesoporosas gruesas tipo-p++ (adaptado de la referencia [92]).

porosa, se permiten aplicaciones en el sensado químico y biológico (debido a su compatibilidad biológica). Debido a la presencia de los poros y las partículas cristalinas, el silicio poroso posee propiedades físicas y químicas que lo hacen muy interesante para diversas aplicaciones. En la tabla 1.2 se listan de forma simplificada algunas de las diversas áreas de investigación y de aplicación del SP.

Propiedad	Aplicaciones principales
Luminiscencia	Optoelectrónica (LEDs, marcadores)
Dependencia porosidad-índice de refracción	Fotónica (guías de onda, filtros, espejos, microcavidades, procesamiento óptico)
Cargado de compuestos y enlaces/adsorción de moléculas dentro de los poros; área y volumen extensos de los poros	Interruptor óptico y sensado; liberación de drogas; explosivos
Propiedades ópticas no lineales, anisotropía	Interruptor óptico; birrefringencia; generación de armónicos
Conductividad térmica extremadamente baja	Sonido/emisión ultrasónica; actuadores; sensado de presión; transmisión digital
Biocompatibilidad	Liberación de drogas, dispositivos implantables, Crecimiento de cristales biológicos

Tabla 1.2: Aplicaciones potenciales del SP.

Capítulo 3

Teoría

Las propiedades ópticas de un cristal fotónico están directamente relacionadas a su relación de dispersión. En este sentido, las relaciones de dispersión o estructura de bandas fotónica se han usado como herramientas para predecir sistemas con propiedades ópticas específicas y como un medio para interpretar la respuesta óptica de las estructuras fabricadas. En este capítulo se describe la teoría para el cálculo de la reflectancia, reflectancia resuelta en el tiempo, la fase reflejada y la distribución del campo eléctrico dentro de las estructuras de multicapas, por el método de la matriz de transferencia. La teoría se aplica en los sistemas de multicapas propuestos con silicio poroso para observar los estados de Tamm en heteroestructuras de cristales fotónicos. Debido a que las capas que se consideran en los sistemas son porosas, se ha usado el método de aproximación del medio efectivo de Bruggeman para asociar un índice de refracción efectivo a cada una de las capas.

3.1. Método de la matriz de transferencia

Para el análisis teórico de los CFs se considera una estructura 1D que consiste de capas alternantes de SP de diferentes índices de refracción acopladas a un medio homogéneo en la interfase, caracterizado por un índice de refracción n_0 . En la figura 3.1 se muestra el esquema de la estructura, donde n_1 y n_2 son los índices de refracción de las capas, h_1 y h_2 son los espesores de las capas respectivas y Λ es el periodo de la estructura ($\Lambda=h_1+h_2$). La banda prohibida fotónica omnidireccional y el espectro de reflectividad de la estructura de multicapas se estudian por el método de la matriz de transferencia [63, 93]. La estructura dieléctrica está definida por:

$$n(z) = \begin{cases} n_0, & z < z_0 \\ n_1, & z_0 < z < z_1 \text{ con } z_1 = z_0 + h_1 \\ n_2, & z_1 < z < z_2 \text{ con } z_2 = z_0 + \Lambda = z_1 + h_2 \\ \vdots & \\ n_s & z_{2N} < x \text{ con } z_{2N} = z_0 + N\Lambda = z_{2N-1} + h_2 \end{cases} \quad (3.1)$$

con $n_z = n(z + \Lambda)$. n_s es el índice de refracción del sustrato y n_0 el índice de refracción del medio incidente. Los espesores de las capas están relacionados en z_m por $h_m = z_m - z_{m-1}$ ($m=1...2N$). El campo eléctrico puede definirse como $E = E(z)e^{i(\omega t - \beta x)}$, donde su distribución se puede escribir:

$$E(z) = \begin{cases} A_0 e^{-ik_{0z}(z-z_0)} + B_0 e^{ik_{0z}(z-z_0)}, & z < z_0 \\ A_m e^{-ik_{mz}(z-z_m)} + B_m e^{ik_{mz}(z-z_m)}, & z_{m-1} < z < z_m \\ A'_s e^{-ik_{sz}(z-z_{2N})} + B'_s e^{ik_{sz}(z-z_{2N})}, & z_{2N} < z \end{cases} \quad (3.2)$$

donde k_{mz} es la componente z del vector de onda $k_{mz} = \omega n_m \cos \theta_m / c$ y θ_m es el ángulo entre la dirección de propagación y el eje z . A_m y B_m representan las amplitudes de las ondas en la interfase $z = z_m$, ver figura 3.1.

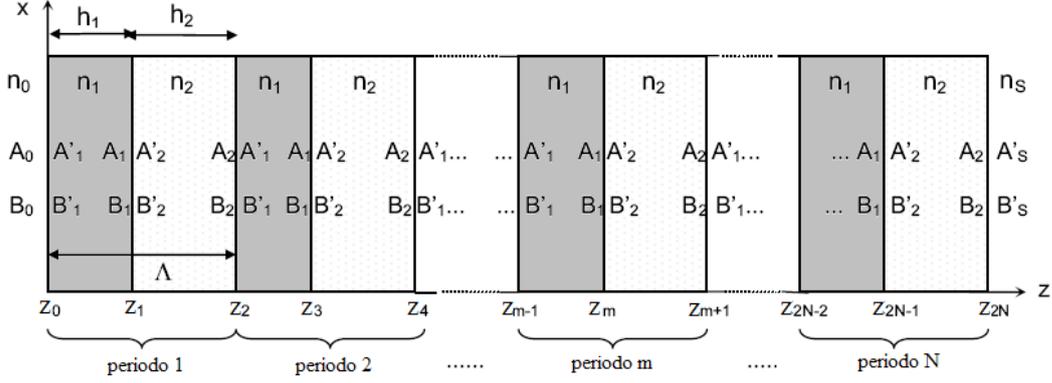


Figura 3.1: Esquema de un sistema de multicapas. $A(z)$ representa la amplitud de una onda viajando hacia la derecha y $B(z)$ la amplitud de una onda viajando a la izquierda. El espesor de cada capa es h_m , n_m es el índice de refracción y Λ el periodo. La estructura está acoplada a un medio homogéneo con índice de refracción n_0 (medio inicial) y n_s (medio final).

Las amplitudes de las ondas en las diferentes capas pueden relacionarse por:

$$\begin{pmatrix} A_{m-1} \\ B_{m-1} \end{pmatrix} = D_{m-1}^{-1} D_m \begin{pmatrix} A'_m \\ B'_m \end{pmatrix} = D_{m-1}^{-1} D_m P_m \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

$m=1,2,\dots,2N+1$; donde la matriz D (matriz dinámica) y P (matriz de propagación) se pueden escribir como:

$$D_m = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_m \cos \theta_m & n_m \cos \theta_m \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

para la onda TE;

$$D_m = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \cos \theta_m \\ n_m & -n_m \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

para la onda TM y

$$P_m = \begin{pmatrix} e^{ik_m z h_m} & 0 \\ 0 & e^{-ik_m z h_m} \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

La relación entre A_0 , B_0 y A'_s , B'_s se puede escribir como:

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = D_0^{-1} [D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1}]^N D_s = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

donde N es el número de periodos en la estructura. La reflectividad de la película de multicapas se calcula de los elementos de la matriz de la siguiente manera:

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2. \quad (3.8)$$

Podemos obtener la relación de dispersión, para cada ángulo de incidencia para las polarizaciones TE y TM de la matriz característica de un periodo de la estructura:

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}_{n-1} = D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1} D_1 P_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}_n = \begin{pmatrix} S & T \\ U & V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}_n. \quad (3.9)$$

La ecuación (3.9) muestra la matriz característica de un periodo (dos capas) de la estructura con índices de refracción n_1 y n_2 . Las amplitudes se relacionan en el periodo $n-1$ con el periodo n . De acuerdo con el

teorema de Floquet, las soluciones de las ecuaciones de onda para un medio periódico [63] son de la forma $E(z, x) = E_K(z)e^{-i\beta x}e^{-iKz}$, donde E_K es periódico $E_K(z + \Lambda) = E_K(z)$. La constante K es el número de onda de Bloch. Tomando en cuenta la forma de las matrices D y P es posible obtener la estructura de bandas a partir de los elementos de la matriz característica de la ecuación (3.9), la cual se escribe como:

$$\cos K\Lambda = \frac{1}{2}(S + V) = \cos k_1 d_1 \cos k_2 d_2 - \frac{1}{2}\phi \sin k_1 d_1 \sin k_2 d_2, \quad (3.10)$$

donde $\phi = \frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}}$ para ondas TE y $\phi = \frac{n_2^2 k_{1z}}{n_1^2 k_{2z}} + \frac{n_1^2 k_{2z}}{n_2^2 k_{1z}}$ para ondas TM. La ecuación (3.10) nos da la relación de dispersión entre ω , β y K , donde $\beta = \omega n_m \sin \theta / c$. Para observar la banda prohibida fotónica de las multicapas se calcula la relación de dispersión para todos los ángulos de incidencia, obteniendo la estructura de bandas proyectada. Usando los cálculos de la matriz de transferencia es posible simular la distribución de campo eléctrico dentro de la estructura. El campo eléctrico a lo largo de la dirección z para determinada frecuencia se puede expresar como:

$$E(z, \omega) = \{1 + r(\omega)\} \mathcal{M}_{11}^k + \gamma_0 \{1 - r(\omega)\} \mathcal{M}_{12}^k, \quad (3.11)$$

donde $M_{\alpha\beta}$ son los elementos de la matriz de transferencia de la primera a la k -ésima interfase y $r(\omega)$ es el coeficiente de reflexión de la estructura. Como se puede ver a partir de la ecuación (3.11), el coeficiente de reflectividad de la estructura completa debe ser calculado antes de evaluar la amplitud del campo dentro de la estructura. Por lo tanto la intensidad es simplemente el cuadrado del campo eléctrico $|E|^2$ el cual es normalizado a la amplitud de la señal incidente.

3.1.1. Respuesta resuelta en el tiempo

Usando los cálculos de las amplitudes $r(\omega)$, $t(\omega)$ y $E(z, \omega)$ para cada onda monocromática a una cierta frecuencia ω , también es posible obtener la respuesta óptica de un haz de luz coherente que incide desde la izquierda sobre la estructura de multicapas. Por lo tanto, es posible describir el haz de luz por medio de su perfil de frecuencias con $g(\omega)$, que usualmente es un pulso gaussiano. Para calcular la amplitud de la luz reflejada con fase $R(\omega)$, sólo multiplicamos $g(\omega)$ por la función de transferencia en el dominio de las frecuencias de acuerdo a:

$$R(\omega) = r(\omega)g(\omega). \quad (3.12)$$

La amplitud de la reflectancia resuelta en el tiempo se puede calcular usando la siguiente expresión [11]:

$$r(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega)r(\omega)e^{-i\omega t} d\omega. \quad (3.13)$$

Mediante este formalismo se pueden obtener la intensidad de campo eléctrico dependiente del tiempo y de las coordenadas dentro de la estructura como sigue:

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega, z)g(\omega)e^{-i\omega t} d\omega, \quad (3.14)$$

siendo $E(\omega, z)$ los estados de dispersión del sistema y $g(\omega)$ un pulso incidente con una función espectral gaussiana en el dominio de frecuencias:

$$g(\omega) = \frac{\hbar}{\sqrt{\pi}\delta} \exp \left[- \left(\frac{\hbar\omega - E_0}{\delta} \right)^2 \right], \quad (3.15)$$

donde E_0 es la energía del fotón del pulso y δ_{pulso} es el ancho del pulso. El parámetro δ_{pulso} controla la duración del pulso. La expresión (3.13) es válida sólo para tiempos no mayores a la duración del pulso incidente [11].

