

# Metamateriales para elementos radiantes en comunicaciones inalámbricas

*Autor:* Ortuño Molinero, Rubén

*Director:* Martínez Abietar, Alejandro José

*Resumen* — En este trabajo mostramos mediante un análisis numérico como un cristal fotónico puede mimetizar el comportamiento de un metamaterial con un índice de refracción negativo igual a  $-1$ . Una resolución sublongitud de onda se observa en la imagen no solo para campo cercano sino también para campo lejano. La excitación de estados de superficie con simetría par puede explicar este comportamiento. También presentamos cálculos numéricos de la transmisión a través de arrays de agujeros en metal. Observamos que las frecuencias, para las cuales se consigue transmisión extraordinaria, concuerdan bastante con aquellas a las que se excita un plasmón de superficie. Por tanto, sugerimos que los plasmones de superficie juegan un papel importante en la transmisión extraordinaria.

*Abstract* — In this work, we show by a numerical analysis how a photonic crystal can mimic the behaviour of a metamaterial with a refractive index equal to  $-1$ . Subwavelength resolution is observed at the image not only in the near-field but also in the far-field. The excitation of surface states with even symmetry can explain this behaviour. In addition, we present numerical calculations for the transmission through metallic hole arrays. We observed that the frequencies, for which extraordinary transmission is achieved, are in good agreement with that at which surface plasmon are excited. Therefore, we suggest that the surface plasmons play an important role in the extraordinary transmission.

Autor: Ortuño Molinero, Rubén, email: ruormo@ntc.upv.es

Director: Martínez Abietar, Alejandro José, email: almarab@ntc.upv.es

Fecha de entrega: 03-12-07

**ÍNDICE**

<b>I. Introducción.</b> .....	<b>3</b>
<b>II. Cristales fotónicos.</b> .....	<b>8</b>
II.1. La ecuación maestra de los cristales fotónicos. ....	8
II.2. Modos Bloch. ....	10
II.3. Estructura de bandas. Zona irreducible de Brillouin. ....	11
II.4. Refracción negativa. ....	12
II.5. Estudio de la focalización y resolución sublongitud de un PhC 2D. ....	14
II.5.1. Descripción del sistema. ....	14
II.5.2. Resultados numéricos. ....	16
<b>III. Transmisión extraordinaria.</b> .....	<b>21</b>
III.1. Modelo de Drude. ....	22
III.2. Plasmones de superficie. Relación de dispersión. ....	23
III.3. Excitación de plasmones de superficie. ....	25
III.4. Resultados de simulación. ....	26
<b>IV. Conclusiones y trabajo futuro.</b> .....	<b>33</b>
<b>Agradecimientos</b> .....	<b>35</b>
<b>Referencias</b> .....	<b>35</b>
<b>Anexos</b> .....	<b>39</b>

## I. INTRODUCCIÓN.

La historia de los metamateriales se inició con la intuición de V.G. Veselago [1] al predecir que medios homogéneos con permitividad eléctrica y permeabilidad magnética simultáneamente negativas, también denominados medios zurdos, deberían refractar la luz en el sentido opuesto al convencional en materiales convencionales, lo que él denominó efecto de refracción negativa. Ante la imposibilidad de conseguir estas propiedades en materiales naturales, la refracción negativa y los medios zurdos permanecieron en el olvido durante 30 años hasta los trabajos de J.B. Pendry [2,3], quien mostró la factibilidad de realizar medios artificiales periódicos (metamateriales) cuya permitividad y permeabilidad dependiesen de la celda que se repetía más que de los materiales que componían el compuesto.

Los metamateriales son substancias que exhiben cualitativamente una respuesta electromagnética no vista hasta entonces en la naturaleza, ya que es posible diseñar de forma independiente su permitividad eléctrica y su permeabilidad magnética, por lo que se puede obtener un material con un índice de refracción y una impedancia de onda “a la carta”. De hecho, pueden ser diseñados para poseer un índice de refracción negativo, propiedad que no ocurre para ningún material natural.

Estas substancias se consiguen artificialmente mediante fabricación de estructuras periódicas metálicas, cuyo periodo es menor que la longitud de onda a la que opera el metamaterial. Esto debe ser así porque la física de su respuesta electromagnética se basa en su comportamiento macroscópico, definido por los valores efectivos de la permitividad  $\epsilon_{\text{eff}}$  y permeabilidad  $\mu_{\text{eff}}$ , calculados a partir de los ratios de los campos electromagnéticos, diferentes de la permitividad  $\epsilon$  y permeabilidad  $\mu$  de los materiales constituyentes. Por tanto, si la longitud de onda es mayor que las dimensiones de la estructura se comportará de una manera homogénea efectiva y la complejidad de la estructura interna a nivel microscópico se caracterizará solamente en los valores promediados, o efectivos,  $\epsilon_{\text{eff}}$  y  $\mu_{\text{eff}}$  macroscópicos.

Estas estructuras se pueden fabricar de una forma sencilla en el rango de microondas usando técnicas de microtecnología, donde las dimensiones características van desde unas pocas micras hasta unos cuantos centímetros. En cambio, en el rango óptico las estructuras deben tener dimensiones de micras, o incluso menores, por lo que se requiere de técnicas de fabricación de nanotecnología.

Antes de comentar las particularidades de estas substancias, recordemos algunas propiedades generales sobre ondas planas. En una onda plana los vectores de campo electromagnético  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  pueden ser descritos como:

$$\vec{E}, \vec{H} \approx \exp(i\vec{k}\vec{r} - \omega t) \quad (1)$$

donde  $\vec{k}$  es el número de onda. Las ecuaciones de Maxwell nos dicen que:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2)$$

y

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3)$$

donde  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  y  $\mu = \mu_0 \mu_r$ . Substituyendo (1) en (2) y (3) obtenemos:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \frac{\omega}{c} \mu \vec{H} \quad (4)$$

y

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \varepsilon \vec{E} \quad (5)$$

De (4) y (5) se desprende que el conjunto de vectores  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  forman una tripla diestra. En el caso usual en que  $\varepsilon$  y  $\mu$  son positivos,  $\vec{k}$  es paralelo a la dirección de propagación de la energía, descrita por el vector de Poynting:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (6)$$

Finalmente se define el índice de refracción como:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (7)$$

Como se ha mencionado anteriormente, la primera vez que apareció la idea de tener un medio con índice de refracción negativo fue en 1967 en un artículo de V.G. Veselago [1]. En él, el autor especula sobre la electrodinámica que presentarían materiales cuya permitividad  $\varepsilon$  y permeabilidad  $\mu$  fueran simultáneamente negativas. Este tipo de medios han sido llamados de diversa forma en la literatura: medios de índice negativo, medios de refracción negativa, medios doblemente negativos, medios con velocidad de fase negativa y medios zurdos.

Como consecuencia de (4) y (5) la dirección de  $\vec{k}$  gira y el conjunto de vectores  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  forman ahora una tripla zurda. Esto significa que la dirección de la velocidad de fase es opuesta a la dirección de la propagación de la energía, por tanto, opuesta a la velocidad de grupo. En otras palabras, en el metamaterial la fase evoluciona en el sentido opuesto a la propagación de la energía.

Todo fenómeno relacionado con la fase de la onda será lo opuesto a lo observado en medios homogéneos convencionales (diestros). Por ejemplo, el efecto Doppler en un metamaterial zurdo experimentará un descenso de frecuencia en condiciones de aproximación y un aumento cuando la fuente y el receptor se alejen. Similarmente, para el caso de radiación Cherenkov, el ángulo de emisión será cóncavo. Pero, quizá, el efecto más importante es el sufrido por el índice de refracción, parámetro importante cuando la propagación es descrita con óptica geométrica. El índice de refracción también se relaciona con la fase por lo que se verá afectado por los valores de la permitividad y permeabilidad escogidos, en el caso de los metamateriales zurdos el valor de la raíz cuadrada en (7) deberá tomarse con signo negativo [1], como se puede observar en la Fig. 1.

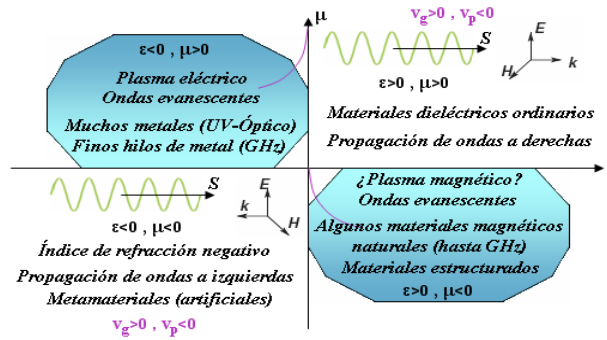


Fig. 1. Clasificación de la materia en función de sus parámetros constitutivos.

Substituyendo el índice de refracción negativo en la ley de Snell resulta en un rayo refractado hacia ángulos negativos, es decir, hacia el mismo lado de la normal que el rayo incidente. Una consecuencia de este hecho es que un bloque rectangular de un metamaterial de índice de refracción negativo producirá la focalización de la radiación incidente procedente de una fuente puntual dos veces: un foco en su interior y otro foco formado por los rayos salientes de él. Dicha focalización será más perfecta cuanto mayor adaptación de impedancias haya entre los medios [4]. En la Fig. 2 se muestra la refracción de los rayos y la capacidad de focalización de una fuente puntual de un metamaterial zurdo.

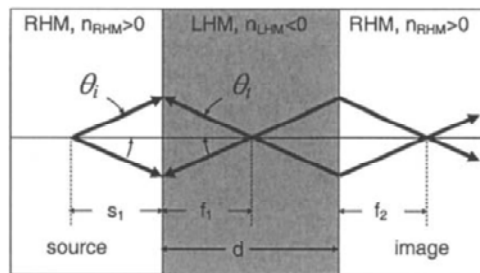


Fig. 2. Propagación de los rayos a través de un metamaterial de grosor  $d$ . RHM (LHM) es un medio diestro (zurdo),  $n > 0$  ( $n < 0$ ). La radiación proveniente de una fuente puntual incide sobre un LHM provocando su focalización dentro y fuera del LHM.

La propiedad de los metamateriales zurdos de poseer un índice de refracción negativo permite conseguir interesantes aplicaciones: pueden ser usados como antenas, superlentes planas útiles en sistemas de imagen de alta resolución y en la micro y nanofabricación, moduladores, filtros, acopladores, etc. Recientemente también se han propuesto diseños pensados para realizar enmascaramiento de objetos o “*cloaking*”.

Estas propiedades, sin embargo, no son únicas para los metamateriales, con los cristales fotónicos (PhC) también es posible conseguir un índice de refracción negativo. De hecho, los dos tienen ciertas similitudes ya que ambos están formados por estructuras periódicas. Sin embargo, los PhC están formados, generalmente, sólo por estructuras dieléctricas, por lo que no presentan pérdidas significativas, y sus propiedades son resultado de múltiples reflexiones de Bragg en el interior de la estructura. Su diseño mimetiza, a una mayor escala, al de los cristales de

semiconductor donde las bandas de energía electrónica permitida o prohibida son determinadas por la periódica función potencial. En este sentido, los PhC permiten el control de la propagación de fotones en la misma forma que los semiconductores permiten el control de los electrones [5]. Así, los PhC pueden ser transparentes o reflectantes según la longitud de onda de la radiación incidente. He ahí que los PhC, al igual que los metamateriales, muestran propiedades macroscópicas que son cualitativamente diferentes a las de sus materiales constituyentes.

La principal diferencia entre los PhC y los metamateriales radica que en los primeros, aunque puedan mostrar un comportamiento homogéneo con un índice de refracción negativo, la propagación de las ondas electromagnéticas por su interior no sigue un comportamiento zurdo, de hecho, los vectores  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  siguen formando una tripla diestra en el interior del PhC. Es la fuerte interferencia que se produce en la propagación de la onda la que permite conseguir nuevas relaciones de dispersión, incluidas aquellas en las que la frecuencia se dispersa negativamente con el vector de onda, requerimiento en la refracción negativa. Esto provoca que se puedan obtener fenómenos tan interesantes como la focalización y, por tanto, conseguir un comportamiento homogéneo similar al de los metamateriales en cuanto al índice de refracción [6,7].

El reciente campo de investigación sobre metamateriales y por extensión el de nanoestructuras metálicas que soportan oscilaciones colectivas de los electrones basadas en plasmones de superficie (SPP, surface plasmon polariton), referenciadas también como nanoestructuras plasmónicas,<sup>1</sup> están siendo de gran interés para la comunidad científica, como lo demuestra la Fig. 3, debido a su habilidad para guiar y manipular la luz a escalas nanométricas mostrando efectos y fenómenos sorprendentes, como transmisión extraordinaria a través de aperturas sublongitud de onda, gran concentración de campo, SPP nano guiados y resolución óptica por debajo del límite de difracción. Todo esto les hace bastante interesantes desde un punto de vista práctico por lo que son empleados como enrutadores, biosensores, procesos litográficos, filtros, etc.

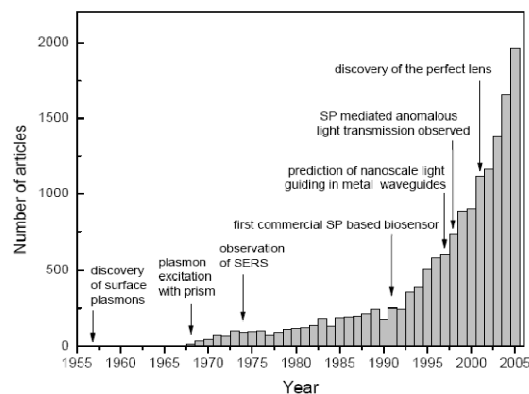


Fig. 3. Número anual de artículos que contienen las palabras “surface plasmons” en el título o el abstract.

<sup>1</sup> A frecuencias ópticas, los metales que forman los metamateriales presentan propagación de SPPs, por lo que hay una relación directa entre nanoestructuras plasmónicas y metamateriales fotónicos (para longitudes de onda entre el infrarrojo y el ultravioleta).

Es evidente que con estas investigaciones estamos en vísperas de una nueva revolución que puede tener su impacto en diversos campos de la ciencia y la tecnología, incluyendo la fotónica, computación, Internet, biología, medicina, ciencia de los materiales, física, química y fotovoltaica.

En el capítulo II se comentan las propiedades fundamentales de los PhC y se presenta la investigación realizada con un PhC bidimensional formado por una retícula hexagonal de cilindros de aire realizados sobre un substrato con  $\epsilon=12.96$ . Simulaciones demuestran que dicho PhC, comportándose como un medio homogéneo con índice de refracción negativo, permite reconstruir una fuente puntual con una resolución que supera el límite de difracción. En el capítulo III se verán resultados de simulaciones de estructuras que presentan transmisión extraordinaria, las cuales se quieren emplear para el diseño de filtros y/o biosensores. También en este capítulo se mencionarán los fundamentos físicos que dan lugar a este excepcional comportamiento. Finalmente se verán las conclusiones y las líneas futuras de investigación.

## II. CRISTALES FOTÓNICOS.

Antes de ver los resultados obtenidos con el PhC antes comentado, explicaremos qué son y para qué sirven y describiremos la propagación en los PhC.

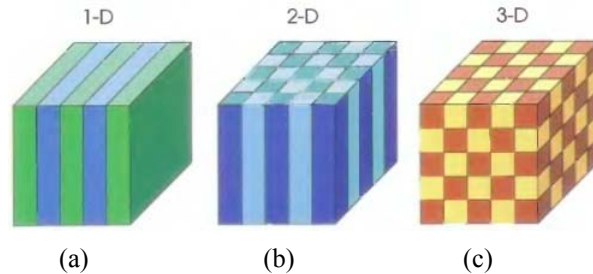


Fig. 4. Ejemplos de PhC (a) uni-, (b) bi- y (c) tridimensionales. Los diferentes colores representan materiales con diferente constante dieléctrica.

Los cristales fotónicos son estructuras dieléctricas periódicas que pueden ser diseñadas para controlar y manipular la propagación de la luz. En la Fig. 4 se muestran ejemplos de PhC según su periodicidad espacial. La manera más sencilla de comprender el comportamiento de la luz en un PhC es compararlo con el movimiento de los electrones y los huecos en un cristal de semiconductor. Un cristal es una disposición periódica de átomos o moléculas por lo cual, presenta un potencial periódico para los electrones que se mueven en su interior conforme interactúan con los núcleos atómicos, vía fuerzas de Coulomb, dictando las propiedades de conducción del cristal. En particular, esta interacción provoca la formación de estados energéticos permitidos o prohibidos en la estructura de bandas de energía del cristal, no pudiéndose encontrar electrones, para el caso de un cristal perfecto, en el rango prohibido de energía o *band gap*. Es decir, los electrones en ese caso, debido a difracción tipo Bragg en los átomos, no podrían propagarse con dichos valores de energía en ciertas direcciones.

La analogía óptica son los PhC, en los cuales el potencial periódico viene determinado por la periodicidad macroscópica del medio dieléctrico en vez de los átomos. Por lo que las mismas propiedades que aparecen para los electrones se consiguen para los fotones. Los tres fenómenos más importantes que muestra un PhC son: *band gap* fotónico, modos localizados y estados de superficie. En particular, podemos diseñar y construir PhC con *band gaps* fotónicos, para evitar la propagación de la luz en ciertas direcciones a determinadas energías. Habría que comentar también que los PhC no sólo mimetizan dicho comportamiento a frecuencias ópticas, si no que son escalables y aplicables para el rango espectral que uno desee.

### II.1. LA ECUACIÓN MAESTRA DE LOS CRISTALES FOTÓNICOS.

Todo fenómeno electromagnético a nivel macroscópico, incluida la propagación de la luz en un PhC, está gobernado por las cuatro ecuaciones de Maxwell macroscópicas [8]:



$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho \quad \nabla \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (9)$$

Donde respectivamente  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  son los campos eléctrico y magnético macroscópicos,  $\vec{D}$  y  $\vec{B}$  son los campos de desplazamiento eléctrico y de inducción magnética, y  $\rho$  y  $\vec{J}$  son las cargas libres y las corrientes. Para el caso que nos ocupa, al tratarse de medios dieléctricos, no existen cargas libres ni corrientes por lo que  $\rho = \vec{J} = 0$ . Además, si asumimos que estamos en un régimen lineal, que el material es isotrópico e ignoramos la dispersión y las pérdidas del medio tenemos que  $\vec{D}(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r})$ . Una relación similar podríamos obtener para  $\vec{B}$  y  $\vec{H}$ , sin embargo, la permeabilidad magnética en medios dieléctricos es muy cercana a uno por lo que  $\vec{B} = \vec{H}$ . Con esto reescribimos las ecuaciones de Maxwell (8) y (9) de la siguiente forma, considerando variación temporal armónica para los campos:

$$\nabla \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad \nabla \times \vec{E}(\mathbf{r}) + \frac{i\omega}{c} \vec{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \epsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad \nabla \times \vec{H}(\mathbf{r}) - \frac{i\omega}{c} \epsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (11)$$

Si desacoplamos las ecuaciones anteriores llegamos a la ecuación maestra:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \vec{H}(\mathbf{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\mathbf{r}) \quad (12)$$

La ecuación (12) junto con la ecuación de la divergencia del campo magnético en (10), determinan completamente  $\vec{H}(\mathbf{r})$ . Como se desprende de (12), para conocer la propagación a través del PhC basta con resolver un problema de valores propios. Donde el operador es  $\Theta \cdot \triangleq \nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \cdot \right)$ , los vectores propios son las distribuciones de campo  $\vec{H}(\mathbf{r})$  de los modos armónicos y los valores propios  $(\omega/c)^2$ .

Como se puede demostrar el operador  $\Theta$  es hermítico lo que le confiere ciertas propiedades: los valores propios son reales; los modos de diferente frecuencia son ortogonales (en caso de ser degenerados no tienen porque ser ortogonales) y los modos se pueden obtener mediante el principio variacional, el cual dice que el desplazamiento eléctrico tiende a concentrarse en regiones de mayor constante dieléctrica mientras permanece ortogonal a los modos de menor frecuencia. En concreto, el modo de menor frecuencia  $\vec{H}_0$  minimizará el funcional de energía, definido de la siguiente manera:

$$E_f(\vec{H}) = \frac{1}{2} \frac{(\vec{H}, \Theta \vec{H})}{(\vec{H}, \vec{H})} \quad (13)$$

El siguiente modo también minimizará dicho funcional en el subespacio ortogonal a  $\vec{H}_0$ , y así sucesivamente para los modos superiores [8].

## II.2. MODOS BLOCH.

En este apartado se demostrará que las soluciones a la ecuación maestra de propagación (12) en los PhC toman la forma de modos Bloch. Para ello, definimos el conjunto de operadores de traslación  $T$  de la siguiente forma [9]:

$$T[\vec{H}(r)] = \vec{H}(r + \sum_{i=1}^N n_i \vec{a}_i) \quad (14)$$

Donde  $N \in \{1,2,3\}$  es el número de direcciones en los que el PhC es periódico y los  $\vec{a}_i$  son los vectores que describen la celda elemental del PhC. El sistema de vectores que generan no tiene porque ser ortogonal ni normado. Los  $n_i$  son enteros.

Debido a que los operadores  $\Theta$  y  $T$  conmutan [9] se trata de encontrar un conjunto común de vectores propios para ambos operadores. Un vector propio de  $T$  satisface la siguiente ecuación:

$$T[\vec{u}] = \alpha \vec{u} \quad (15)$$

Debido a que los campos deben pertenecer al subespacio de funciones de cuadrado integrable<sup>2</sup> debemos restringirnos a considerar vectores propios de  $\Theta$  que satisfagan (15) con valores propios tal que  $|\alpha| = 1$ , por lo que  $\alpha = \exp(i\varphi)$  donde  $\varphi$  es real.

Además, como cualquier traslación  $T$  puede ser descompuesta en  $N$  traslaciones  $T_i$  correspondientes a las direcciones de los vectores  $\vec{a}_i$  podemos escribir  $\varphi = \sum_{i=1}^N n_i \varphi_i$ , donde los  $\varphi_i$  son los desfases de  $\vec{u}$  al trasladarse en la dirección de  $\vec{a}_i$ . Si introducimos un vector  $\vec{k}$  tal que  $\forall i \vec{k} \cdot \vec{a}_i = \varphi_i$  con  $-\pi < \vec{k} \cdot \vec{a}_i < +\pi$ , podemos reescribir el valor propio como sigue:

$$\alpha = \exp(i\vec{k} \cdot \sum_{i=1}^N n_i \vec{a}_i) \quad (16)$$

Definamos ahora la función

$$\vec{v} = \vec{u} \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (17)$$

la cual presenta la misma periodicidad que el PhC al permanecer invariante tras aplicarle el operador  $T$ . Esta ecuación nos permitirá expresar  $\vec{u}$  como una serie de funciones pseudo-periódicas. Pero antes, definamos primero el espacio recíproco formado por los vectores  $\vec{G}_j$  definidos de la siguiente forma:

$$\vec{a}_i \cdot \vec{G}_j = 2\pi\delta_{ij}, \forall i, j \in [1, N] \quad (18)$$

donde  $\delta$  es la delta de Kronecker. Al ser  $\vec{v}$  una función periódica se puede desarrollar como una serie de Fourier [9]:

$$\vec{v} = \sum_{\mathbf{G} \in \mathbf{G}} V(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \vec{r}) \quad (19)$$

<sup>2</sup> Para que los campos constituyan una solución físicamente aceptable de la ecuaciones de Maxwell, deben tener una energía electromagnética acotada, lo que, por tanto, supone que deben ser funciones de cuadrado integrable.

Donde  $\mathbf{G}$  es una combinación lineal del conjunto de vectores del espacio recíproco  $G$ . Por tanto, de (17) tenemos que:

$$\vec{u} = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \sum_{\mathbf{G} \in G} V(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \vec{r}) \quad (20)$$

La ecuación (20) muestra que el vector propio de los operadores  $\Theta$  y  $T$  se caracterizan por un vector de onda  $\vec{k}$  y puede ser expresado como el producto de una onda plana,  $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ , y una serie de Fourier. Este vector propio es lo que se conoce como un modo Bloch.

### II.3. ESTRUCTURA DE BANDAS. ZONA IRREDUCIBLE DE BRILLOUIN.

La estructura de bandas permite conocer las características de dispersión  $\omega(\vec{k})$  del PhC la cual puede ser calculada con el método de ondas planas o con el método KKR (Korringa-Kohn-Rostocker). En principio, deberían considerarse todas las posibles direcciones dentro del PhC, sin embargo, debido a las simetrías existentes en el PhC podemos calcular la estructura de bandas para un conjunto restringido de vectores de onda  $\vec{k}$  contenidos en una zona limitada del espacio recíproco conocida como la zona irreducible de Brillouin.