3.2. Métodos de aproximación del medio efectivo

En la teoría del medio efectivo, se describen las propiedades macroscópicas de un medio, basado en las propiedades y fases de cada uno sus componentes [94]. Existen diversas aproximaciones para los medios efectivos, las cuales se ajustan en gran medida dependiendo de las distintas condiciones [95]. Todas estas aproximaciones asumen un medio macroscópico homogéneo y el campo resultante en el sistema es un campo promedio de todos los componentes. Comúnmente los materiales porosos son descritos como una mezcla, en el caso del SP de aire, silicio y en algunas ocasiones dióxido de silicio. Desde el punto de vista de la óptica, en el rango visible y el infrarrojo cercano del espectro electromagnético, el SP puede ser visto como un medio efectivo cuyas propiedades ópticas dependen de los volúmenes relativos del silicio, del medio que llena el poro y en algunos casos óxido de silicio. Supongamos un medio resultante de la mezcla de dos materiales, uno de constante dieléctrica ϵ_1 y el otro de constante dieléctrica ϵ_2 . Si se considera que la mezcla es suficientemente homogénea de tal manera que un campo electromagnético externo no pueda distinguir entre los componentes del medio, entonces se puede suponer un medio efectivo. Debido a que el silicio poroso presenta dos medios (aire y silicio) con funciones dieléctricas ϵ_1 y ϵ_2 respectivamente, es posible usar un modelo de medio efectivo para describir el campo eléctrico en el interior de una estructura porosa. Como primera aproximación, supongamos el medio efectivo formado de distintas esferas dieléctricas (con constante dieléctrica ϵ_1) inmersa en un medio dieléctrico (con constante dieléctrica ϵ_2) como se muestra en la figura (3.2)(a). Por otra parte, supongamos que en el sistema de la figura (3.2)(a) existe un campo eléctrico externo que permea todo el espacio. Desde el punto de vista macroscópico, si centramos la atención en una sola esfera (ver 3.2(b)), se puede suponer que el campo eléctrico promedio afuera de la esfera corresponde al campo eléctrico promedio en todo el medio. En este sentido, podemos simplificar el problema del sistema que se muestra en la figura (3.2)(a), suponiendo que se trata de una esfera dieléctrica (con constante dieléctrica ϵ_{eff}) como se observa en la figura (3.2)(b). La constante dieléctrica ϵ_{eff} será entonces resultante de la mezcla de constantes dieléctricas ϵ_1 y ϵ_2 respectivamente. Si ahora se considera el problema general de una esfera dieléctrica en un medio dieléctrico cuando un campo eléctrico externo constante permea el sistema, el campo en el interior de la esfera es:

$$E_1^{int} = \left(\frac{3\epsilon_{eff}}{2\epsilon_{eff} + \epsilon_1} \right) E^{ext}, \quad (3.16)$$

donde E^{ext} es la magnitud del campo eléctrico externo. Por otro lado, podemos considerar el sistema opuesto en donde las esferas están hechas del material con constante dieléctrica ϵ_2 , y el medio tiene constante dieléctrica ϵ_1 (ver figura (3.2)(c)). En este caso, la expresión para el campo eléctrico dentro de la esfera en el esquema de la figura (3.2)(d) será:

$$E_2^{int} = \left(\frac{3\epsilon_{eff}}{2\epsilon_{eff} + \epsilon_2} \right) E^{ext}, \quad (3.17)$$

Suponiendo que en ambos casos anteriores, la fracción de cada medio f_1 y f_2 es la misma para los dos sistemas, entonces el campo macroscópico promedio de la mezcla inicial se puede proponer como la suma de los campos de cada uno de los componentes en la proporción que tenga cada uno, siempre y cuando el tamaño de las esferas (en el sistema 1 y en el sistema 2) sean mucho menor que el tamaño de todo el sistema y la distribución de las mismas sea homogénea. Por lo tanto, en promedio, el campo al interior de todas las esferas de ϵ_1 más el campo interior ϵ_2 será igual al campo total externo. Esto es:

$$E^{ext} = f_1 \left(\frac{3\epsilon_{eff}}{2\epsilon_{eff} + \epsilon_1} \right) E^{ext} + f_2 \left(\frac{3\epsilon_{eff}}{2\epsilon_{eff} + \epsilon_2} \right) E^{ext}, \quad (3.18)$$

por lo tanto, reduciendo términos se obtiene:

$$f_1 \left(\frac{\epsilon_{eff} - \epsilon_1}{\epsilon_1 + 2\epsilon_{eff}} \right) + f_2 \left(\frac{\epsilon_{eff} - \epsilon_2}{\epsilon_2 + 2\epsilon_{eff}} \right) = 0, \quad (3.19)$$

la relación anterior es la conocida ecuación de Bruggeman para dos medios y relaciona la constante dieléctrica efectiva (ϵ_{eff}) con las constantes dieléctricas de cada medio (ϵ_1 y ϵ_2). La generalización para una mezcla de N medios dieléctricos es:

$$\sum_{i=1}^N f_i \frac{\epsilon_{eff} - \epsilon_i}{\epsilon_i + 2\epsilon_{eff}} = 0, \quad (3.20)$$

donde f_i es la fracción de llenado de cada medio y ϵ_i la constante dieléctrica de cada medio.

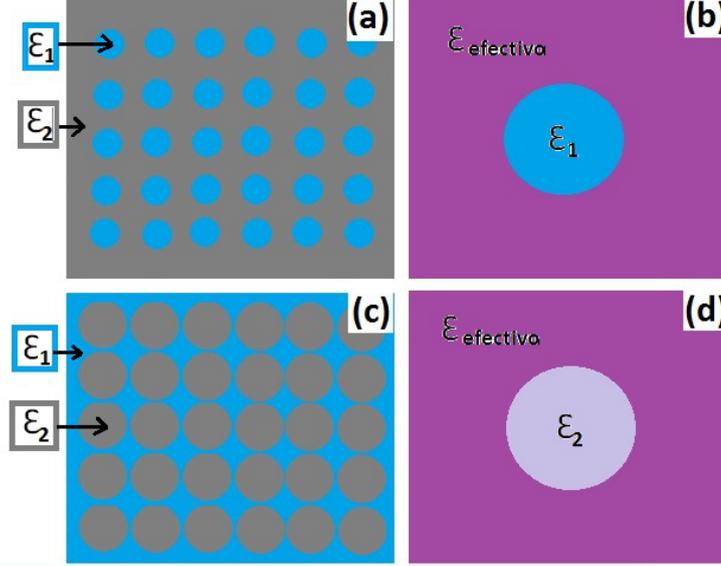


Figura 3.2: Representación esquemática de una mezcla de medios dieléctricos. (a) Esferas de constante dieléctrica ϵ_1 inmersas en un medio de constante dieléctrica ϵ_2 . (b) Esfera aislada de constante dieléctrica ϵ_1 inmersa en un medio dieléctrico efectivo ϵ_{eff} . (c) Esferas de constante dieléctrica ϵ_2 inmersas en un medio de constante dieléctrica efectiva ϵ_{eff} .

El índice de refracción esperado para el SP es menor que el del volumen de silicio y disminuye con el incremento en la porosidad. Las propiedades generales del índice de refracción del silicio poroso son: i) cuando la densidad de corriente se incrementa, el índice de refracción n del SP tiende al del aire; ii) las capas con la misma porosidad, tienen el mismo índice de refracción n ; iii) una variación grande de n es generada al variar la densidad de corriente; iv) el SP formado sobre sustratos altamente dopados (baja resistividad) muestran variaciones mayores de n que el SP formado por sustratos poco dopados [96].

Existen diferentes teorías de aproximación del medio efectivo tales como Maxwell-Garnett, Looyenga y Bruggeman [97, 98, 99], las cuales permiten determinar el índice de refracción de materiales que presentan varias fases, tal es el caso del SP. En el modelo de Bruggeman para SP, la ecuación que se usa es la siguiente: [100, 101]:

$$f \frac{\epsilon_1 - \epsilon_{eff}}{\epsilon_1 + 2\epsilon_{eff}} + (1 - f) \frac{\epsilon_2 - \epsilon_{eff}}{\epsilon_2 + 2\epsilon_{eff}} = 0, \quad (3.21)$$

donde f es la fracción de volumen de uno de los componentes, ϵ_1 y ϵ_2 son las funciones dieléctricas de los componentes y ϵ_{eff} es la función dieléctrica efectiva de los materiales mezclados. La permitividad dieléctrica es $\epsilon = n^2 - k^2$, donde k es el coeficiente de extinción. Para un medio transparente o un medio ligeramente absorbente, $k \ll n$, así se obtiene que $n = \sqrt{\epsilon}$. En consecuencia, el índice de refracción efectivo es descrito por:

$$P \frac{n_{poro}^2 - n_{SP}^2}{n_{poro}^2 + n_{SP}^2} + (1 - P) \frac{n_{Si}^2 - n_{SP}^2}{n_{Si}^2 + n_{SP}^2} = 0. \quad (3.22)$$

Donde $f=P$, esto es debido a que la fracción de volumen de los espacios vacíos es igual a la porosidad de la muestra, por lo que, para la mezcla de aire y silicio se obtiene:

$$n_{SP} = 0,5[3P(1 - n_{Si}^2) + (2n_{Si}^2 - 1) + ((3P(1 - n_{Si}^2) + (2n_{Si}^2 - 1))^2 + 8n_{Si}^2)^{0,5}]^{0,5}. \quad (3.23)$$

La dependencia del índice de refracción del silicio poroso n_{SP} y del coeficiente de extinción k como función de la longitud de onda para dos valores de la porosidad P , definida por la ecuación (3.23), se ilustra en la figura (3.3). También se ha tomado la variación del índice de refracción del silicio cristalino como función de la longitud de onda. Se observa que cuando la porosidad P vale cero, el índice de refracción del silicio poroso n_{SP} es igual al índice de refracción del silicio n_{Si} . El índice de refracción $n(\lambda)$ y el coeficiente de extinción $k(\lambda)$ se pueden obtener usando el modelo de Cauchy, el cual es útil para materiales dieléctricos (con absorción exponencial), lejos de las bandas de absorción [9].

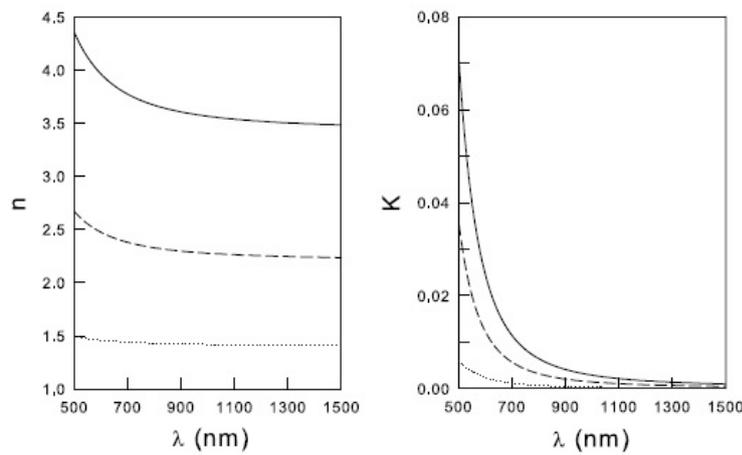


Figura 3.3: Índice de refracción (n) y coeficiente de extinción (k) como función de la longitud de onda para el silicio cristalino (líneas solidas) simulado para dos capas de SP con porosidad 47% (línea rayada) y 76% (línea punteada) respectivamente [9].

Capítulo 4

Resultados y discusión

En los capítulos anteriores se ha estudiado la propagación de ondas electromagnéticas en cristales fotónicos unidimensionales. Se ha mencionado que pueden localizarse modos de luz dentro de bandas prohibidas fotónicas debidas a las ondas de superficie o estados de Tamm. Tal efecto fotónico aparece cuando dos cristales fotónicos con bandas prohibidas que se traslapan pueden interactuar para formar un estado de Tamm en la superficie que une a ambos cristales fotónicos. También se ha mencionado la posibilidad de construir estos dispositivos usando silicio poroso para diferentes aplicaciones, por lo que los parámetros de diseño de las estructuras fotónicas estudiadas en el presente capítulo fueron tomados de acuerdo a valores que se pueden lograr usando multicapas de SP. Tales estructuras de multicapas dieléctricas originan un nuevo tipo de cavidad de Fabry-Perot donde ahora la resonancia es debida a las propiedades de ambos cristales fotónicos que componen la heteroestructura, donde ya se ha mencionado que la intensidad del campo eléctrico aumenta considerablemente en la interfaz donde se unen los cristales fotónicos. La mayoría de los sistemas reportados hasta ahora para la observación de los estados de Tamm, no contemplan ningún material poroso, por lo que la fabricación en diferentes regiones del espectro electromagnético es muy prometedora con SP.