La primera zona de Brillouin se define como la región del espacio recíproco formada por los puntos que están más cerca del origen que de cualquier otro vértice de la red recíproca. Por definición, todos los valores de  $\vec{k}$  que se encuentran fuera de esta zona se pueden obtener mediante traslación de los vectores  $\mathbf{G} \in G$ , siendo por tanto redundantes. En otras palabras, basta con considerar los  $\vec{k}$  que se encuentran dentro de la primera zona de Brillouin para representar el conjunto completo de curvas de dispersión del PhC. Es más, el rango considerado de  $\vec{k}$  puede reducirse aún más si consideramos las simetrías del cristal, obteniendo la zona irreducible de Brillouin. Además, en lo que al cálculo del diagrama de bandas se refiere es suficiente con tomar valores de  $\vec{k}$  a lo largo de los bordes que definen la zona irreducible de Brillouin, ignorando la zona interior; ya que si bien esta simplificación no se basa en ningún análisis matemático riguroso, puede ser justificado intuitivamente basándonos en la simetrías de la estructura, de la cual se deduce que dichos bordes representan ejes de simetría para  $\omega(\vec{k})$  [9]. Todo esto se puede observar en los ejemplos de la Fig. 5.

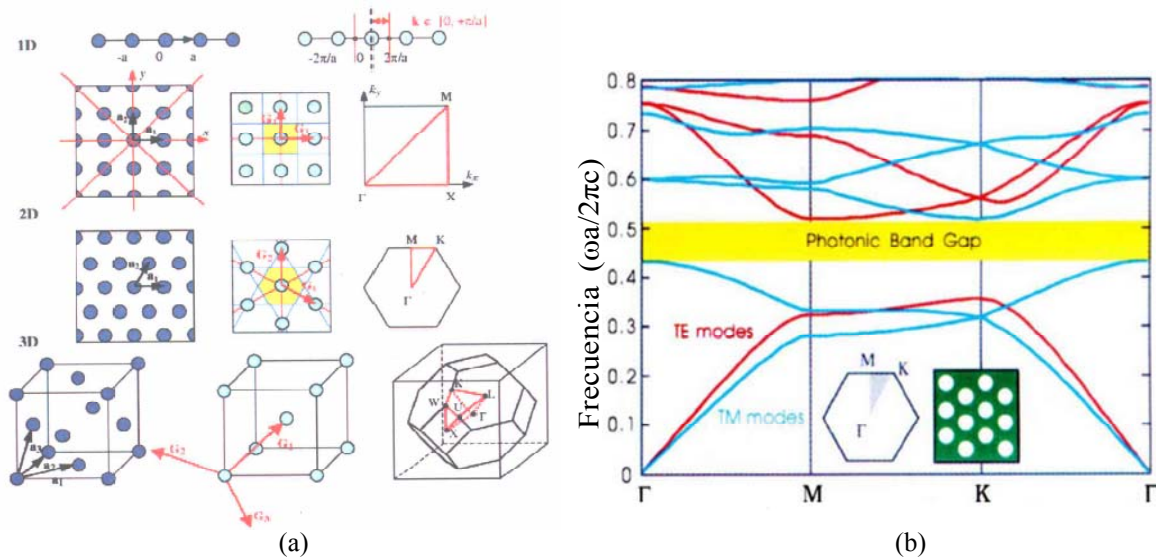


Fig. 5. (a) PhC 1D, 2D y 3D (izqda.) con sus correspondientes primera zona de Brillouin (centro) y zona irreducible de Brillouin (dcha.). (b) Ejemplo de diagrama de bandas de un PhC 2D calculado solo en la frontera que define la zona irreducible de Brillouin.

#### II.4. REFRACCIÓN NEGATIVA.

Antes de comentar los resultados obtenidos con el PhC empleado, quiero explicar cómo es posible conseguir una refracción negativa en un PhC. Efecto necesario para conseguir focalización de una fuente puntual con un PhC.

En la refracción en la interfaz entre un medio homogéneo y un PhC, tanto la velocidad de grupo  $\vec{v}_g$  como el índice de refracción de fase  $n_f$  están involucrados. Estas magnitudes tienen la siguiente expresión [10]:

$$|n_f| = \frac{c}{|\vec{v}_f|} = \frac{c|\vec{k}|}{\omega} \quad \vec{v}_g = \nabla_{\vec{k}}\omega(\vec{k}) \quad (21)$$

que se deducen del diagrama de dispersión, donde aparece la relación  $\omega(\vec{k})$  en las diferentes direcciones de propagación del cristal. La velocidad de grupo se define, por tanto, por la normal a la superficie isofrecuencial (EFS) en  $\omega(\vec{k}) = \omega_0$  en el punto  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ .

Los índices de refracción intervienen en la forma en que las componentes del vector de onda paralelas a la interfaz deben conservarse en los dos medios, como matemáticamente se expresa en la ley de Snell; mientras, la velocidad de grupo determina la subsiguiente propagación del rayo transmitido por el PhC y por tanto de la energía electromagnética.

Esto se puede observar de forma gráfica con la representación de la EFS a la frecuencia de trabajo  $\omega_0$ , un ejemplo lo podemos ver en la Fig. 6. La línea vertical que pasa por el extremo del vector de onda incidente corresponde con la componente  $k_x$ , que será la que se deba conservar en este caso. Cada una de las intersecciones de esta línea con la EFS del PhC define el extremo del vector de onda de un modo Bloch del campo transmitido en el PhC. La periodicidad del PhC implica que son posibles múltiples intersecciones al repetirse las EFS en el espacio recíproco. Sin

embargo, atendiendo al principio de causalidad, debemos considerar tan sólo aquellas ondas cuyo vector de velocidad de grupo se dirija hacia el interior del PhC.

En el caso en que, además, la velocidad de grupo apunte hacia el interior de la EFS, el PhC mimetizará el comportamiento de un material que tuviera un índice de refracción negativo [11] ( $\vec{v}_g \cdot \vec{k}_{in||} < 0$  y  $\vec{v}_g \cdot \vec{k}_{in} > 0$ , donde  $\vec{k}_{in||}$  son las componentes del vector de onda incidente paralelas a la interfaz [12]), obteniéndose una refracción negativa en la interfaz del PhC para ondas procedentes de un medio diestro (como el espacio libre). Además, sería deseable poder considerar un índice de refracción efectivo para el PhC con independencia de la dirección de propagación de la onda en su interior y que permitiera considerar el PhC como un medio dieléctrico homogéneo isotrópico, simplificando así la descripción de la propagación por su interior. Esta condición se consigue en PhC 2D (3D) cuando la curva (superficie) isofrecuencial tiende hacia un círculo (esfera). El índice de refracción efectivo será negativo cuando la  $\vec{v}_g$  apunte hacia el interior de las curvas de dispersión [13]. Condición ésta necesaria para conseguir la focalización de una fuente puntual. Esto ocurre, para frecuencias cuyas EFS, centrada en el punto  $\Gamma$ , sean circulares con su radio disminuyendo al aumentar la frecuencia [14]. También se ha observado refracción negativa para frecuencias cuyas EFS está situada en el borde de la zona de Brillouin, por lo que la propagación no está permitida a lo largo de una de las direcciones principales de simetría (band gap parcial) [15]. Sin embargo, el PhC tan sólo se comportará como un medio de índice efectivo negativo como el propuesto por Veselago, para el primer caso. De hecho, en el caso expuesto en [15], donde la velocidad de fase es siempre positiva, no se forma ningún foco en el interior del PhC y la focalización sólo es posible en campo cercano en situaciones en que la fuente se sitúe cerca del PhC.

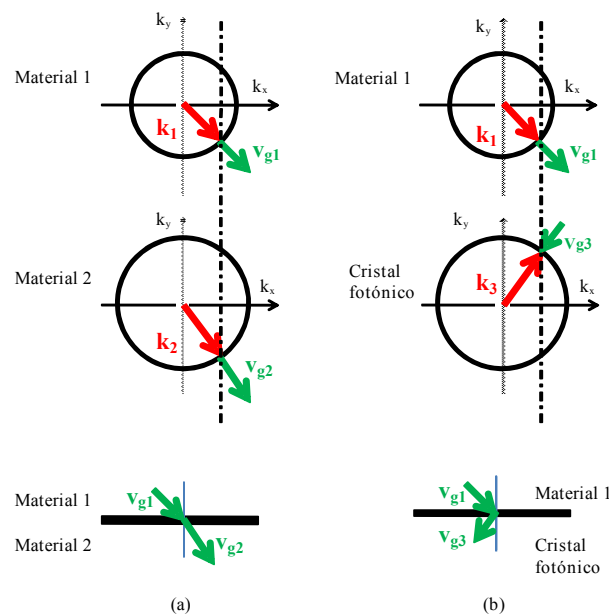


Fig. 6. Diagramas de EFS con los vectores de onda (rojo) y velocidades de grupo (verde) ilustrando la propagación para (a) caso convencional entre medios diestros y (b) caso para un PhC como medio zurdo.

## II.5. ESTUDIO DE LA FOCALIZACIÓN Y RESOLUCIÓN SUBLAMBDA DE UN PhC 2D.

En los apartados que siguen veremos los resultados obtenidos de simulaciones con el PhC 2D que empleamos. Como ya se ha comentado, un PhC 2D puede mimetizar el comportamiento de un medio isotrópico de índice negativo con valores negativos de  $\epsilon$  y  $\mu$  [11]. Se ha demostrado tanto teórica [16] como experimentalmente [17] que un bloque plano de tal PhC 2D puede emplearse como superlente con resolución sublambda incluso en campo lejano. De esta forma, el PhC empleado se diseñó para tener un índice de refracción efectivo igual a -1, a cierta frecuencia, para ser usado como una superlente plana.

Este fenómeno, como se verá, está altamente influenciado por el corte de la superficie de la lente [18], por lo que se varió el grosor del PhC y se estudiaron las propiedades de la imagen formada a la salida del PhC. La excitación, para ciertos cortes del PhC, de estados de superficie (SS) con simetría par a los que se acoplan las ondas evanescentes (EW) emitidas por una fuente puntual monocromática puede explicar la resolución sublambda al poderse recuperar, aunque sea parcialmente, estas EW en el plano imagen. Cuando el corte de la superficie provoca SS con simetría impar, la transmisión decrece y no se obtiene resolución sublambda. Además, mostraremos que los cortes en el PhC que provocan SS pares (impares) poseen baja (alta) reflectividad.

Lo que se ha estudiado es la influencia del grosor y de la terminación de la interfaz del PhC 2D con índice de refracción igual a -1 en la intensidad, posición y grosor de la imagen externa producida por una fuente puntual monocromática, discutiendo el efecto provocado por SS de simetría par e impar.

### II.5.1. DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA.

El PhC 2D que consideramos consiste en una retícula hexagonal formada por cilindros de aire de radio  $r = 0.4a$ , siendo  $a$  el periodo de la retícula, rodeada por un medio con  $\epsilon = 12.96$  [16]. Solo se consideraron modos TM (campo eléctrico paralelo a los cilindros). Del diagrama de bandas en la primera zona de Brillouin, Fig. 7, obtenido con BandSolve<sup>TM</sup> (el cual implementa el método de expansión en ondas planas, PWE), se observa que alrededor del punto  $\Gamma$  las EFS de la 2ª banda fotónica son círculos y su radio decrece con la frecuencia, por lo que el PhC 2D se comporta como un medio de índice efectivo negativo [11,14].

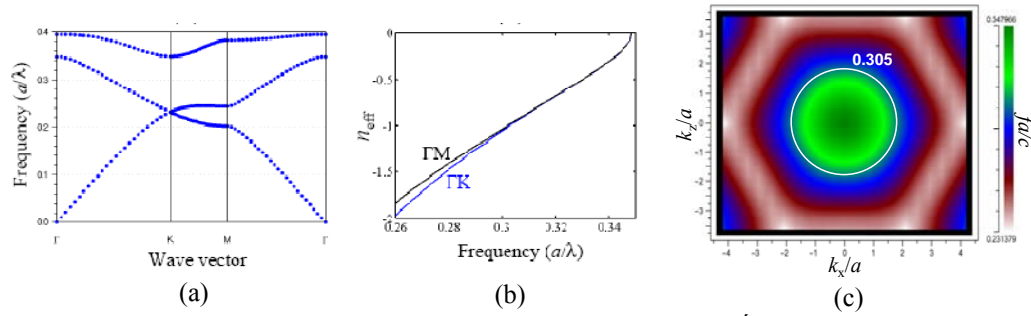


Fig. 7. (a) Estructura de bandas en la zona irreducible de Brillouin. (b) Índice de refracción efectivo y (c) EFS de la 2ª banda fotónica del PhC 2D. Polarización TM.