4.1. Estados de Tamm en Heteroestructuras de cristales fotónicos

La idea de diseñar heteroestructuras de cristales fotónicos ha sido analizada en diferentes trabajos proponiendo diferentes sistemas [23]-[33]. Recientemente, las heteroestructuras con respuesta óptica en la región visible del espectro electromagnética han sido reportadas [32, 33]. La heteroestructura se compone por dos cristales fotónicos denotados como CF1 y CF2 respectivamente. El CF1 se compone de N bicapas alternantes con índices de refracción n_1 y n_2 , con espesores físicos d_1 y d_2 respectivamente, mientras que el CF2 se compone de N bicapas alternantes con índices de refracción n_1 con espesor d_3 y n_2 con espesor d_4 , respectivamente como se muestra en la figura 4.1.

4.1.1. Heteroestructuras dielectricas sin absorción

Como ya mencionamos en el capítulo 1, se pueden generar estados de Tamm en cristales fotónicos simples y acoplados (heteroestructuras). En particular una de las estructuras que se estudian en este trabajo es una estructura fotónica que se compone de dos cristales fotónicos acoplados, donde cada CF se compone de capas alternantes de índices de refracción y que se repiten periódicamente. En este apartado se presentan los resultados correspondientes a una heteroestructura que denotamos como "H1". Para tal estructura se consideran materiales que no presenta absorción, por lo que los índices de refracción no dependen de la longitud de onda. La heteroestructura fotónica se puede formar si se consideran cristales fotónicos de bandas prohibidas que se traslapan en las energías dadas por la condición $r_{CF1}r_{CF2} = 1$, donde r_{CF1} y r_{CF2} son los

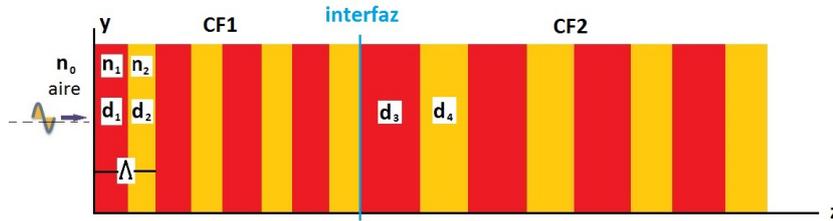


Figura 4.1: Heteroestructura fotónica compuesta por dos cristales fotónicos (CF1 y CF2), donde se pueden generar ondas de superficie (estados de Tamm) en la interfaz entre ambos cristales fotónicos.

coeficientes de reflexión del cristal fotónico CF1 (lado izquierdo) y el CF2 (lado derecho) respectivamente, considerando que la luz incide desde un medio homogéneo (aire).

En la figura 4.2 se muestran los espectros calculados de la reflectancia para las estructuras fotónicas (CF1 y CF2) que componen la heteroestructura H1 para incidencia normal de la luz. Se puede observar que las bandas prohibidas se traslapan en un intervalo de energías (ver figura 4.2(a,b)). Además se puede notar que aparece una caída muy estrecha en la reflectancia justamente donde se traslapan las bandas prohibidas cuando ambos cristales fotónicos son acoplados (ver figura 4.2(c)).

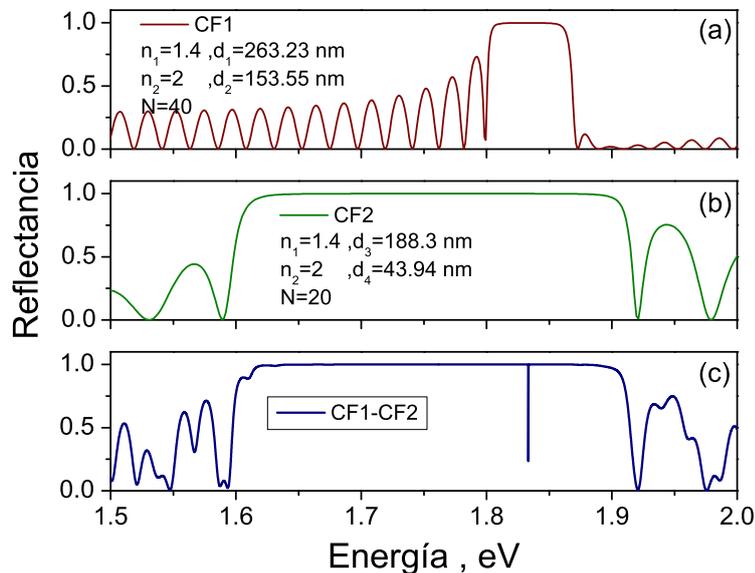


Figura 4.2: Espectro de reflectancia como función de la energía del fotón para: (a) cristal fotónico CF1, (b) CF2 y (c) heteroestructura H1 compuesta por ambos cristales fotónicos.

Realizando una pequeña variación en los parámetros de diseño de la estructura H1, es posible mover el pico que aparece dentro de la banda prohibida como se observa en la figura 4.3.

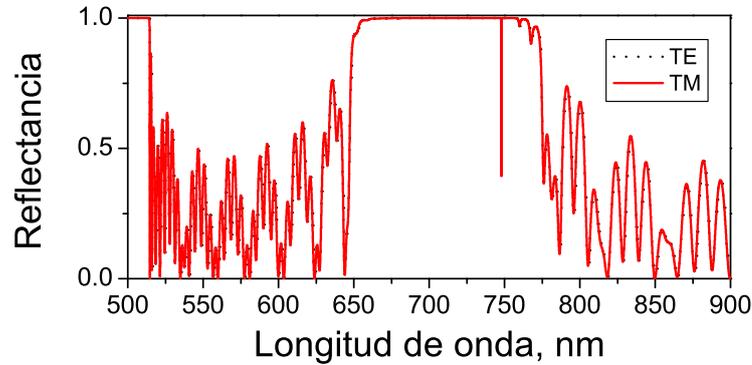


Figura 4.3: Espectro de reflectancia como función de la longitud de onda para una heteroestructura con parámetros de diseño: para el CF1, $n_1=1.4$ y $n_2 = 2$, con espesores $d_1=170$ nm, $d_2=289$ nm y $N= 40$ periodos de la celda unitaria. Para el CF2: $n_1=1.4$ y $n_2 = 2$, con $d_3=44$ nm, $d_4=188$ nm y $N=20$ periodos.

4.1.2. Heteroestructuras dieléctricas con absorción: multicapas de SP

En adelante, se han seleccionado los parámetros de diseño de tal forma que las heteroestructuras se puedan fabricar usando multicapas dieléctricas de silicio poroso, por lo que se ha tomado en cuenta la absorción de las capas porosas, esto es, cada capa porosa le corresponde un índice de refracción efectivo, el cual se calculó usando el modelo del medio efectivo de Bruggeman descrito en el capítulo 3. Como ejemplo, en la figura (4.4) se muestra el cálculo de la distribución de la intensidad del campo eléctrico dentro de una microcavidad como función de la energía del fotón. La gráfica muestra el mapa de estados dispersivos, para una estructura con diez periodos de la celda unitaria para cada espejo de Bragg. El mapa de estados dispersivos se obtiene mediante un procedimiento basado en las matrices de transferencia, el cual también se explica con detalle en el capítulo anterior. El mapa muestra un modo resonante, el cual se observa claramente localizado sobre toda la estructura, desde la primera capa hasta la última, y aparece en medio de la banda prohibida fotónica (ver figura (4.4)). Tales microcavidades basadas en SP han sido aplicadas en los campos de la optoelectrónica, comunicaciones ópticas y biosensores ópticos [102], debido a que es posible adherir a la superficie del poro diferentes tipos de moléculas.

A continuación se analiza una heteroestructura denotada como H2, donde se han elegido los parámetros adecuados para poder fabricarla con SP. Los parámetros para el CF1 son $n_1=1.4$ y $n_2 = 2,1$ que corresponden a una porosidad de 76 % y 48 % respectivamente, con espesores $d_1=658.5$ nm, $d_2=383.10$ nm y $N=40$ periodos de la celda unitaria. Para el CF2 los índices de refracción son los mismos $n_1=1.4$ y $n_2 = 2,1$ respectivamente, con espesores físicos $d_3=44$ nm, $d_4=188$ nm y $N=20$ periodos de la celda unitaria respectivamente. El espesor físico del CF1 es de 41.664 y $11.84 \mu\text{m}$ para el CF2. Por lo que el espesor total de la heteroestructura H2 es de $53.504 \mu\text{m}$. En la figura 4.5(a) se muestran los espectros de reflectancia a incidencia normal (0°) calculados para las estructuras fotónicas (CF1 y CF2) que se acoplan para formar la heteroestructura H2. Como se puede observar en la región de traslape de las bandas prohibidas debidas a cada cristal fotónico, aparece una resonancia muy pronunciada (estado de Tamm), aunque debido a que en este sistema se considera la absorción del material poroso a diferencia de la heteroestructura H1 de la figura 4.2(c), la reflectancia ya no alcanza la unidad y también aparecen algunas oscilaciones (ver figura 4.5(b)).

En la figura 4.6 (izquierda) se muestra el cuadrado de la intensidad del campo eléctrico dentro de la heteroestructura H2 calculado usando la ecuación (3.11). El mapa de estados dispersivos provee la intensidad del campo eléctrico en cada punto dentro de la estructura cuando una onda electromagnética plana de amplitud uno incide sobre la estructura a incidencia normal (0°). Un cambio de oscuro a brillante corresponde a un incremento en la intensidad de la luz, la cual se muestra en escala logarítmica. La intensidad de en-

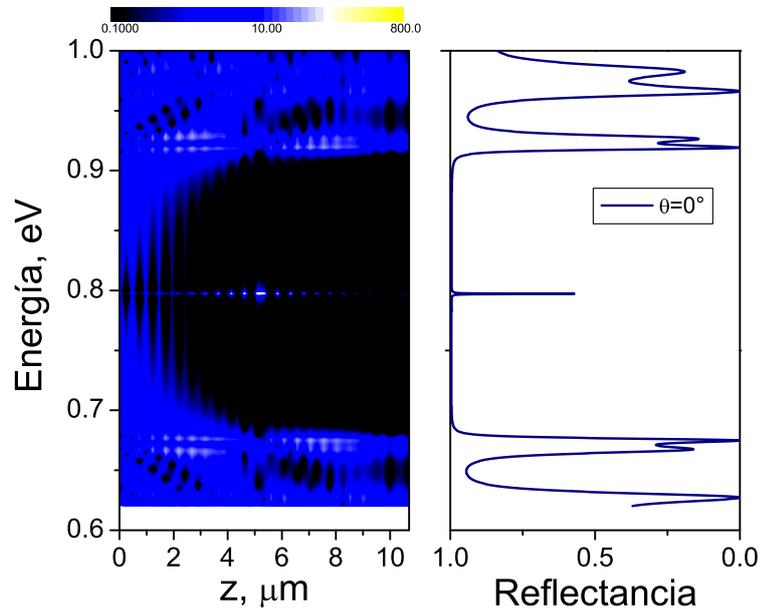


Figura 4.4: (Izquierda) Distribución de la intensidad del campo eléctrico (modo TM) en una microcavidad diseñada a $\lambda_d=1550$ nm. Los índices de refracción a esa longitud de onda son $n_A=2.1$ y $n_B=1.4$, con espesores físicos $d_A=184.52$ nm y $d_B=276.78$ nm respectivamente. Se consideraron $N=10$ (número de periodos de la celda unitaria en cada espejo de Bragg). (Derecha) Espectro de reflectancia como función de la energía del fotón. En los cálculos se ha tomado en cuenta la absorción del silicio en su forma porosa.

trada ha sido normalizada a la unidad. En algunas regiones la intensidad del campo eléctrico dentro de la estructura puede ser mayor que uno debido a las resonancias internas. Se puede observar que no hay localización fuerte del campo eléctrico en diferentes zonas de la heteroestructura. La composición de algunos estados deslocalizados en el espacio -cada banda brillante- es un análogo óptico de las bandas de energía electrónicas causadas por el potencial periódico en las superredes electrónicas. También se puede observar que la máxima intensidad del campo eléctrico aparece entre 35 y 40 μm dentro de la estructura. En la figura 4.6(derecha) se presentan los cálculos de la reflectancia óptica realizada sobre las estructuras. El pico resonante generado por el acoplamiento de los cristales fotónicos CF1-CF2 aparece en 1760 nm (0.704 eV). Para mostrar donde aparece la máxima intensidad del campo eléctrico se realizó una amplificación en la región de energías donde aparece la resonancia como se muestra en las figuras 4.7-4.8. Se puede notar, que la energía se concentra más en el cristal fotónico CF1, mientras que en el CF2 es muy pequeña.

4.1.3. Heteroestructura H3 basada en SP

Otro ejemplo de heteroestructuras basadas en silicio poroso se muestra a continuación. Para este caso, los parámetros para el CF1 son $n_1=1.4$ y $n_2 = 2,1$ que corresponden a una porosidad de 76% y 48% respectivamente, mientras que los espesores $d_1=274.28$ nm, $d_2=218.5$ nm y $N=25$ periodos de la celda unitaria. Para el CF2 los índices de refracción son los mismos $n_1=1.4$ y $n_2 = 2,1$ respectivamente, con espesores físicos $d_3=67.850$ nm, $d_4=142.5$ nm y $N=12$ periodos de la celda unitaria. Los espesores físicos de los cristales fotónicos CF1 y CF2 son 12.419 y 2.524 μm respectivamente. Por lo que el espesor total de la heteroestructura que denotamos como H3 es de 14.943 μm . En la figura 4.9(a) se muestra el cuadrado de la intensidad del campo eléctrico dentro de la heteroestructura H3 para 0° de incidencia de la luz. En

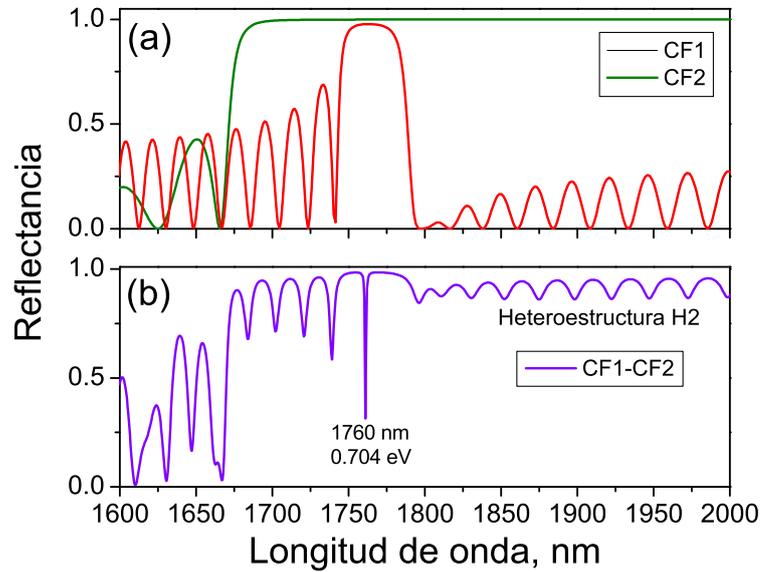


Figura 4.5: Espectro de reflectancia como función de la longitud de onda para: (a) cristal fotónico CF1, (b) CF2 y (c) heteroestructura H2 compuesta por ambos cristales fotónicos CF1-CF2. En los cálculos se ha tomado en cuenta la absorción del silicio en su forma porosa.

el espectro de reflectancia de la figura 4.9(b) se observa el estado de Tamm como un pico que aparece aproximadamente en el centro de la banda prohibida. Se puede observar que la distribución del campo eléctrico dentro de la estructura aparece siempre en el CF1 (ver figura 4.10).

Como se mencionó en el capítulo 1, un cambio en la fase reflejada da origen a un modo resonante en las microcavidades donde el espesor óptico es $\lambda_d/2$. De la misma forma, en la heteroestructura un cambio en la fase reflejada origina un modo de transmisión (estado de Tamm) como se observa en la figura 4.11. Adicional a los cálculos de la distribución del campo eléctrico dentro de la estructura, también se calculó la respuesta temporal de un pulso gaussiano que incide sobre la heteroestructura H3 justamente en la posición de energía donde aparece el pico de transmitancia (estado de Tamm). En la figura 4.12 se muestra la reflectancia resuelta en el tiempo cuando un pulso gaussiano (ancho del pulso $\delta_{pulso}=10$ nm y $\delta_{pulso}=30$ respectivamente) incide sobre la estructura de multicapas. Se observa que casi toda la energía es reflejada, pero a medida que transcurre el tiempo, el pulso va decayendo rápidamente y también comienza a reflejarse en los extremos de la estructura, por lo que claramente se observan las oscilaciones en la reflectancia a medida que transcurre el tiempo.

Para corroborar que el pulso gaussiano se refleja en cada interfaz de los extremos dentro de la estructura fotónica, en la figura 4.13 se presentan los mapas dispersivos donde se observa la evolución temporal de un pulso gaussiano (ancho del pulso de $\delta_{pulso}=10$ nm y $\delta_{pulso}=30$ nm, respectivamente) que inciden sobre la estructura. Claramente se puede observar que en el tiempo de 0.1 ps el pulso entra y sale de la heteroestructura y una parte de la energía es reflejada nuevamente dentro de la estructura y así sucesivamente.

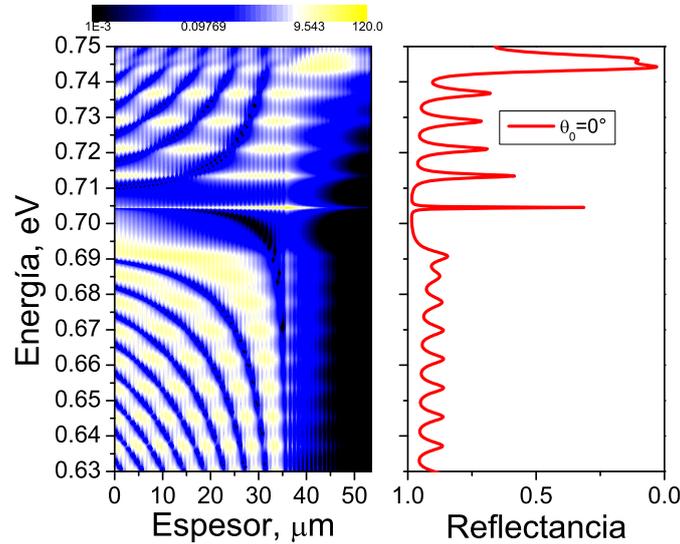


Figura 4.6: (Izquierda) Distribución de la intensidad del campo eléctrico (modo TM) dentro de la estructura denotada como *H2* como función de la energía del fotón. Los índices de refracción a 1500 nm de longitud de onda son $n_1=2.1$ (porosidad 48 %) y $n_2=1.4$ (porosidad de 76 %), los espesores físicos del primer cristal fotónico CF1 son $d_1=658.52$ nm y $d_2=383.1$ nm, con $N=40$; mientras que para el CF2, $d_3=480$ nm y $d_4=112$ nm, con $N=20$ respectivamente. (Derecha) Espectro de reflectancia de la estructura. En los cálculos se ha tomado en cuenta la absorción del silicio en cada una de las capas porosas.

4.1.4. Heteroestructura H4 basada en SP

En esta última heteroestructura denotada como *H4*, nos enfocamos en el análisis de la sintonización del modo de Tamm, variando el parámetro de crecimiento Δ . Comenzamos por establecer alguna relación para obtener los espesores físicos de la estructura. Para generar el traslape de las bandas prohibidas fotónicas, por ejemplo entre la primera banda prohibida de un espejo de Bragg perfecto, donde el espesor óptico $n_1 d_3 = n_2 d_4 \equiv \sigma$ (CF2), y la segunda banda prohibida de un cristal fotónico (CF1) con capas casi dos veces más grandes, donde la condición de Bragg es casi satisfecha, así que $n_1 d_1 = 2\sigma + \Delta$, y $n_2 d_2 = 2\sigma - \Delta$, siendo Δ se introduce en relación para abrir la banda prohibida por lo que es conveniente tomar valores $\Delta \ll \sigma$. Los parámetros iniciales cuando $\Delta = 0$ en el CF1 son $n_1=1.4$ y $n_2 = 2,4$ que corresponden a una porosidad de 76% y 41 % respectivamente, mientras que los espesores $d_1=517.85$ nm, $d_2=302.08$ nm y $N=25$ periodos de la celda unitaria. Para el CF2 (espejo de Bragg), los índices de refracción son los mismos, esto es, $n_1=1.4$ y $n_2 = 2,4$ respectivamente. Los espesores físicos del CF2 son $d_3=258.92$ nm, $d_4=151.04$ nm y $N=12$ periodos de la celda unitaria. La figura 4.14 muestra los espectros de reflectancia a incidencia normal, donde se observa la evolución del estado de Tamm cuando se realiza un pequeño cambio en el valor Δ . Notemos que cuando delta cambia, sólo se modifican los valores en los espesores físicos del cristal fotónico CF1. A medida que se incrementa el valor de Δ , el pico de transmisión relacionado al estado de Tamm es cada vez más profundo, además de que el factor de calidad aumenta drásticamente.

A continuación nos enfocamos en una de las heteroestructuras *H4* con $\Delta=60$ nm. Los espesores físicos del cristal fotónico CF1 son 560.71 y 277.08 μm respectivamente, considerando $N=25$ periodos (espesor

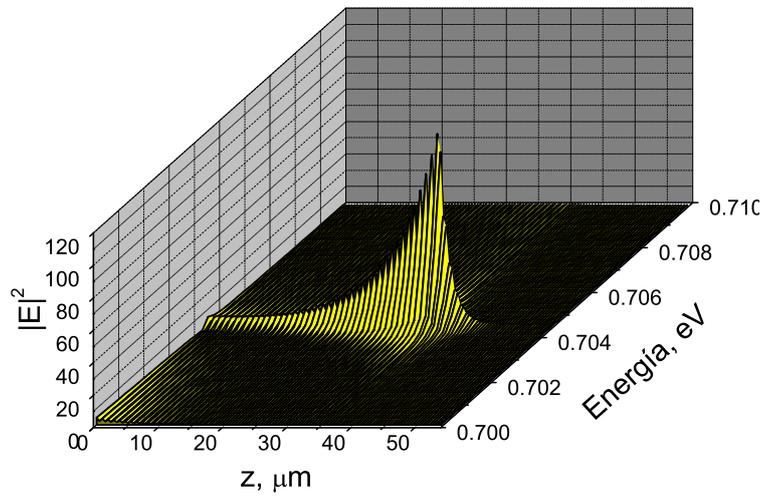


Figura 4.7: Intensidad del campo eléctrico dentro de la heteroestructura H2 como función de la energía del fotón, donde se puede observar que la intensidad es máxima cerca de la interfaz entre ambos cristales fotónicos.

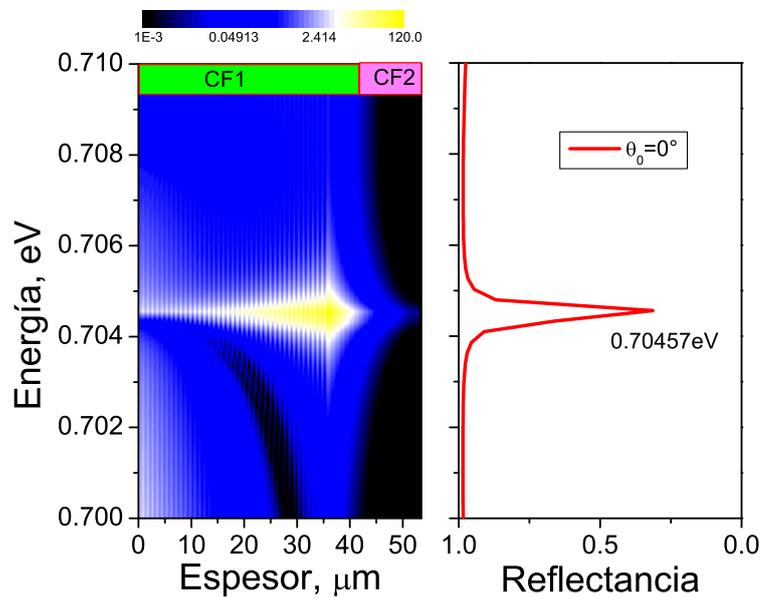


Figura 4.8: (Izquierda) Distribución de la intensidad del campo eléctrico (modo TM) dentro de la estructura denotada como *H2* como función de la energía del fotón donde se ha enfocado en el estado de Tamm que se genera el acoplamiento de los cristales fotónicos CF1-CF2. (Derecha) espectro de reflectancia de estructura.