Obtuvimos un índice de refracción efectivo de valor -1 a la frecuencia normalizada  $fa/c = 0.305$ , siendo  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y  $f$  la frecuencia absoluta, ver Fig. 7(b). Así, en principio, si la orientación y la terminación de la interfaz del PhC de grosor  $L$  son convenientemente escogidas se debería producir una imagen a una distancia  $L-d$  si situáramos una fuente puntual con frecuencia normalizada 0.305 a una distancia  $d$  en el otro lado del PhC. La resolución sublambda en el plano imagen se puede conseguir si algunas de las EW producidas por la fuente son restauradas por alguno de los dos mecanismos siguientes: la excitación de SS o el acoplo de EW a modos guiados en zonas de Brillouin de orden superior [19]. Nos centraremos en el primer mecanismo, ya que el segundo siempre ocurre. Me gustaría mencionar que en el caso de los PhC, aunque se comporte como un medio de índice negativo para las ondas propagantes [20], para las EW el PhC se comporta como un medio convencional ( $\epsilon, \mu > 0$ ) [21].

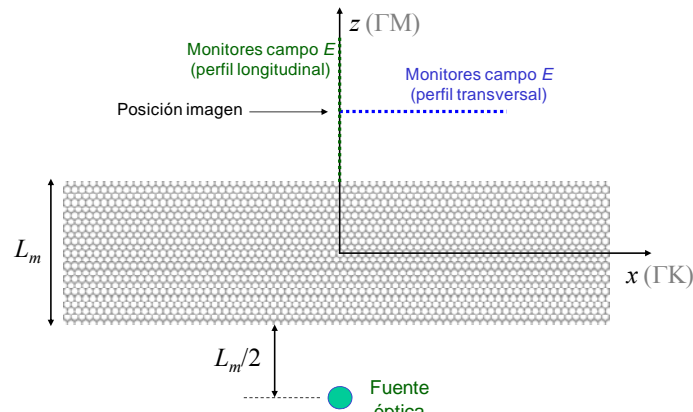


Fig. 8. Esquemático del sistema estudiado con simulaciones FDTD.

La interfaz del PhC se escogió a lo largo de la dirección  $\Gamma K$ , Fig. 8, por lo que se asegura un acoplo modal para las ondas que llegan desde el aire con los modos del PhC en la 2ª banda [22]. El grosor  $L_m$  del PhC, y por tanto del corte de la interfaz, se varió con  $m \in [0, 105]$  según (22), valores mayores de la variable no resultaban en imágenes bien definidas por ser el PhC demasiado delgado. Se tuvo en cuenta que el PhC fuera simétrico con respecto a la dirección longitudinal (eje 'z') para que las terminaciones a ambos lados del PhC fueran iguales. La dimensión en la dirección transversal (eje 'x') equivale a  $100a$ , para poder considerar el PhC infinito en esa dirección.

$$L_m = 12\sqrt{3}a - m\delta z, \quad \delta z = \sqrt{3}a/10 \quad (22)$$

Se situó una fuente puntual monocromática con el campo eléctrico perpendicular al plano 'xz' a una distancia  $z = -L_m$  en  $x = 0$  y midiendo el campo eléctrico en las direcciones longitudinal y transversal se calculó el tamaño de la imagen formada en el exterior del PhC cuando se había alcanzado el estado estacionario, ver Fig. 9. Para analizar las propiedades de la focalización se empleó en las simulaciones el software comercial Fullwave<sup>TM</sup> que implementa el método 2D de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD).

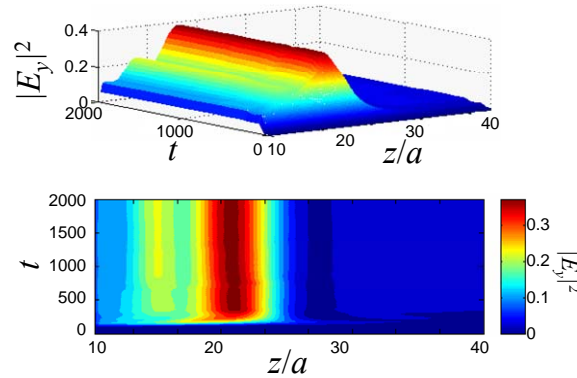


Fig. 9. Campo eléctrico medido en la dirección longitudinal. Para tiempos mayores a 400 (en unidades cT/a) se consigue un estado estacionario.

### II.5.2. RESULTADOS NUMÉRICOS.

Como se ha comentado, se midió el tamaño de la imagen tanto en la dirección longitudinal como en la transversal, así como su posición e intensidad, en función del grosor  $L_m$  del PhC. En la Fig. 10(a) se puede ver una comparativa de la posición de la imagen obtenida respecto a  $L_m$ , valor esperado según un análisis de teoría de rayos del sistema. El comportamiento oscilatorio que muestra la posición de la imagen alrededor de  $z = L_m$ , que es mayor cuando el PhC es delgado (valores de  $m$  grandes), puede ser explicado al considerar la existencia de un desplazamiento de los rayos refractados por un efecto Goos-Hänchen, el cual depende en gran medida en la terminación de la interfaz (valor de  $m$ ) y que puede ser bastante grande para PhC de índice negativo [14].

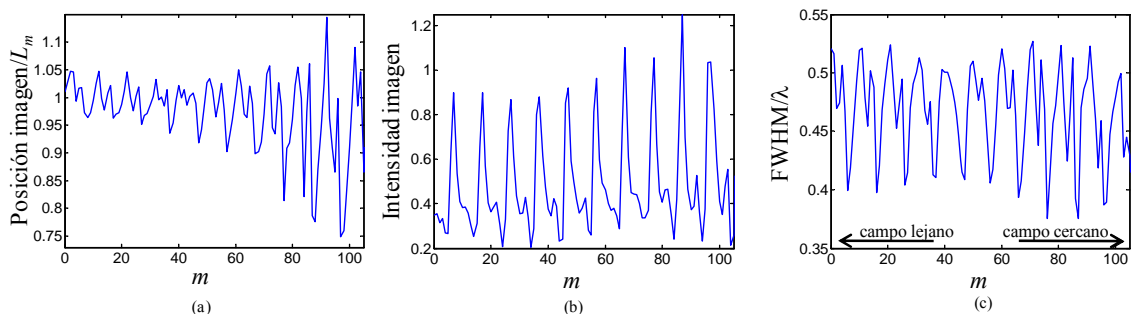


Fig. 10. Resultados obtenidos con FDTD de (a) posición de la imagen en el eje 'z', (b) intensidad de la imagen y (c) FWHM transversal en función de  $m$ .

La Fig. 10(b) muestra la intensidad de pico normalizada (u.a.) en el centro de la imagen en función de  $m$ . En la Fig. 10(c) aparece el ancho de la imagen a mitad de máximo (FWHM) en la



dirección transversal (eje 'x') en función de  $m$ . En todas las gráficas se observa un comportamiento oscilatorio en la respuesta del PhC. Esto es debido a que el corte de la interfaz es el mismo para los valores  $m+10l$ , con  $l$  entero. De las oscilaciones de la Fig. 10(b) se desprende que la intensidad máxima, cercana a la unidad, se consigue para valores de  $m = 7+10l$  y los mínimos de intensidad para  $m = 4+10l$ . Como veremos más adelante, hay una relación directa entre los máximos (mínimos) de intensidad y la excitación de SS pares (impares) en la interfaz del PhC. Las intensidades mayores que 1 se explican al considerar la restauración de las EW al acoplarse a los SS.

En cuanto a la FWHM vemos que se obtienen valores entorno a  $\lambda/2$ . Sin embargo, conseguimos resolución sublambda ( $FWHM < \lambda/2$ ) para ciertos cortes del PhC, tanto en campo lejano ( $L_m > \lambda$ ) como en campo cercano. La mejor resolución se obtiene para valores de  $m = 6$  y  $m = 7$ , concretamente para  $m = 76.4$ , a la cual la  $FWHM = 0.36\lambda$ . Para este caso se muestra en la Fig. 11 una toma del campo eléctrico obtenida en simulación con FDTD.

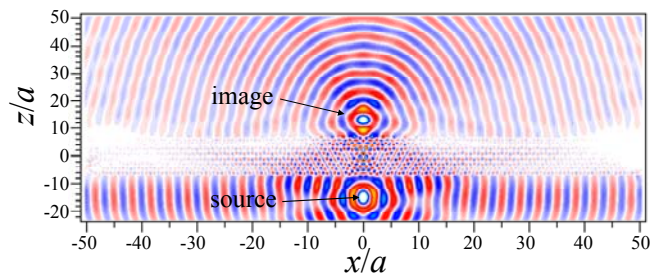


Fig. 11. Imagen del campo eléctrico obtenida con FDTD para  $m=76.4$ .

Para estudiar la influencia de los SS en la resolución de la imagen usamos el método PWE en la supercelda de la Fig. 12(b) para obtener la relación de dispersión del PhC con los vectores de onda transversales (dirección eje 'x') y las diferentes terminaciones del PhC obtenidas al variar  $m$  que se muestra en Fig. 12(a), donde por claridad, solo se han representado modos para valores enteros de  $m$ , pero el comportamiento de los SS para valores no enteros puede ser fácilmente interpretado de la figura.

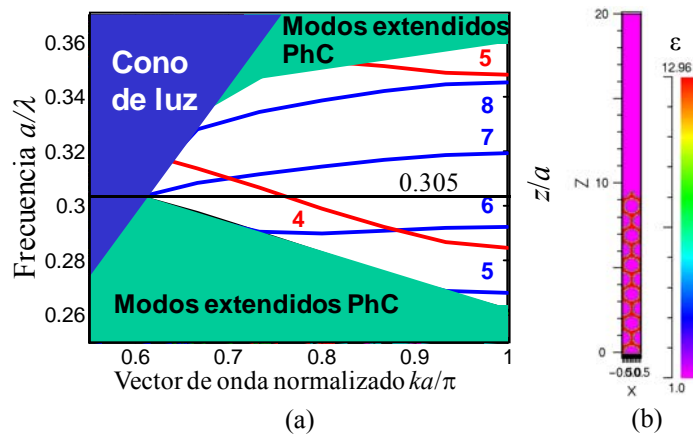


Fig. 12. Relación de dispersión del PhC 2D a lo largo del eje 'x' para diferentes valores de  $m$ . Azul, SS pares. Rojo, SS impares.

Para ciertos valores de  $m$ , existen SS en la interfaz del PhC puesto que modos discretos aparecen a frecuencias por debajo del cono de luz para las cuales no existen modos extendidos en el PhC. Si un SS está cercano a la frecuencia de trabajo, las EW se pueden acoplar a él pudiendo ser parcialmente restauradas en el plano imagen [23]. A la frecuencia de trabajo normalizada 0.305 se observan dos tipos de SS, ver Fig. 13, para valores de  $m = 4$  los SS tienen simetría impar respecto al eje 'z', mientras que para  $6 < m < 7$  los SS tiene simetría par.

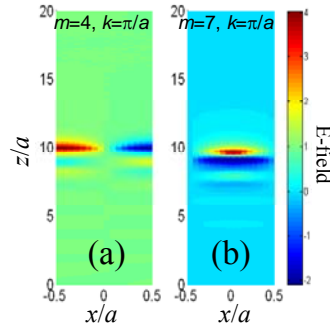


Fig. 13. Distribución de campo eléctrico ( $E_y$ ) para los SS con simetría (a) impar y (b) par.

Debido a este hecho, no se consigue resolución sublongitud de onda cuando la interfaz soporta SS con simetría impar, ver Fig. 14(b) para  $m_0 = 4$ ; en cambio, cuando hay SS con simetría par en la interfaz sí que se consigue no solo tal resolución, incluso en campo lejano, sino también una gran intensidad en la imagen, Fig. 14(b) con  $m_0 = 7$ . La explicación a esto reside en que la fuente tiene simetría par, lo cual se aplica tanto a las ondas propagantes como a las evanescentes. Por tanto, las EW solo se pueden acoplar, y posteriormente ser recuperadas en el plano imagen, a SS con simetría par. Es evidente, por tanto, que la simetría de los SS juega un papel fundamental en la consecución de imágenes con resolución sublongitud de onda, la cual se puede conseguir incluso en campo lejano si seleccionamos convenientemente la terminación de la interfaz del PhC.