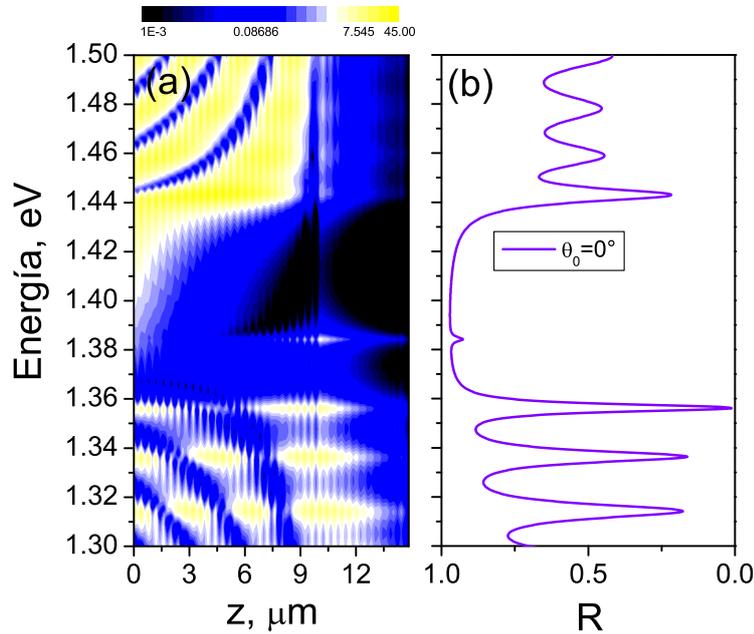


Figura 4.9: (a) Distribución de la intensidad del campo eléctrico (modo TM) dentro de la heteroestructura H3. (b) Espectro de reflectancia de la estructura.

total del CF1, $20.944 \mu\text{m}$). Los espesores físicos del CF2 son 258.92 y 151.04 nm respectivamente, con $N=12$ (espesor total del CF2, $4.919 \mu\text{m}$). Por lo que el espesor total de la estructura de multicapas es de $25.86 \mu\text{m}$. En la figura 4.15(a) se muestra el cuadrado de la intensidad del campo eléctrico dentro de la heteroestructura H4 para incidencia normal (0° de incidencia de la luz). En el espectro de reflectancia de la figura 4.15(b) se observa el estado de Tamm como un pico de transmisión que aparece casi en el centro de la banda prohibida, donde claramente se observa que la reflectancia presenta oscilaciones debidas a la absorción del material. De manera similar a los ejemplos anteriores, la distribución del campo eléctrico muestra que la máxima intensidad ocurre cerca de la interfaz entre ambos cristales fotónicos (ver figura 4.16). Además se puede notar que casi toda la energía se localiza sólo en el cristal fotónico CF1, lo que indica que el espejo de Bragg (CF2) refleja eficientemente toda la radiación incidente. Para el caso de una microcavidad, la distribución del campo eléctrico es máxima donde se encuentra el defecto (cavidad), el cual genera el pico de transmisión dentro de la banda prohibida fotónica; mientras que para una heteroestructura la máxima intensidad el campo eléctrico aparece distribuida sobre un número grande de celdas unitarias para valores de energía donde aparece el pico de transmisión.

La respuesta temporal de un pulso gaussiano que incide sobre la heteroestructura H4 ($\Delta=60$ nm) centrado en el valor de energía donde aparece el estado de Tamm se ilustra en la figura 4.17. Los espectros muestran la reflectancia resuelta en el tiempo para anchos del pulso gaussiano $\delta_{puls0}=10$ y $\delta_{puls0}=30$ nm respectivamente. En el primer instante en el que incide el pulso, la mayor cantidad de energía es reflejada, pero a medida que transcurre el tiempo, el pulso entra en la estructura pero decae rápidamente de forma exponencial.

La figura 4.18 ilustra con detalle la evolución del pulso gaussiano con $\delta_{puls0}=10$ nm y $\delta_{puls0}=30$ nm respectivamente, el cual se refleja completamente en el espejo de Bragg (CF2). Claramente se puede observar que en el tiempo de 0.3 ps el pulso es reflejado por el CF2 y luego una fracción de la energía es reflejada nuevamente en la interfaz aire-CF1.

Por último se realizó un análisis sobre el pico de transmisión de la heteroestructura H4 con $\Delta=60$ nm, para

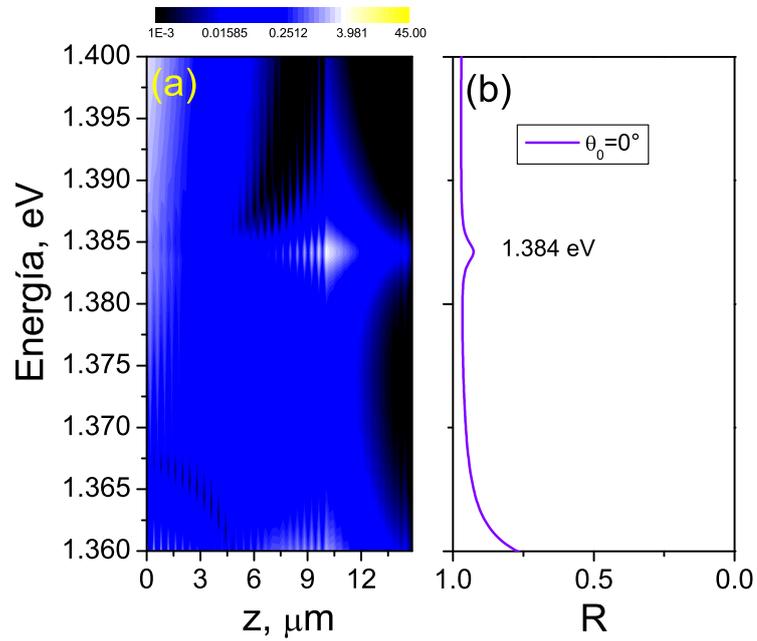


Figura 4.10: (a) Distribución de la intensidad del campo eléctrico dentro de la estructura denotada como H3, donde se ha enfocado en el modo de superficie que se genera en la interfaz entre ambos cristales fotónicos. (b) Espectro de reflectancia de la misma estructura.

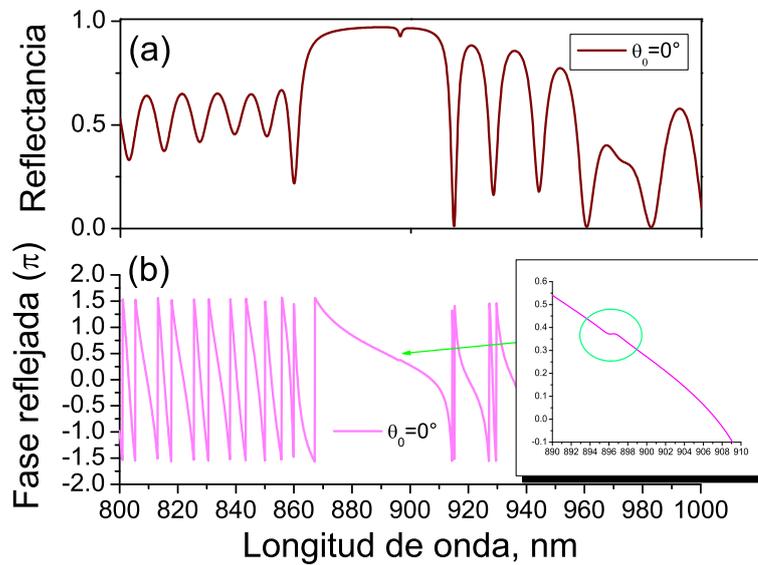


Figura 4.11: (a) Espectro de reflectancia y (b) fase reflejada para la estructura H3.

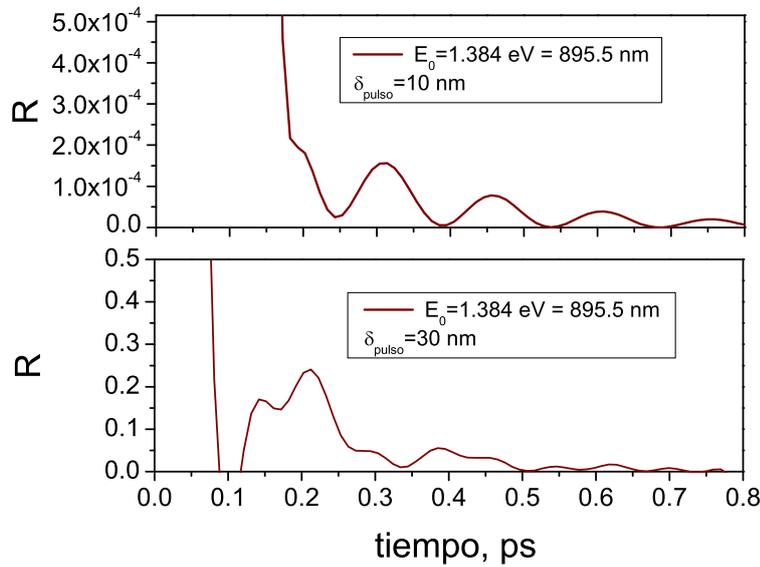


Figura 4.12: Reflectancia resuelta en el tiempo para la estructuras H3.

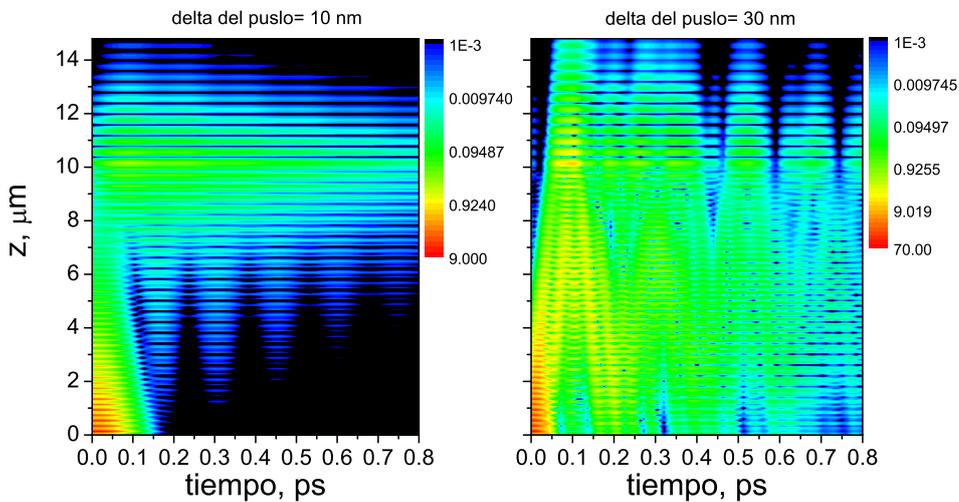


Figura 4.13: Propagación de un pulso gaussiano de ancho $\delta_{pulso}=10$ nm y $\delta_{pulso}=30$ nm respectivamente y la evolución temporal cuando incide sobre la heteroestructura H3.

diferentes ángulo de incidencia de la luz (ver figura 4.19). Se observa que a medida que se increment el ángulo de incidencia, el pico se va desplazando hacia menores longitudes de onda (mayores energías) y para un ángulo de 60° el pico asociado al estado de Tamm desaparece por completo, lo cual indica que la condición $r_{CF1}r_{CF2} = 1$ no se cumple del todo, y por lo tanto no existe un traslape de las bandas prohibidas de los cristales fotónicos que conforman la heteroestructura. También se puede apreciar que a medida que

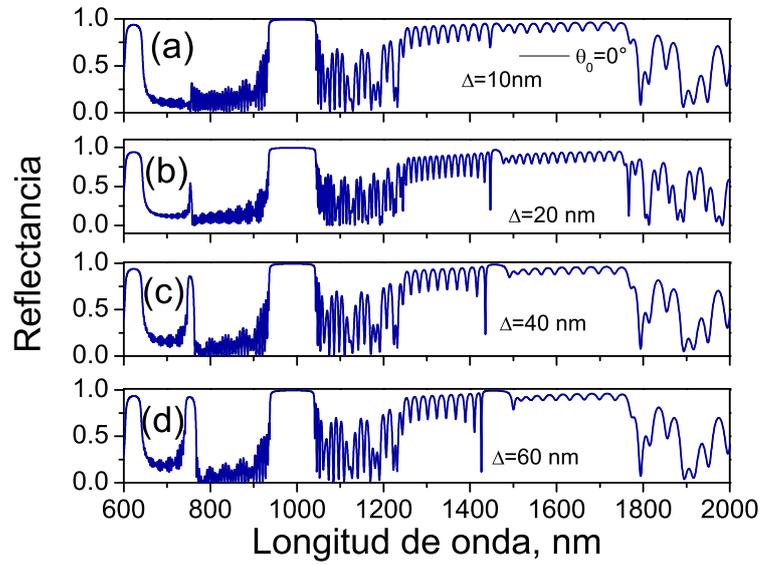


Figura 4.14: Espectro de reflectancia como función de la longitud de onda para diferentes valores de Δ : (a) $\Delta=10$ nm, (b) $\Delta=20$ nm, (c) $\Delta=40$ nm y $\Delta=60$ nm respectivamente.

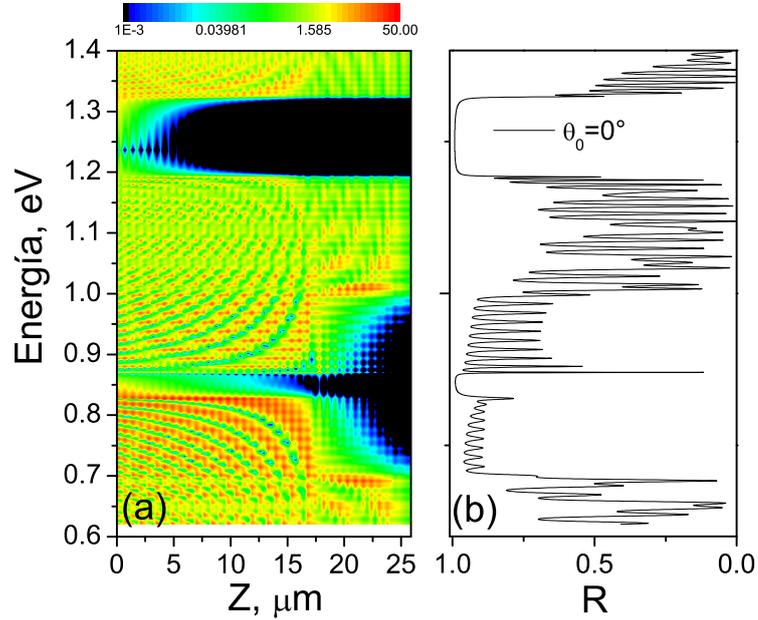


Figura 4.15: (a) Distribución de la intensidad del campo eléctrico dentro de la estructura denotada como H4. (b) Espectro de reflectancia de la estructura.

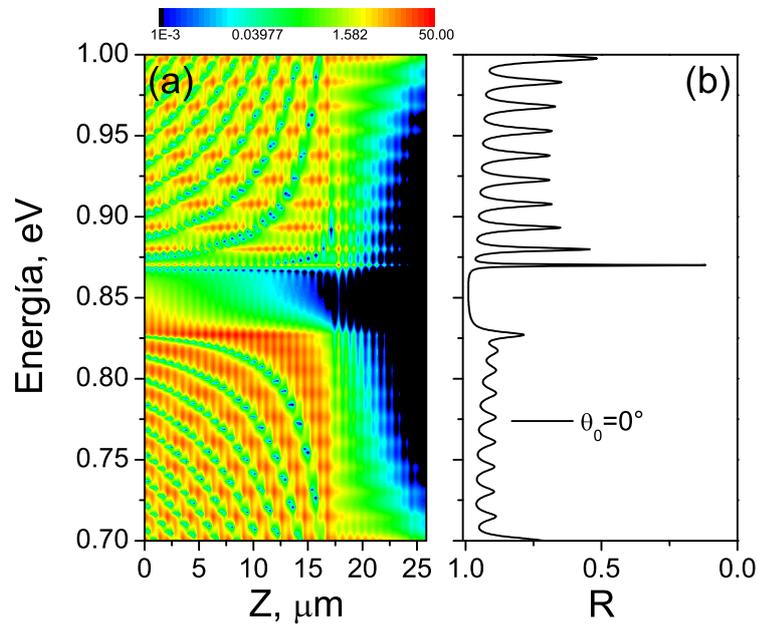


Figura 4.16: (a) Distribución de la intensidad del campo eléctrico dentro de la estructura denotada como H4, donde se ha enfocado en el modo de superficie que se genera en la interfaz entre ambos cristales fotónicos. (b) Espectro de reflectancia de la misma estructura.

se incrementa el ángulo, el FWHM se incrementa en una pequeña cantidad.

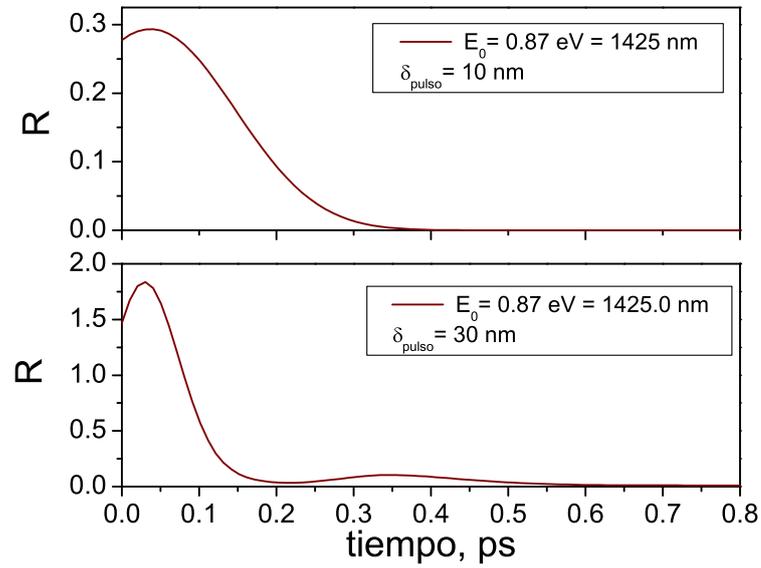


Figura 4.17: Reflectancia resuelta en el tiempo para la estructura H4 para dos anchos diferentes del pulso gaussiano

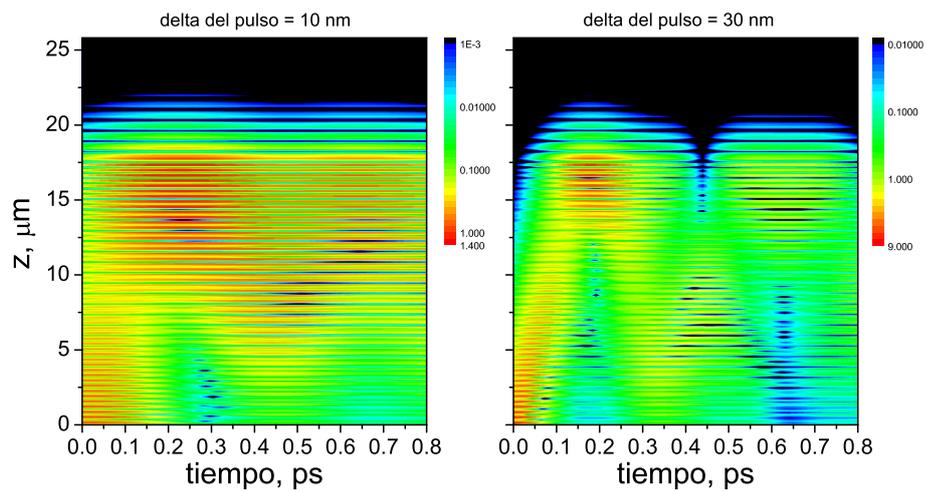


Figura 4.18: Propagación de un pulso gaussiano de ancho $\delta_{pulso}=10 \text{ nm}$ y $\delta_{pulso}=30 \text{ nm}$ respectivamente y la evolución temporal cuando incide sobre la heteroestructura H4.

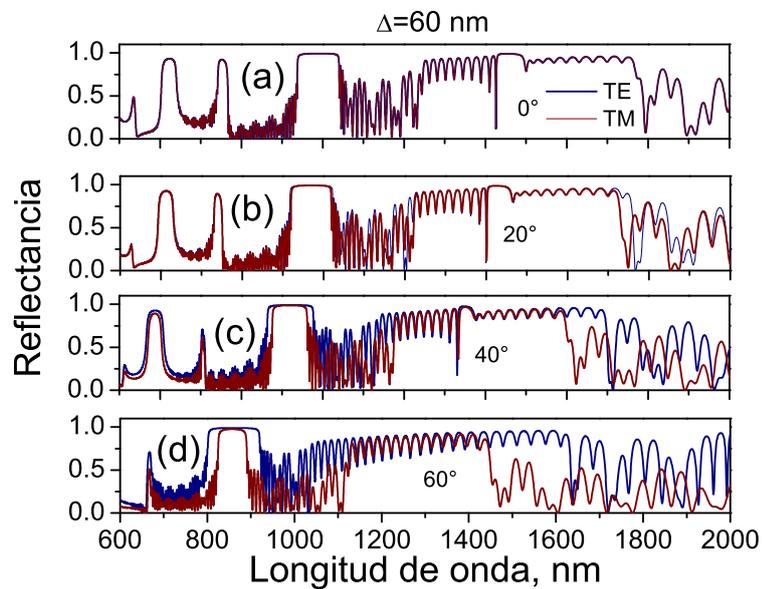


Figura 4.19: Espectros de reflectancia (modo TE y TM respectivamente) como función de la longitud de onda para la heteroestructura H4 calculados a diferentes ángulos de incidencia de la luz: (a) 0° , (b) 20° , 40° y (c) 60° .

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas a futuro

En los capítulos precedentes se han presentado los recientes resultados sobre el diseño de estructuras fotónicas donde es posible observar los estados de Tamm ópticos. En particular se estudió la posibilidad de usar el silicio en su forma porosa para observar el fenómeno y poder usar las multicapas dieléctricas porosas para aplicaciones en el área de biosensado óptico. Se han analizado diferentes estructuras tales como espejos de Bragg, microcavidades, y principalmente heteroestructuras donde es posible observar estados de superficie cerca de la interfaz entre dos cristales fotónicos. Se analizó la posibilidad de obtener estados de superficie en materiales porosos, principalmente con multicapas de SP donde hemos tomado en cuenta la absorción del silicio cristalino para obtener resultados más realistas. En todas las estructuras estudiadas a lo largo de este trabajo, fue posible observar picos de transmisión fuertemente localizados dentro de la banda prohibida (estados de Tamm) que resulta del acoplamiento de dos cristales fotónicos. El fenómeno de los estados de Tamm se analizó y mostró para el caso de multicapas de SP principalmente para aplicaciones en el infrarrojo cercano, aunque con la tecnología de fabricación de SP es posible diseñar tales estructuras en la región visible del espectro electromagnético, reduciendo el tamaño de los espesores físicos de cada cristal fotónico.