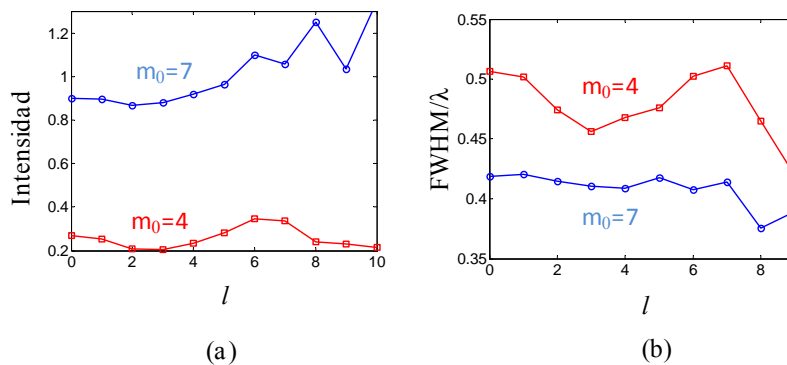


Fig. 14. (a) Intensidad y (b)  $\text{FWHM}/\lambda$  en función de  $l$ :  $m=m_0+10l$ . Para  $m_0 = 4(7)$  hay un SS impar (par) en la interfaz.

Para concluir los comentarios sobre la investigación realizada con nuestro PhC, nos fijaremos en la relación existente entre la intensidad de la imagen y los SS soportados en la interfaz del PhC. Si atendemos a los máximos (mínimos) de la intensidad veremos que ocurren a aquellas terminaciones del PhC que soportan SS pares (impares), ver Fig. 14(a). Para comprobar que el

máximo de intensidad en campo lejano esta principalmente originado por una baja reflectividad de las ondas propagantes para cierta terminación de la interfaz estudiamos la reflectividad en la interfaz del PhC para una onda plana de frecuencia normalizada de 0.305 incidiendo paralela al eje 'z' sobre el PhC.

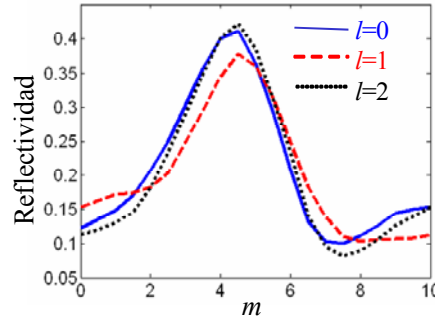


Fig. 15. Reflectividad para diferentes terminaciones del PhC.

En la Fig. 15 se muestran resultados obtenidos con FDTD para valores de  $m \in [0,30]$  para los intervalos en que  $l = 0, 1$  y  $2$ . La reflectividad obtenida para los cortes en que  $l = 0, m \in [0,10]$ , y  $l = 2, m \in [20,30]$ , es muy similar, exceptuando pequeñas desviaciones debidas a inexactitudes numéricas, debido a que el corte de la interfaz es idéntico. La reflectividad para  $l = 1$  muestra ciertas diferencias, puesto que este corte es equivalente a  $l = 0$  pero con un desplazamiento de la fuente de  $x = a/2$  en el eje 'x'. Esto se puede explicar si consideramos que el PhC no es exactamente un medio efectivo, sino un medio periódico, por lo que algunas diferencias pueden existir debido a esta equivalencia.

Sin embargo, para los valores de  $m$  que originan una reflectividad alta (baja) corresponden muy estrechamente con aquellos que provocan valores bajos (altos) de intensidad y altos (bajos) de FWHM. Por tanto, sí que parece que haya una relación entre los cortes de la interfaz de baja (alta) reflectividad con la existencia de SS con simetría par (impar). En otras palabras, aquella interfaz que soporte SS tiene efectos tanto en las EW (las cuales se acoplarán o no a los SS según su simetría) y las ondas propagantes (las cuales encontrarán un mayor o menor desacople de impedancias según la simetría del SS que pueda existir en la interfaz).

Como hemos comentado anteriormente el PhC presenta resolución sublongitud de onda para determinados cortes de la interfaz, determinados por el parámetro  $m$ . En concreto la mejor resolución la obtenemos para  $m=76.4$  (FWHM =  $0.36\lambda$ ). Cuando se tiene una resolución por debajo del límite de difracción se espera poder resolver objetos que estén distantes menos de  $\lambda/2$ .

Para comprobar el poder de resolución del PhC se midieron las distribuciones de intensidad en la dirección transversal del plano imagen cuando situamos dos fuentes puntuales ante el PhC a la misma distancia  $z = -L_m$  en  $x = -d/2$  y  $x = d/2$ , siendo  $d$  la distancia entre las fuentes. Esto se realizó para el caso en que  $m=77$  y  $m=74$ , valores para los que se excita un SS par e impar, respectivamente en la interfaz del PhC. La distancia entre las fuentes  $d$  se fue variando entre  $\lambda$  y  $0.1\lambda$  en incrementos de  $0.1\lambda$ . Los patrones de intensidad obtenidos se representan en la Fig. 16.

Como se ve de las figuras parece que el PhC no es capaz de resolver las fuentes cuando éstas distan menos de  $0.7\lambda$ . Esto choca con el comportamiento esperado ya que para  $m=77$  cabría esperar que el PhC presentara resolución sublambda. El comportamiento del PhC para  $m=74$  es, en este sentido, más esperado ya que no presenta resolución sublambda, sin embargo tampoco se resuelven objetos que están separados por encima del límite de difracción ( $d=\lambda/2$ ). Para poder explicar este comportamiento más profundamente, futuros análisis se realizarán con el PhC.

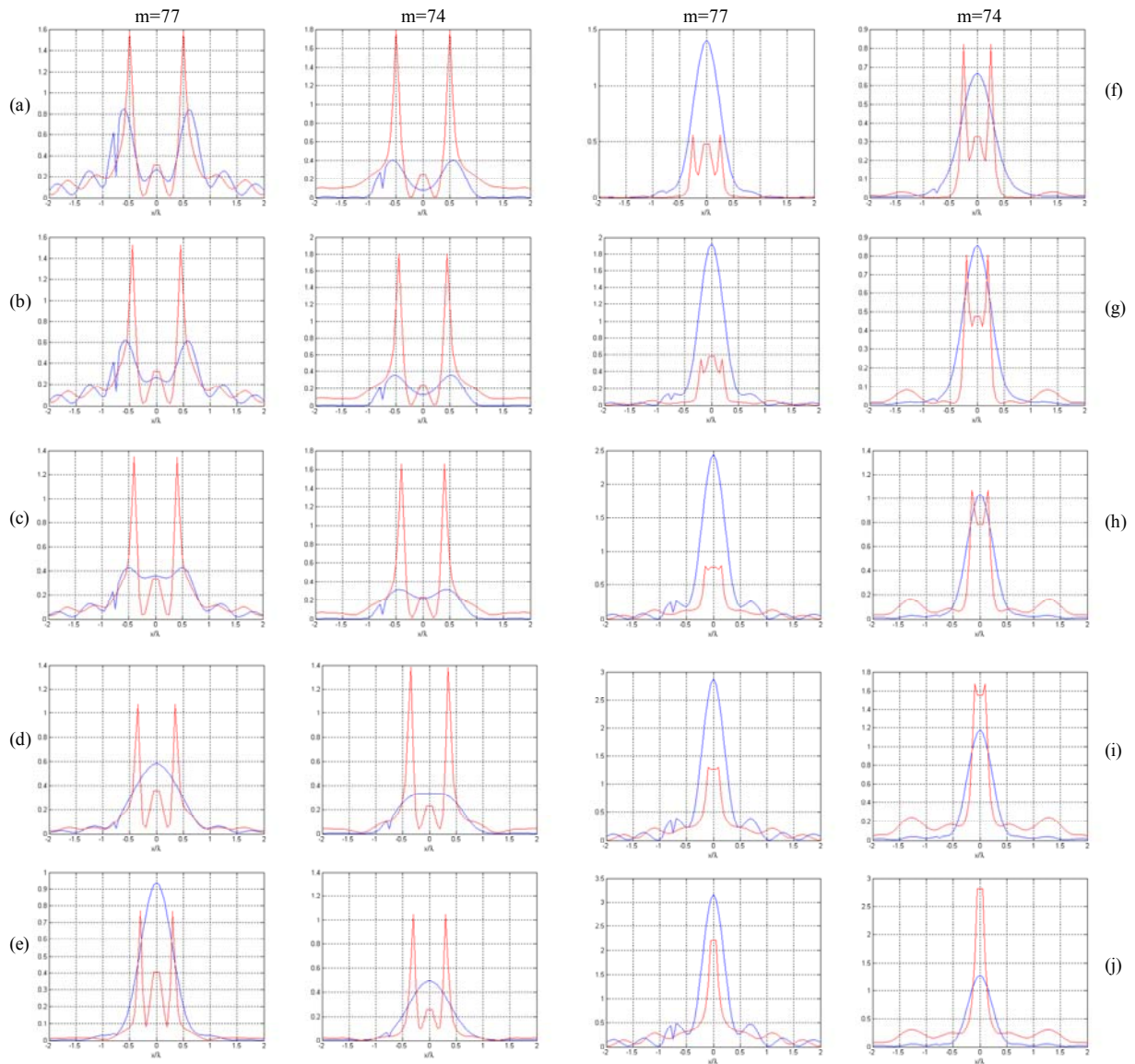


Fig. 16. Intensidad en la dirección transversal del plano imagen para distintos cortes del PhC ( $m=77, m=74$ ) para una distancia entre fuentes  $d=\lambda$  (a),  $d=0.9\lambda$  (b),  $d=0.8\lambda$  (c),  $d=0.7\lambda$  (d),  $d=0.6\lambda$  (e),  $d=0.5\lambda$  (f),  $d=0.4\lambda$  (g),  $d=0.3\lambda$  (h),  $d=0.2\lambda$  (i) y  $d=0.1\lambda$  (j). En rojo (azul) intensidad del plano objeto (imagen).

### III. TRANSMISIÓN EXTRAORDINARIA.

En este capítulo se exponen, en primer lugar, las diferentes teorías que intentan explicar la física de la transmisión extraordinaria. A continuación explicaremos en qué consiste el modelo de Drude, el cual nos sirve para modelar el comportamiento de los metales ante un campo electromagnético. También veremos las condiciones de contorno que existen en la interfaz entre un metal y un dieléctrico que da lugar a la existencia de un tipo de onda particular: los plasmones de superficie (SPP). Se verá cómo es posible acoplar una onda incidente a los SPP. Finalmente presentamos resultados de simulaciones llevadas a cabo para diseñar un filtro basado en estructuras plasmónicas.

Los primeros estudios de transmisión a través de aperturas más pequeñas que la longitud de onda fueron llevados a cabo por Lord Rayleigh en los últimos años del s.XIX. Fue Bethe quien finalmente desarrolló una expresión analítica exacta para pequeños agujeros situados en una plancha metálica infinita de conductividad infinita mostrando que la transmisión es proporcional a  $(r/\lambda)^4$ , con  $r$  el radio del agujero [24]. Posteriormente, Bouwkamp extendió el análisis realizado por Bethe incluyendo términos de orden superior en la expresión de la transmisión [25,26].

En 1998, un equipo investigador dirigido por Thomas Ebbesen descubrió un resultado experimental inesperado cuando trabajaban con planchas de plata perforadas periódicamente por agujeros [27]. Observaron un pico de transmisión en la región al corte del agujero que era casi 5 veces superior al esperado según la teoría clásica de Bethe. Este fenómeno fue llamado “Extraordinary Optical Transmission”, (EOT), puesto que el experimento se realizó a frecuencias ópticas.

Desde entonces muchos estudios tanto teóricos como experimentales se llevaron a cabo, a la vez que otras estructuras eran empleadas para observar este anómalo fenómeno. Por ejemplo, se estudió la transmisión a través de arrays de pequeñas rendijas sobre un plano metálico [28,29]. Las características observadas eran similares a las obtenidas en la EOT, aunque el comportamiento electromagnético de las rendijas y los agujeros sea diferente: las rendijas siempre soportan un modo de transmisión TEM que no tiene frecuencia de corte, mientras que los agujeros presentan frecuencia de corte. Otra línea de investigación interesante surgió al sustituir el array de rendijas por una única rendija situada en un plano corrugado [30]. Una fuerte directividad del haz y transmisión extraordinaria (ET) fueron los resultados conseguidos [31,32,33].