Se observó la respuesta de la reflectancia mostrando picos resonantes localizados. Otro resultado importante fue el hacer un mapa detallado de como el campo eléctrico se distribuye dentro de la estructura para el intervalo de energía de interés, donde fue posible observar que casi toda la energía siempre se concentra en el primer cristal fotónico y si el segundo cristal fotónico CF2 es un espejo de Bragg perfecto, toda la radiación es reflejada en la interfaz entre ambos cristales fotónicos. Por lo que este tipo de estructuras que generan estados de Tamm funcionan como un nuevo tipo de cavidades de Fabry-Pérot donde ahora las zonas altamente reflejantes aparecen dentro del espesor físico de la estructura, además el campo eléctrico se localiza en una región amplia cerca de la interfaz entre ambos cristales fotónicos y el modo resonante aparece debido al acoplamiento de los cristales fotónicos. La posibilidad de poder modular las ondas electromagnéticas en la región de los terahertz puede ser realizada, esto es debido a que si se selecciona adecuadamente el ancho del pulso gaussiano y se centra en el valor de energía donde aparece el pico fuertemente localizado, la reflectancia puede comenzar a oscilar en el tiempo. Los cálculos de reflectancia realizados para diferentes ángulos de incidencia de la luz muestran que es posible sintonizar el estado de Tamm hacia mayores energías a medida que el ángulo se incrementa, aunque para un valor determinado, el pico desaparece.

La idea de usar materiales porosos radica principalmente en las aplicaciones para biosensores ópticos, el crecimiento de cristales de proteínas de alta calidad, así como también en el encapsulamiento y liberación de fármacos, para lo cual, conocer las propiedades físicas y químicas una vez que los compuestos biológicos se encuentran dentro de los poros es indispensable y se puede lograr analizando las propiedades ópticas del material compuesto (material poroso + compuesto biológico). Esperamos que estas investigaciones sean aplicadas para diseñar un nuevo tipo de biosensores óptico basados en estructuras de multicapas porosas, donde sea posible el sensado de diferentes compuestos principalmente fluorescentes que puedan entrar a través de todas las capas porosas y ser detectados debido a que el campo se puede localizar en ciertas regiones de la estructura de multicapas.

Apéndice A

Fabricación de multicapas de SP.

B.1. Parámetros de anodización de SP

El proceso de formación de SP por medio de anodización electroquímica ha sido ampliamente desarrollado por muchos autores. Los principales parámetros que influyen en este proceso se listan a continuación:

- ◇ Dopaje del sustrato.
- ◇ Resistividad.
- ◇ Densidad de corriente.
- ◇ Tiempo de ataque electroquímico.
- ◇ Composición del electrolito.

Un incremento de	Porosidad	Velocidad de ataque	Corriente crítica
Concentración de HF	Decrece	Decrece	Incrementa
Densidad de corriente	Incrementa	Incrementa	-
Tiempo de anodización	Incrementa	Casi constante	-
Temperatura	-	-	Incrementa
Dopaje de la oblea (tipo <i>p</i>)	Decrece	Incrementa	Incrementa
Dopaje de la oblea (tipo <i>n</i>)	Incrementa	Incrementa	-

Tabla 2.2: Efecto de los parámetros de anodización sobre la formación del SP [75].

B.2. Limpieza de los sustratos

La limpieza de los sustratos se realiza de la siguiente forma:

□ Eliminación de grasa en la superficie de los sustratos. En una solución preparada con xileno, acetona y alcohol isopropílico en proporción (1:1:1) se sumergen las obleas por espacio de 3 minutos manteniendo agitación ultrasónica, posteriormente se enjuagan con agua des-ionizada.

□ Eliminación de óxido nativo en la superficie. Las muestras se introducen en una solución de HF al 10% por espacio de 1 min. Enjuagando posteriormente con agua des-ionizada.

□ Eliminación de compuestos orgánicos. Se prepara una solución RCA I, con los siguientes reactivos: H_2O , H_2O_2 y NH_4OH , en una proporción de (5:1:1). La oblea se sumerge en la solución por espacio de 10 min. Inmediatamente se enjuaga con agua des-ionizada.

□ Eliminación de compuestos inorgánicos. Se prepara una solución RCA II, con los siguientes reactivos: H_2O , H_2O_2 y NH_4OH , en una proporción de (6:1:1). La oblea se sumerge en la solución por espacio de 10 min. Inmediatamente se enjuaga con agua des-ionizada.

APÉNDICE A. FABRICACIÓN DE MULTICAPAS DE SP.
B.2. LIMPIEZA DE LOS SUSTRATOS

□ Eliminación del óxido nativo. Por último se sumerge en HF durante 5 segundos para eliminar el óxido nativo. Inmediatamente después se sumerge en metanol.

□ Preparación de la solución piraña. Esta solución se prepara con H_2SO_4 y peróxido de hidrogeno en una proporción 7:1. La oblea se sumerge por un tiempo de 1 minuto e inmediatamente se enjuaga con agua des-ionizada.

Bibliografía

- [1] Yablonovitch, Eli, *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*, Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987).
- [2] John, S., *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices*, Phys. Rev. Lett. 58, 2486 (1987).
- [3] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the flow of light*, Princeton University Press, (1995).
- [4] R. B. Wehrspohn, H.-S. Kitzerow, and K. Busch, Ed. *Nanophotonic Materials*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, (2008).
- [5] *Photonic Band Gap Materials*, Proceedings of the NATO ASI on Photonic Band Gap Materials, Crete, Greece, June 18-30, 1995, Edited por C. Soukoulis, (NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, (1996).
- [6] Ralf B. Wehrspohn, Ed. *Ordered Porous Nanostructures and Applications, Chapter 7. Macroporous Silicon Photonic Crystals*. Springer Science +Business Media, Inc., (1995).
- [7] Paras N. Prasad, Ed. *Nanophotonics. Chapter 9. Photonic Crystals*, John Wiley & Sons, Inc, (2004).
- [8] D. W. Prather, S. Shi, S. Sharkawi, J. Murakowski, and G. J. Schneider, *Photonic Crystals: Theory, Applications, and Fabrication*, Wiley, (2009).
- [9] K. Pérez, J. O. Estevez, A. Méndez-Blas, J. Arriaga, *Localized defect modes in dual-periodical multilayer structures based on porous silicon*, J. Opt. Soc. Am. B 29 (4), 538-542 (2012).
- [10] R. Sapienza, P. Costantino, D. Wiersma, M. Ghulinyan, C.J Oton, L. Pavesi, *Optical analogue of electronic Bloch oscillations*, Phys. Rev. Lett. 91, 263902 (2003).
- [11] V. Agarwal, J. A. del Río, G. Malpuech, M. Zamfirescu, A. Kavokin, *Photon Bloch Oscillations in Porous Silicon Optical Superlattices*, Phys. Rev. Lett. 92, 097401 (2004).
- [12] J. Octavio Estevez, J. Arriaga, A. M.-Blas, E. Reyes-Ayona, J. Escorcía, V. Agarwal, *Demonstration of photon Bloch oscillations and Wannier-Stark ladders in dual-periodical multilayer structures based on porous silicon*, Nanoscale Research Letters 7, 413 (2012).
- [13] M. Ghulinyan, C. J. Oton, Z. Gaburro, L. Pavesi, *Zener tunneling of light waves in an optical superlattice.*, Phys. Rev. Lett. 94, 127401 (2005).
- [14] Bertolotti J, Gottardo S, Wiersma DS, *Optical necklace states in Anderson localized 1D systems*, Phys. Rev. Lett. 94, 113903 (2005).
- [15] P. Barthelemy, M. Ghulinyan, Z. Gaburro, C. Toninelli, L. Pavesi, D. S. Wiersma, *Optical switching by capillary condensation*, Nat. Photon. 1, 172-175 (2007).

- [16] I. E. Tamm. *Z. Phys.* 76, 849 (1932).
- [17] Z. J. He, H. Jia, C. Y. Qiu, S. S. Peng, X. F. Mei, F. Y. Cai, P. Peng, M. Z. Ke, and Z. Y. Liu, *Acoustic transmission enhancement through a periodically structured stiff plate without any opening*, *Phys. Rev. Lett.* 105(7), 074301 (2010).
- [18] M. A. Noginov, G. Zhu, M. Mayy, B. A. Ritzo, N. Noginova, and V. A. Podolskiy, *Stimulated emission of surface plasmon polaritons*, *Phys. Rev. Lett.* 101(22), 226806 (2008).
- [19] Eric Shaner, Greg Dyer and Greg Aizin, *Tamm states in electron plasma*, *Nature Photonics* 7, 932 (2013).
- [20] X. S. Wang, A. Bezryadina, Z. G. Chen, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, and G. I. Stegeman, *Observation of two-dimensional surface solitons*, *Phys. Rev. Lett.* 98(12), 123903 (2007).
- [21] Chia Wei Hsu, Bo Zhen, Song-Liang Chua, Steven G Johnson, John D Joannopoulos and Marin S., *Bloch surface eigenstates within the radiation continuum*, *Light: Science & Applications* 2 (2013).
- [22] Robert D. Meade, Karl D. Brommer, Andrew M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, *Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal*, *Phys. Rev. B* 44, 10961-10964 (1991).
- [23] GUO Ji-Yong, SUN Yong, LI Hong-Qiang, ZHANG Ye-Wen, CHEN Hong, *Optical Tamm States in Dielectric Photonic Crystal Heterostructure*, *Chin. Phys. Lett.* 25, 2093 (2008).
- [24] A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, S. G. Erokhin, M. Inoue, A. A. Lisyansky, A. M. Merzlikin, and A. B. Granovsky, *Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces*, *Phys. Rev. B* 74, 045128 (2006).
- [25] P. Vojtišek, and I. Richter, *Surface states in photonic crystals*, *EPJ Web of Conferences* 48, 00030 (2013).
- [26] A P Vinogradov, A V Dorofeenko, A M Merzlikin, A A Lisyansky, *Surface states in photonic crystals*, *Physics-Uspokhi* 53 (3) 243-256 (2010).
- [27] Steven K. Morrison, Yuri S. Kivshar, *Tamm states and nonlinear surface modes in photonic crystals*, *Optics Communications* 266 323-326 (2006).
- [28] M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kalitchevski, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. Yu. Egorov, A. P. Vasil'ev, V. S. Mikhlin, and A. V. Kavokin, *Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light*, *Appl. Phys. Lett.* 92, 251112 (2008).
- [29] Cristian R. Roberg et al., *Nonlinear Tamm States in Periodic Photonic Structures*, *Diffractive Optics*, 29 (2006).
- [30] R. Brückner, M. Sudzius, S. I. Hintschich, H. Fröb, V. G. Lyssenko, and K. Leo, *Hybrid optical Tamm states in a planar dielectric microcavity*, *Phys. Rev. B* 83, 033405 (2011).
- [31] Tristan Sfez, Emiliano Descrovi, Libo Yu, Daniele Brunazzo, Marzia Quaglio, Lorenzo Dominici, Wataru Nakagawa, Francesco Michelotti, Fabrizio Giorgis, Olivier J. F. Martin, and Hans Peter Herzig, *Bloch surface waves in ultrathin waveguides: near-field investigation of mode polarization and propagation*, *J. Opt. Soc. Am. B* 27, 1617 (2010).
- [32] Alexey Kavokin, Ivan Shelykh and Guillaume Malpuech, *Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers*, *Appl. Phys. Lett.* 87, 261105 (2005).
- [33] A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, and G. Malpuech, *Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures*, *Phys. Rev. B* 72, 233102 (2005).