En un primer momento todos los resultados se obtuvieron en el rango óptico y fueron relacionados con el comportamiento de los metales en dicho rango. Los metales en este rango poseen electrones libres no vinculados a moléculas que pueden ser modelados como una nube de electrones o nube plasmónica. Los plasmas se caracterizan por tener una permitividad real negativa,  $\Re\{\epsilon\} < 0$ , y es bien sabido que la interfaz entre este tipo de medios y un dieléctrico soportan un tipo de onda característica: los plasmones de superficie [34].

Muchas teorías han aparecido tratando de explicar el fenómeno de la EOT. La primera de ellas, debidas al grupo formado por Ebbesen, da un papel fundamental a la existencia de SPP al origen de EOT. Otras, como en [28], tras estudiar la transmisión a través de rendijas explican la EOT en términos de modos Bloch y comenta que la difracción y los SPP son parte del mismo proceso de scattering. Una primera tentativa de la extensión del problema estudiado con rendijas en [28] al de arrays de agujeros se produce con el estudio teórico llevado a cabo por Vigoureux en [35] donde se argumenta que la difracción de segundo orden puede explicar razonablemente la EOT.

En el primer estudio teórico completamente tridimensional de la EOT en arrays de agujeros se concluye que la EOT es debida a un modo propagante que aparece en el array solo cuando se considera una constante dieléctrica del metal realista [36]. En cambio, en una publicación coetánea con la anterior realizada por Martín-Moreno et al. [37] se atribuye la EOT a un “*tunneling*” o acoplamiento entre los SPP formados a ambos lados del metal: la EOT se debe al acoplo resonante de la onda incidente con los SPP. El modelo presentado en [37] permitió extender el fenómeno de la EOT a rangos espectrales donde los SPP no pueden existir. En [38] se estudia la influencia del dieléctrico a ambos lados de la película perforada de metal, consiguiendo máxima transmisión cuando ambos dieléctricos son idénticos, atribuyendo dichos resultados también a los SPP.

Cao y Lalanne fueron los primeros en tomar ciertas precauciones del papel real de los SPP [39]. Ellos analizaron arrays de rendijas y descubrieron que los máximos de transmisión se debían principalmente a modos resonantes de guía onda y a difracción. Sin embargo, lo más sorprendente fue que la transmisión era prácticamente nula para aquellas frecuencias correspondientes a la excitación de SPP. Esto parecía implicar un papel negativo de los SPP en la transmisión. Esto llevó a Treacy, extendiendo sus ideas iniciales de [28] apoyado por los trabajos de [35] y [39], a publicar en [40] una explicación unificada del fenómeno de la transmisión extraordinaria empleando conceptos de difracción. Se argumentaba que los SPP no jugaban un papel independiente en la EOT, sino que son una componente intrínseca del campo difractado por la estructura. De todas formas, la ya comentada diferencia entre las rendijas (no tienen frecuencia de corte) y los agujeros es todavía de aplicación.

Como se puede comprobar hay diferentes teorías que tratan de explicar el fenómeno de la EOT. Sin embargo, aunque difieren en las aproximaciones todas incorporan implícitamente elementos unas de otras reproduciendo resultados similares. Es por tanto un campo abierto a la investigación, tanto teórica como experimental, para tratar de dilucidar el fenómeno tan sorprendente de la EOT.

### III.1. *MODELO DE DRUDE.*

La conductividad de un metal depende, de forma general, de la frecuencia. Dicha dependencia puede ser aproximada de una manera bastante satisfactoria empleando el modelo de Drude. En este modelo, el movimiento de un electrón en un metal sometido a un campo electromagnético es

debido a dos fuerzas opuestas: la fuerza de Lorentz  $\vec{F} = e\vec{E}$  asociada con el campo eléctrico en sí<sup>3</sup> y una fuerza de amortiguamiento  $-\vec{v}/\tau$  asociada con las colisiones entre los electrones y los átomos del metal,  $\tau$  se le conoce como el tiempo de relajación ( $\gamma = 1/\tau$  es la frecuencia de colisión). La ecuación del movimiento de los electrones tiene, por tanto, la siguiente forma:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} + m \frac{\vec{v}}{\tau} = -e\vec{E} \quad (23)$$

donde  $m$  y  $e$  son la masa y la carga del electrón respectivamente y  $\vec{v}$  la velocidad de los electrones. Si  $N$  representa la densidad de carga en el metal, la densidad de corriente instantánea se puede expresar como:

$$\vec{J} = -Ne\vec{v} \quad (24)$$

si asumimos un régimen armónico temporal  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$  podemos escribir (24), usando (23), como:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} = \frac{Ne^2}{m(1/\tau - i\omega)} \vec{E} \quad (25)$$

si recordamos la expresión de la permitividad de un metal:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon + i \frac{\sigma}{\omega} \quad (26)$$

la cual tienen en cuenta los efectos de los portadores libres de carga asociados al término de conductividad  $\sigma$  y las interacciones dipolares que involucran a los electrones ligados contenidos dentro del metal mediante el término  $\epsilon$ . Podemos obtener la permitividad del metal según el modelo de Drude, combinando (25) y (26) y considerando  $\epsilon = \epsilon_0$ , como:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_0 \left[ 1 - \frac{\omega_p^2(1-i/\tau\omega)}{(1/\tau^2 + \omega^2)} \right] \quad (27)$$

donde  $\omega_p^2 = Ne^2/m\epsilon_0$  representa la frecuencia de plasma del gas de electrones.

### III.2. PLASMONES DE SUPERFICIE. RELACIÓN DE DISPERSIÓN.

Los plasmones de superficie son un tipo de ondas que están confinadas en la interfaz entre un dieléctrico y un metal debidas a las fluctuaciones coherentes de las cargas del metal [41]. Esas fluctuaciones de carga están acompañadas por un campo electromagnético en las direcciones longitudinal y transversal a la interfaz, el cual se desvanece para longitudes lejanas a la interfaz,  $|z| \rightarrow \infty$ .

<sup>3</sup> La fuerza de Lorentz que actúa sobre el electrón es  $\vec{F} = e(\vec{E}' + \vec{v} \times \vec{B}')$ . Puesto que  $|\vec{B}'|$  es del orden de  $(1/c)|\vec{E}'|$  y asumimos que  $|\vec{v}| \ll c$ , el segundo término es despreciable respecto al primero. Además en un conductor el campo local  $\vec{E}'$  es igual al campo incidente  $\vec{E}$  al no considerar las interacciones entre moléculas.

En la Fig. 17(a) se representa el carácter combinado entre esas fluctuaciones de carga y el campo electromagnético. La onda ha de ser TM,  $\vec{H}$  paralelo a la interfaz, ya que la generación de las cargas superficiales requiere un campo eléctrico normal a la superficie. Este carácter combinado provoca una gran concentración en la superficie del metal de la componente de campo perpendicular a ella y un desvanecimiento exponencial con la distancia a la interfaz, ver Fig. 17(b). El campo en esa dirección es por tanto evanescente, lo que refleja la naturaleza ligada y no radiativa de los SPP a las fluctuaciones de carga, evitando la propagación de la energía no mucho más allá de la superficie metálica. En el medio dieléctrico, la distancia de propagación  $\delta_d$ , medida cuando el campo ha decaído a  $1/e$ , es del orden de la mitad de la longitud de onda del SPP, mientras que en el metal la distancia  $\delta_m$  viene determinada por la profundidad de penetración [42].

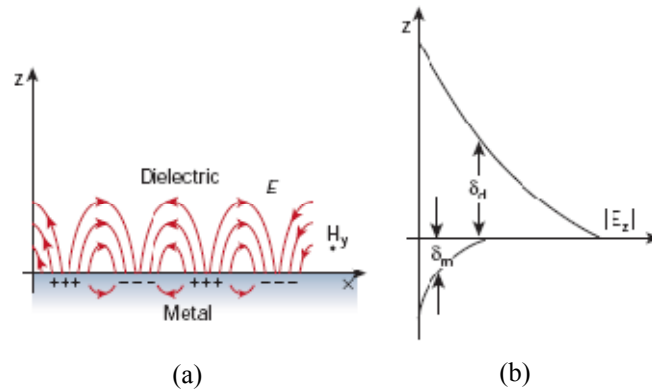


Fig. 17. (a) Fluctuaciones de carga y campo electromagnético de los SPP propagándose por el eje 'x'.  
(b) Muestra la dependencia exponencial del campo eléctrico  $|E_z|$ .

Si consideramos una onda TM, el campo electromagnético puede ser descrito por, [34]:

$$z > 0 \quad \vec{E}_d = (E_{xd}, 0, E_{zd}) \exp[i(k_{xd}x + k_{zd}z - \omega t)] \quad (28)$$

$$\vec{H}_d = (0, H_{yd}, 0) \exp[i(k_{xd}x + k_{zd}z - \omega t)]$$

$$z < 0 \quad \vec{E}_m = (E_{xm}, 0, E_{zm}) \exp[i(k_{xm}x - k_{zm}z - \omega t)]$$

$$\vec{H}_m = (0, H_{ym}, 0) \exp[i(k_{xm}x - k_{zm}z - \omega t)]$$

donde  $k_{xd}^2 + k_{zd}^2 = k_0^2$  y  $k_{xm}^2 + k_{zm}^2 = k_m^2 = \epsilon_m k_0^2$ .

Estos campos deben obedecer las ecuaciones de Maxwell (8) y (9), considerando nulas las corrientes y cargas libres,  $\rho = \vec{j} = 0$ , ya que se tienen en cuenta en el modelo de Drude de la permitividad del metal  $\epsilon_m$ , y las relaciones de continuidad en la interfaz ( $z=0$ ):

$$E_{xd} = E_{xm} \quad (29)$$

$$H_{yd} = H_{ym}$$

$$\epsilon_d E_{zd} = \epsilon_m E_{zm}$$

de (29) se obtiene  $k_{xd} = k_{xm} = k_x$ . De las ecuaciones de Maxwell, en particular para la componente 'x' del campo eléctrico tenemos:



$$k_{zm}H_{ym} = \frac{\omega}{c}\epsilon_m E_{xm} \quad (30)$$

$$k_{zd}H_{yd} = -\frac{\omega}{c}\epsilon_d E_{xd}$$

las ecuaciones (29) y (30) imponen que:

$$H_{ym} - H_{yd} = 0 \quad (31)$$

$$\frac{k_{zm}}{\epsilon_m} H_{ym} + \frac{k_{zd}}{\epsilon_d} H_{yd} = 0$$

lo que obliga, para tener solución, a que:

$$\frac{k_{zm}}{\epsilon_m} + \frac{k_{zd}}{\epsilon_d} = 0 \quad (32)$$

Siendo (32) la relación de dispersión del SPP en el sistema de la Fig. 17(a). Expresión que, considerando la relación entre los  $k_x$  y los  $k_z$  y tras cierta álgebra, se puede escribir como:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (33)$$

de (33) vemos que si  $|\epsilon_m| > \epsilon_d$  el SPP se propagará por el eje 'x' siendo evanescente en 'z' ( $k_x > \omega/c$ ,  $k_z$  imaginario). Por tanto, los campos tienen el máximo en la interfaz ( $z=0$ ) y decaen exponencialmente con la distancia, como es característico de las ondas de superficie.

### III.3. EXCITACIÓN DE PLAMONES DE SUPERFICIE.

En el apartado anterior se ha comentado que la componente  $k_x$  del vector de onda de los SPP es mayor que  $\omega/c$ , por tanto está a la derecha del cono de luz que separa los fotones del espacio libre de los evanescentes, ver Fig. 18. En otras palabras, el SPP tiene un mayor momento ( $\hbar k_{SPP}$ ) que el de un fotón en espacio libre ( $\hbar k_0$ ) a la misma pulsación  $\omega$ . Esto implica inmediatamente que el modo es evanescente y, por tanto, no puede ser excitado directamente por la radiación incidente.

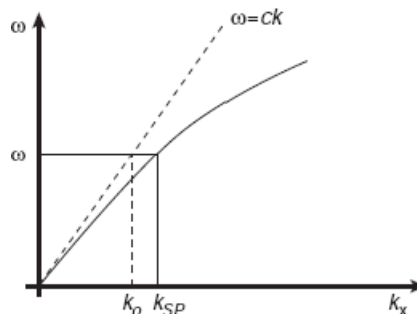


Fig. 18. Relación de dispersión, parte real, del SPP (línea continua) situado por debajo del cono de luz (línea discontinua).

Este desacople entre los momentos debe superarse para conseguir el acoplo de la radiación incidente al plasmón y así conseguir su excitación. Para ello, es necesario aportar un momento

adicional  $\mathbf{G}$  para ir desde la zona propagante del espectro donde el vector de onda  $k_{inc}$  se encuentra hasta la zona evanescente donde existe el SPP, ver Fig. 19. Esto se expresa con la condición resonante, [43]:

$$|k_{SPP}| = |k_x| = |k_{inc} + G| \quad (34)$$

Una manera de aportar el momento adicional  $\mathbf{G}$  necesario para el acoplo es usando un array periódico. De esta manera  $\mathbf{G}$  está relacionado con la periodicidad de la estructura, por ejemplo, para un array con retícula cuadrada:

$$\mathbf{G} = m \frac{2\pi}{d} \hat{x} + n \frac{2\pi}{d} \hat{y} \quad (35)$$

siendo  $d$  el periodo de la estructura.  $m$  y  $n$  son números enteros que definen los órdenes de difracción.

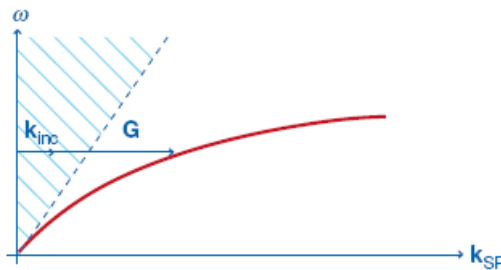


Fig.19. La línea discontinua es el cono de luz. La zona rayada de ondas propagantes no se solapa con la zona evanescente, por debajo del cono de luz, que contiene al SPP.  $k_{inc}$  es la componente del vector de onda incidente paralela a la interfaz y  $\mathbf{G}$  corresponde con el momento adicional para acoplar la onda incidente con el modo evanescente del SPP.

Solo cuando se cumple (34) es posible acoplar la radiación incidente al SPP. Cuando esto ocurre la onda electromagnética incidente es ‘atrapada’ momentáneamente en la interfaz (debido al SPP), dando lugar a los picos de transmisión. Por tanto, la transmisión extraordinaria es un fenómeno resonante que se consigue cuando se cumple (34), siendo  $\mathbf{G}$  el momento adicional correspondiente al tipo de periodicidad empleada. Generalmente, los tipos de retículas empleadas son cuadradas o triangulares, pero también se han estudiado otras formas en el array.

#### III.4. RESULTADOS DE SIMULACIÓN.

En esta sección presentaré los resultados de simulación obtenidos en el estudio de estructuras que presentan transmisión extraordinaria, fenómeno que ocurre para aquellas frecuencias en las que se excita un SPP. Es por eso que asociamos el fenómeno de la EOT con la excitación de SPP en la interfaz metal/dieléctrico.

La primera estructura se compone de una película metálica de cromo perforada siguiendo un patrón periódico de forma cuadrada por agujeros circulares. La placa está rodeada por dióxido de

silicio ( $\text{SiO}_2$ ) a ambos lados. El agujero también está relleno por  $\text{SiO}_2$ . El esquemático de la estructura se puede ver en la Fig. 20.

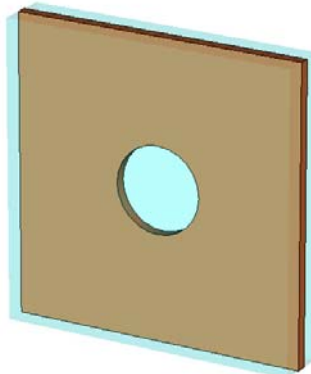


Fig. 20. Celda unidad simulada. En azul el  $\text{SiO}_2$  y en marrón la plancha de Cr.

La estructura se encuentra en el plano 'xy', considerándose infinita en dichas direcciones. Esto permite, por simetría, considerar en las simulaciones solo una celda unidad, definiendo condiciones periódicas en las direcciones 'x' e 'y'. La incidencia es normal a la estructura (eje 'z') de modos Floquet. Los dos primeros modos  $\text{TE}(0,0)$  y  $\text{TM}(0,0)$  son modos TEM por lo que son a todos los efectos ondas planas. En el eje 'z' se han definido condiciones "open" (equivalentes a PML) para la simulación.

El comportamiento del metal fue simulado mediante el modelo de Drude tomando una frecuencia de plasma  $\omega_p=1.0669\text{PHz}$  y una frecuencia de colisión  $\gamma=11.38\text{THz}$ . Para simular el comportamiento del dielectrico se consideró su índice de refracción constante e igual a  $n=1.45$ .

El grosor del Cr es de  $100\text{nm}$  y el radio de los agujeros de  $r=400\text{nm}$ . La distancia entre agujeros es  $d=2744.2\text{nm}$ . El grosor del  $\text{SiO}_2$  es de  $200\text{nm}$ . Estos valores se escogieron para diseñar un filtro que tuviera una resonancia a  $\lambda_r=4\mu\text{m}$ . La longitud de onda de resonancia  $\lambda_r$ , se obtiene al imponer la conservación de las componentes paralelas al plano 'xy' de los vectores de onda según (34).

En el caso que nos ocupa, al ser incidencia normal el vector de onda incidente no tiene ninguna componente en el plano 'xy' por lo que  $k_{\text{inc}}=0$  en (34). El momento adicional  $\mathbf{G}$  aportado por la estructura periódica es como el de (35), al tener un array periódico cuadrado. Por último el vector de onda del plasmón  $k_{\text{SPP}}$  sigue la ecuación (33).

Según esto, de (34) se obtiene  $\lambda_r$  como:

$$\lambda_r = \frac{d}{\sqrt{m^2 + n^2}} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (36)$$

como estábamos interesados solamente en el modo fundamental, tomamos  $\sqrt{m^2 + n^2} = 1$ .

Para comprobar el funcionamiento de la estructura se simuló con el programa comercial CST Microwave Studio. Se midieron tanto la transmisión como la reflexión del modo fundamental  $\text{TE}(0,0)$  que incidía normal a la estructura, mostrándose los resultados en la Fig.21.

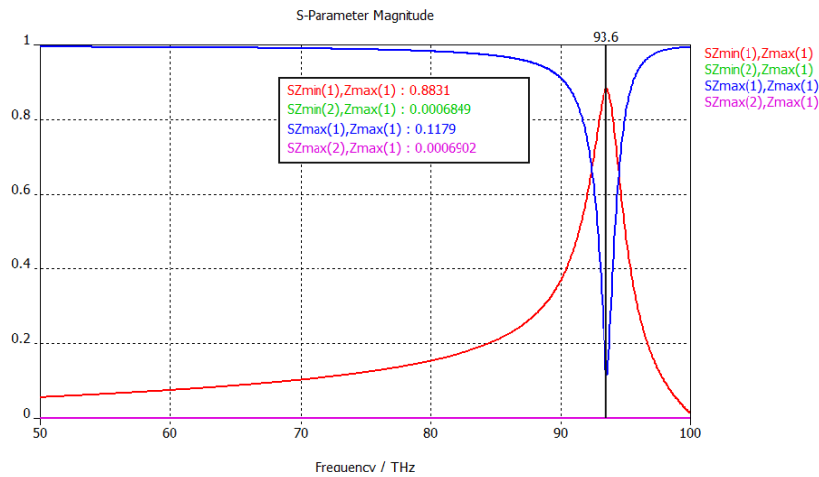


Fig. 21. Parámetros S obtenidos en simulación. La curva roja ( $SZ_{min(1),Zmax(1)}$ ) mide transmisión y la azul ( $SZ_{max(1),Zmax(1)}$ ) reflexión del modo fundamental TE(0,0).

La frecuencia de resonancia obtenida es de  $f_r=93.6\text{THz}$  ( $\lambda_r=3.2\mu\text{m}$ ). La transmisión obtenida a dicha frecuencia es de  $T_0=0.8831$  que si la normalizamos respecto al ratio entre el área de la celda unidad ( $S_c=d^2$ ) y el área del agujero ( $S_a=\pi r^2$ ) tenemos una transmisión normalizada de  $T_{norm}=T_0S_c/S_a\approx 13$  obteniendo así una transmisión extraordinaria ya que pasa más luz por los agujeros que la que realmente incide sobre ellos. Además, de la curva también se observa que el acoplo modal entre ambos modos fundamentales de polarización cruzada es apenas despreciable:  $SZ_{min(2),Zmax(1)}$  y  $SZ_{max(2),Zmax(1)}$  son prácticamente nulos.

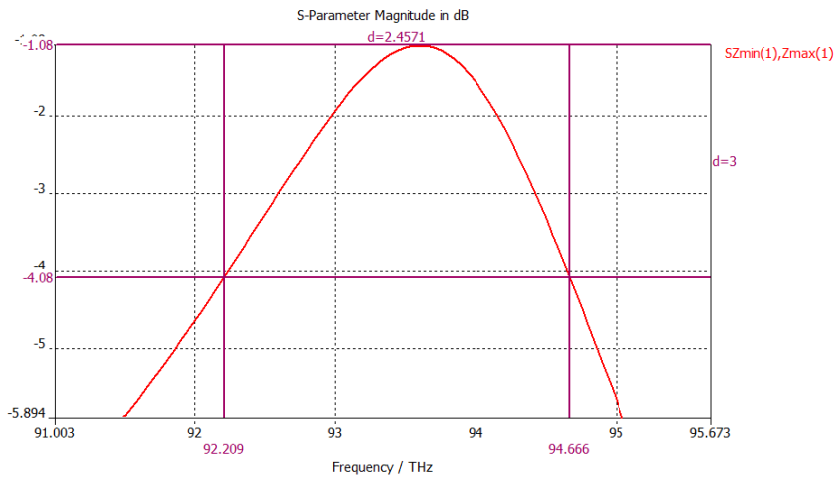


Fig. 22. Curva de transmisión en dB. Las líneas verticales marcan las frecuencias que delimitan el ancho de banda del filtro (92.209THz y 94.666THz) cuando la respuesta a caído 3dB respecto a  $f_r$  (líneas horizontales: de -1.08dB a -4.08dB).

Una de las aplicaciones más interesantes de estas estructuras es su uso como sensor, por lo que es importante que presente una gran selectividad en frecuencia. En la Fig. 22 se mide el ancho de banda del filtro ( $\Delta f$ ) a mitad de máximo obteniendo un  $\Delta f=2.4571\text{THz}$ , por lo que el ancho de banda relativo o factor de calidad es  $Q=f_r/\Delta f=38.094$ . Este es un valor a destacar ya que se ha conseguido un Q elevado a frecuencias muy altas: la resonancia se produce a 93.6THz.

También se estudiaron introducir ‘defectos’ en la estructura, ver Fig. 23(a). Ahora, como se ve en la celda unidad, la estructura sigue consistiendo de un array periódico cuadrado, pero no todos los agujeros tienen el mismo radio. Las dimensiones de los radios son  $r_p=100\text{nm}$  para el agujero pequeño y  $r=200\text{nm}$  para los grandes. La distancia entre los centros de los agujeros es de  $648.75\text{nm}$  por lo que el tamaño de la celda unidad, y por tanto la periodicidad  $d_1$  de la estructura, es de  $1946.25 \times 1946.25\text{nm}^2$  ( $d_1=1946.25\text{nm}$ ).

Esta estructura se pensó para estudiar el comportamiento de diseños fractales, de hecho la estructura se puede ver como una primera iteración de un diseño fractal. Los diseños fractales tienen la propiedad de presentar tantas resonancias como niveles de la estructura se hayan incluido en el fractal. Esto les permite operar en un gran ancho de banda, haciéndoles muy interesantes y potencialmente muy útiles como estructuras selectivas en frecuencia. Varios artículos estudiaron la transmisión a través de diseños fractales para frecuencia de microondas [44,45,46,47], sin embargo asociaban sus comportamientos en frecuencia a resonancias en los diferentes subniveles de la estructura provocadas por la topología del fractal ante un campo incidente. Esto nos motivó a diseñar una estructura fractal donde la transmisión se asociara a la excitación de SPP, de hecho durante el estudio de esta estructura se publicó el único artículo, [48], que para nuestro conocimiento relacione la transmisión con la excitación de SPP. En [48] las resonancias se obtienen a frecuencias que cubren el rango del infrarrojo medio y lejano. Nuestro diseño, por sus dimensiones, opera en un rango superior de frecuencias: desde el infrarrojo cercano hasta el visible.

En la Fig. 23(b) y (c) se ven los otros diseños con los que se compararon sus respuestas. En la Fig. 23(b) se representa la celda unidad de un array periódico cuadrado con periodo  $d_2=d_1$  de agujeros circulares, cuyo radio es igual a  $r_p$ . La Fig. 23(c) muestra también una celda unidad de una estructura en array periódico cuadrado de periodo  $d_3=648.75\text{nm}$  cuyos agujeros tenían un radio  $r$ . En todos los casos se escogió como metal la plata al tener pocas pérdidas a frecuencias ópticas, siendo su grosor de  $70\text{nm}$ . Todas las estructuras se encontraban rodeadas por aire.