- [34] Zhu Song y and Wu Jian, *Splitting the surface wave in metal/dielectric nanostructures*, Chin. Phys. B 20, 067901 (2011).
- [35] P. Melentiev, A. Afanasiev, and V. Balykin, *Optical Tamm state on a femtosecond time scale*, Phys. Rev. A 88, 053841 (2013).
- [36] Yongkang Gong, Xueming Liu, Hua Lu, Leiran Wang, and Guoxi Wang, *Perfect absorber supported by optical Tamm states in plasmonic waveguide*, Opt. Express 19 18398 (2011).
- [37] ZHOU Hai-Chun, YANG Guang, WANG Kai, LONG Hua, LU Pei-Xiang, *Coupled Optical Tamm States in a Planar Dielectric Mirror Structure Containing a Thin Metal Film*, Chin. Phys. Lett. 29, 067101 (2012).
- [38] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, *Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror*, Phys. Rev. B 76, 165415 (2007).
- [39] Xu-Lin Zhang, Jun-Feng Song, Xian-Bin Li, Jing Feng, and Hong-Bo, *Strongly Localized Evanescent Optical Tamm States at Metal-DBR Interface*, Journal of Lightwave Technology 31, 1654 (2013).
- [40] S. Brand, M. A. Kaliteevski, and R. A. Abram, *Optical Tamm states above the bulk plasma frequency at a Bragg stack/metal interface*, Phys. Rev. B 79, 085416 (2009).
- [41] S. Brand, R. A. Abram and M. A. Kaliteevski, *Tailor-made surface plasmon polaritons above the bulk plasma frequency: a design strategy for indium tin oxide*, J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 145104 (2010).
- [42] F. Benkabou, and M. Chikhi, *Theoretical investigation of sensitivity enhancement in dielectric multi-layer surface plasmon sensor*, Phys. Status Solidi (a), 1-5 (2013).
- [43] Yun-tuan Fang, Lin-kun Chen, Na Zhu, Jun Zhou, *Tamm states of one-dimensional metal-dielectric photonic crystal*, IET Optoelectron, 7, 9-13 (2013).
- [44] Michael Bergmair and Kurt Hingerl, *Band structure and coupled surface states in one-dimensional photonic crystals*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 9 S339-S344 (2007).
- [45] Yuanyuan Chen, Ying Fang, Shanhong Huang, Xiaona Yan and Jielong Shi, *Surface Tamm states in one-dimensional photonic crystals containing anisotropic indefinite metamaterials*, CHINESE OPTICS LETTERS 11(6), 061602 (2013).
- [46] Edoardo De Tommasi, Anna Chiara De Luca, Stefano Cabrini, Ivo Rendina, Silvia Romano, and Vito Mocella, *Plasmon-like surface states in negative refractive index photonic crystals*, Appl. Phys. Lett. 102, 081113 (2013).
- [47] Sung Hyun Nam, Erick Ulin-Avila, Guy Bartal and Xiang Zhang, *General properties of surface modes in binary metal-dielectric metamaterials*, Opt. Express 18, 25627 (2010).
- [48] O. Gazzano, S. de Vasconcellos, K. Gauthron, C. Symonds, J. Bloch, P. Voisin, J. Bellessa, A. Lemaître, and P. Senellart, *Evidence for confined tamm plasmon modes under metallic microdisks and application to the control of spontaneous optical emission*, Phys. Rev. Lett. 107(24), 247402 (2011).
- [49] C. H. Xue, H. T. Jiang, and H. Chen, *Nonlinear resonance-enhanced excitation of surface plasmon polaritons*, Opt. Lett. 36(6), 855-857 (2011).
- [50] H. C. Zhou, G. Yang, K. Wang, H. Long, and P. X. Lu, *Multiple optical tamm states at a metal-dielectric mirror interface*, Opt. Lett. 35(24), 4112-4114 (2010).
- [51] Zefeng Chen, Peng Han, Chi Wah Leung, Yu Wang, Mingzhe Hu, and Yihang Chen, *Study of optical Tamm states based on the phase properties of one-dimensional photonic crystals*, OPTICS EXPRESS 19, 21626 (2012).

- [52] Valery N. Konopsky and Elena V. Alieva, *Photonic Crystal Surface Waves for Optical Biosensors*, Anal. Chem. 79, 4729-4735 (2007).
- [53] Valery N. Konopsky, Tanya Karakouz, Elena V. Alieva, Chiara Vicario, Sergey K. Sekatskii and Giovanni Dietler, *Photonic Crystal Biosensor Based on Optical Surface Waves*, Sensors 13, 2566-2578 (2013).
- [54] Ramachandram Badugu, Emiliano Descrovi, Joseph R. Lakowicz, *Radiative decay engineering 7: Tamm state-coupled emission using a hybrid plasmonic-photonic structure*, Analytical Biochemistry 445 1-13 (2014).
- [55] Galina V. Li, Ekaterina V. Astrova, Yulia A. Zharova, Sergey A. Dyakov, Anna V. Baldycheva, Tatiana S. Perova, Nilolay A. Gippius and Sergei G. Tikhodeev, *Tunable Microcavity Based on Macroporous Silicon: Feasibility of Fabrication*, Journal of Lightwave Technology, 00 (2010).
- [56] Hwang Woon Lee, John Kiran Anthony, Hoang-Duy Nguyen, Sun-il Mho, Kihong Kim, Hanjo Lim, Jaejin Lee, and Fabian Rotermund. *Enhanced ultrafast optical nonlinearity of porous anodized aluminum oxide nanostructures*, Opt. Express 17, 19097 (2009).
- [57] Kazuaki Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer Series in Optical Science, 80, Springer Verlag, Mayo (2001).
- [58] Y. Fink, J. N. Winn, S. Fan, C. Chen and J. D. Joannopoulos, Science, **282**, 1679 (1998).
- [59] A. Bruyant, G. Léron del, P. J. Reece and M. Gal. *All-silicon omnidirectional mirrors based on one-dimensional*, Appl. Phys. Lett. 82, 3227 (2003).
- [60] T. Trifonov, L. F. Marsal, A. Rodríguez, J. Pallarés, R. Alcubilla, *Fabrication of two-and three-dimensional photonic crystals by electrochemical etching of silicon*, Phys. Stat. Sol., 2, 3104 (2005).
- [61] S. Cheylan, T. Trifonov, A. Rodríguez, L. F. Marsal, J. Pallares, R. Alcubilla and G. Badenes, *Visible light emission from macroporous Si*, Opt. Materials, vol. 29, 262 (2006).
- [62] D. I. Babic and S. W. Corzine, J. Quantum electr. 28, 514 (1992).
- [63] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, John Wiley and Sons, (1998).
- [64] Noemi E. Chayen. Emmanuel Saridakis, and Richaard P. Sear, *Experimental and theory for heterogeneous nucleation of protein crystals in a porous silicon medium*, PNAS, 103, 597-601, (2006).
- [65] N. E. Chayen, E. Saridakis, R. El-Bahar and Y. Nemirovsky, *Porous Silicon: Effective Nucleation-inducing Material for Protein Crystallization*, J. Mol. Biol. 312, 591-595 (2001).
- [66] Naomi E. Chayen, *Turning protein crystallization from an art into a science*, Current Opinion in Structural Biology 14:577-583, (2004).
- [67] S. Stolyarova, E. Saridakis, N. E. Chayen, and Y. Nemirovsky, *A model for Enhanced Nucleation of Protein Crystals on a Fractal Porous Substrate*, Biophysical Journal 91, 3857-3863 (2006).
- [68] Daan Frenkel, *Seeds of phase change*, Nature, 443 (2006).
- [69] Emmanuel Saridakis and Naomi E. Chayen, *Towards a 'universal' nucleant for protein crystallization*, Trends in Biotechnology, 27 (2008).
- [70] Ying-xin Liu, Xiu-Juan Wang, Jie Lu, and Chi-Bun Ching, *Influence of the Roughness, Topography, and Physicochemical Properties of Chemically Modified Surfaces on the Heterogeneous Nucleation of Protein Crystals*, J. Phys. Chem. B 111, 13971-13978 (2007).

- [71] A. Henschel, T. Hofmann, P. Huber, and K. Knorr, *Preferred orientation and stability of medium length n-alkanes solidified in mesoporous silicon*, Phys. Rev. E, **75**, 021607 (2007).
- [72] Anke Henschel, Patrick Huber, and Klaus Knorr, *Crystallization of medium length 1-alcohols in mesoporous silicon: An X-ray diffraction study*, [Physics-bio-ph] 27 mar 2008.
- [73] Biao Wang, Guang Tao Fei, Min Wang, Ming Guang Kong and Li De Zhang, *Preparation of photonic crystals made of air pores in anodic alumina*, Nanotechnology **18**, 365601 (2007).
- [74] Jinsub Choi, Yun Luo, Ralf B. Wehrspohn, Reinald Hillebrand, Jörg Schilling and Ulrich Gösele, *Perfect two-dimensional porous alumina photonic crystals with duplex oxide layers*, J. Appl. Phys. **94**, 4757 (2003).
- [75] L. Pavesi, *Porous silicon dielectric multilayers and microcavities*, Riv. Nuovo Cimento. **20** (1997).
- [76] Uhler, *Electrolytic shaping of germanium and silicon*, Bell Syst. Tech. J. Vol **35**, 333 (1956).
- [77] D.R. Turner, J. Electrochem. Soc. **105** 402 (1958).
- [78] Y. Watanabe and T. Sakai, Rev. Elec. Commun. Lab., **19**(7-8):899, (1971).
- [79] L. T. Canham. Appl. Phys. Lett., **57**, 1046 (1990).
- [80] C. Peng., P. M. Fauchet, *The frequency response of porous silicon electroluminescent devices*, Appl. Phys. Lett. **67** 2515 (1995).
- [81] V. Lehmann and U Gösele, *Porous silicon formation: A quantum wire effect*, Appl. Phys. Lett. **58**, 856 (1991).
- [82] A. El-Bahar., Y. Nemirovsky, *A technique to form a porous silicon layer with no backside contact by alternating current electrochemical process*, J. Appl. Phys. **77**, 208. (2000).
- [83] M. Servidori, et all. Solid State Commun., **118**, 85. (2001).
- [84] J. Escorcía-García, V. Agarwal, and P. Parmananda, *Noise mediated regularity of porous silicon nanostructures*, Appl. Phys. Lett. **94**, 133103 (2009).
- [85] P. Müller, Pure Appl. Chem. **31** 578 (1972).
- [86] J. L. Coffey, *Porous silicon formation by stain etching*, In L Canham, editor, Properties of Porous Silicon, volume 18 of Emis Datareviews Series, page 223. INSPEC, IEE, London, United Kingdom, (1997).
- [87] J.C. Lin et al., Appl. Phys. Lett. **89**, 121119 (2006).
- [88] St. Frohnhoff, M.G. Berger, M. Thonissen, C. Dieker, L. Vescan, H. Munder and H. Luth, Thin Sol. Films, **255**, 59 (1995).
- [89] O. Bisi, S. Ossicini and L. Pavesi, Surf Science Rep, **38**, 1, (2000).
- [90] H. Ouyang, M. Christophersen, R. Viard, Benjamin L. Miller, P. M. Fauchet, *Macroporous silicon microcavities for macromolecule detection*, Adv. Funct. Mater. **15**, 1851-1859 (2005).
- [91] H. Ouyang, M. Christophersen, P.M. Fauchet, *Enhanced control of porous silicon morphology for macropore to mesopore formation*, Phys. Stat, Sol (a) **202**, 1396-1401 (2005).
- [92] S. A. Lo and T. E. Murphy, *Porous Silicon Based Terahertz Bragg Grating Filter*, in Conference on Lasers and Electro-Optics/Internatio
- [93] E. Xifré Pérez, T. Trifonov, J. Pallarès and L.F. Marsal, Phys. Stat. Sol. (c) **2**, 3466 (2005).

- [94] D. Stroud, Phys. Rev. B 12, 3368 (1975).
- [95] W. R. Tinga, W. A. G. Voss, D. F. Blossey, J. Appl. Phys. 44, 3897 (1973).
- [96] L. Pavesi and V. Mulloni, J. Lumine., 80, 43 (1999).
- [97] L. Canham, IEE INSPEC, The institution of Electrical Engineers, London, 1997.
- [98] W. Theiss, Surf. Sci. Rep. 29, 97 (1997).
- [99] H. F. Arrand, *Optical Waveguides and Components Based on Porous Silicon*, University of Nottingham, UK, 1997.
- [100] A. E. Pap, K. Kordás, J. Vähäkangas, A. Uusimäk, S. Leppävuori, L. Pilon and S. Szatmári, Optical Materials, 28, 506513 (2006).
- [101] M. Khardani, M. Bouaïcha and B. Bessais, Phys. Stat. Sol. (c) 4, 6 (2007).
- [102] Claudia Pacholski. Sensors **13**, 4694-4713 (2013).