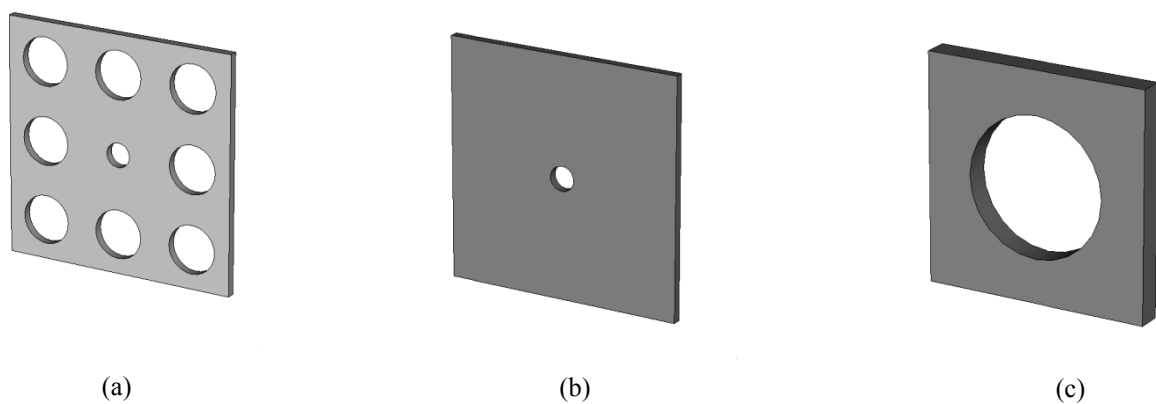


Fig. 23. Celdas unidad de las estructuras simuladas. Todas ellas realizadas con plata rodeadas por aire. (a), (b) y (c) tienen una periodicidad  $d_1, d_2, d_3$  respectivamente. El radio de los agujeros es  $r_p$  y  $r$  en (a),  $r_p$  para (b) y  $r$  para (c).

Para todos los diseños se definieron las mismas condiciones de simulación que las comentadas anteriormente (periódicas en 'xy' e incidencia normal con condición open en la dirección 'z'), lo que nos permitió simplificar el dominio de la simulación ahorrando tiempo computacional al poder simular tan solo una celda unidad.

De nuevo se empleó el modelo de Drude para el metal. Para la plata se tomaron unos valores de frecuencia de plasma  $\omega_p=2.0054\text{PHz}$  y una frecuencia de colisión  $\gamma=11.622\text{THz}$ . Evidentemente, el aire se definió con  $n=1$ .

Como la incidencia y el patrón periodico de las estructuras son los mismos que para el diseño de la Fig. 20, las frecuencias de resonancia a las que se excitará un SPP se obtienen de nuevo según (36), donde hay que considerar la periodicidad correspondiente a cada estructura ( $d_1, d_2$  ó  $d_3$ ). Para tales frecuencias se espera tener EOT. En la Tabla 1 se muestran los valores teóricos calculados según (36) y obtenidos en simulación de las resonancias para la estructura de la Fig. 23(a), apreciándose una gran correlación entre ambos valores.

$\lambda_{m,n}$	Teórico	Simulado
$\lambda_{1,0}$	2	1.989
$\lambda_{1,1}$	1.414	1.441
$\lambda_{2,0}$	1	1.016
$\lambda_{2,1}$	0.894	0.888
$\lambda_{2,2}$	0.707	0.729
$\lambda_{3,0}$	0.666	0.677
$\lambda_{3,1}$	0.632	0.634

Tabla 1. Valores teóricos y simulados de las resonancias para la estructura de la Fig. 23(a). Unidades en micras.

En la Fig. 24 se muestra los resultados de transmisión, obtenidos con CST Microwave Studio, del modo fundamental TE(0,0), onda plana, que incidía de forma normal a las estructuras, paralelo al eje 'z'. Se han marcado, en función de los índices ( $m,n$ ), las frecuencias de resonancia que aparecen en la Tabla 1 para el diseño (a).

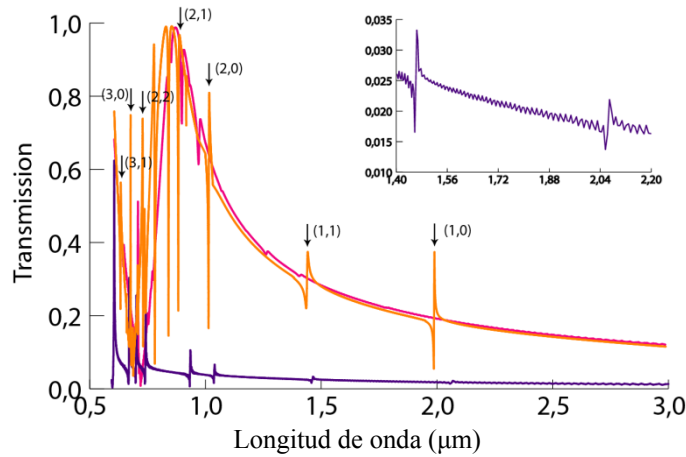


Fig. 24. Espectro de transmisión para los diseños de la Fig. 23. Naranja: (a), Morado: (b), Magenta: (c). La inserción de la derecha es un zoom de la transmisión del diseño (b), para mejor apreciación de las resonancias.

Observando la figura anterior se puede decir que, como cabía esperar, tanto (a) como (b) comparten las mismas frecuencias de resonancia, al tener la misma periodicidad ( $d_1=d_2$ ). Sin embargo, las resonancias de (c) ocurren para distintos valores. En concreto, las resonancias de (c) están escaladas por un factor de un tercio respecto a las del diseño (a) y (b) para los mismos valores ( $m,n$ ). Esto es así porque  $d_1=3d_3$ . Lo anterior se puede resumir como:

$$\lambda_{(m,n)}(d_3) = \frac{1}{3}\lambda_{(m,n)}(d_1) \quad (37)$$

donde  $\lambda_{(m,n)}(d)$  son las resonancias de orden ( $m,n$ ) para una estructura con periodicidad  $d$ .

Esto hace que en el rango representado tan solo se observe la resonancia fundamental para la estructura (c), que corresponde a longitudes de onda en torno a  $\lambda_{(1,0)}(d_3)=0.666\mu\text{m}$ , como se aprecia en la curva de color magenta. La estructura (c) presenta una mayor transmisión que (b) debido a que el radio de los agujeros es más grande.

Lo que es más interesante es que el diseño (a) tiene picos contibuidos por las estructuras (b) y (c). Es decir, las características espectrales que se obtienen para el diseño (a) corresponden, en cierta forma, a aquellas que se obtienen tanto para (b) como para (c). La explicación a este hecho reside en el diseño fractal de la estructura (a), que se ve influenciada por el comportamiento de (b) y (c).

Además como las resonancias concuerdan con los valores teoricos debidos a excitaciones de SPP para los cuales se espera EOT, ver Tabla 1, sugerimos que el funcionamiento del diseño fractal de la Fig. 23(a) se asocia a la excitación de SPP, en contraste con los diseños clásicos de fractales en donde las resonancias, como se ha comentado anteriormente, se debían a resonancias en la estructura.

Por último, hay que comentar que se está estudiando la transmisión a través de rendijas comprobando el efecto que sobre la EOT causa el número de rendijas que se consideran en la estructura. En la Fig. 25 se representa un diagrama de campo obtenido en simulación con FDTD

para el caso de tener 30 rendijas. En las simulaciones se consideró una onda incidente continua, cuya frecuencia central es aquella a la que se espera una EOT en la estructura, y condiciones de contorno periódicas en la dirección de las rendijas, para considerarlas infinitas, y de PML en el resto. El metal empleado fue plata simulado mediante el modelo de Drude.

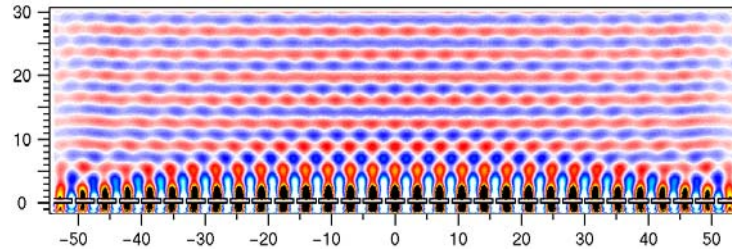


Fig. 25. Instantánea del campo a la frecuencia de resonancia cuando hay 30 rendijas.

Aunque no se ha terminado el estudio de las rendijas, podemos adelantar el efecto que sobre el espectro de transmisión ejerce el número de rendijas consideradas, ver Fig. 26. Como se puede apreciar si no hay un número mínimo de rendijas, en nuestro caso  $N=30$ , no se consigue la EOT. La separación entre rendijas es de  $3.5\mu\text{m}$ , por tanto, la frecuencia de resonancia ( $3.617\mu\text{m}$ ) concuerda bastante bien con el valor esperado.

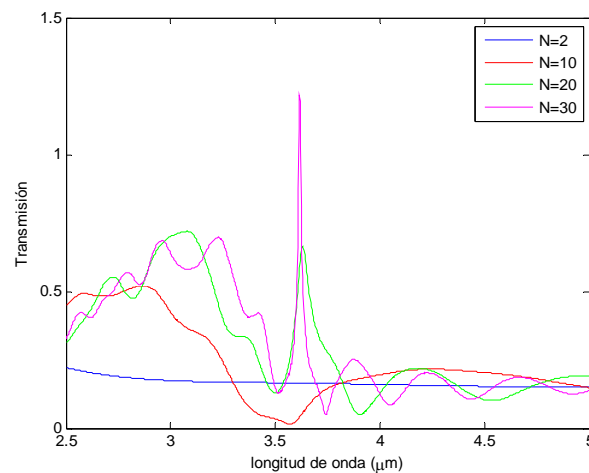


Fig. 26. Influencia del número de rendijas sobre el espectro de transmisión en campo lejano ( $z=10\mu\text{m}$ ).  $N$  representa el número de rendijas consideradas.

Cuando se obtengan todos los datos de simulación, se espera publicar los resultados realizando un estudio detallado de la influencia del número de rendijas, grosor del metal, separación entre rendijas, etc.



#### IV. CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO.

En la investigación llevada a cabo con el PhC 2D se ha demostrado mediante un análisis numérico que los SS que aparecen para ciertas terminaciones del PhC con índice de refracción efectivo igual a  $-1$  pueden contribuir a la recuperación parcial de las EW, por lo que se puede conseguir una imagen sublongitud de onda tanto para campo cercano como campo lejano. También se ha visto como la posición de la imagen depende en gran medida de la interfaz del PhC. Además, se ha mostrado también que las interfaces con alta (baja) reflectividad están relacionadas con SS de simetría impar (par), lo cual es un hallazgo totalmente novedoso.

Como trabajo futuro que se quiere llevar a cabo con el PhC es analizar la relación entre los SS y las propiedades de la imagen formada a la salida del PhC.

En cuanto a las estructuras estudiadas que presentan EOT hemos mostrado como las frecuencias a las que ocurre dicho fenómeno se corresponden con aquellas a las que se excita un SPP en la interfaz entre el metal y el dieléctrico. Esto nos lleva a sugerir que la EOT está asociada a la excitación de dicho tipo de onda de superficie, tanto en el diseño de estructuras periódicas como para diseños fractales. Por tanto, los SPP juegan un papel importante en el fenómeno de la EOT.

La transmisión en todos los casos se atribuye a un fenómeno de “*tunneling*” o acoplo entre los SPP a ambos lados del metal mediante modos evanescentes presentes en las perforaciones realizadas en la plancha metálica. Por tanto, la transmisión consta de tres fases: en primer lugar se produce un acoplo de la radiación incidente a un SPP, excitación que se consigue mediante el patrón periódico realizado en el metal que aporta el vector de onda adicional necesario para el acoplo; una segunda fase donde se produce un acoplo entre los SPP presentes a ambos lados del metal a través de los modos evanescentes de los agujeros y por último un acoplo en la parte trasera del metal entre el SPP y un modo propagante para conseguir la transmisión esperada.

Sin embargo, queda mucho por comprender del fenómeno de EOT, en ese sentido y como trabajo futuro se pretende diseñar estructuras metálicas perforadas donde la distancia entre las aperturas no sea constante, sino que siga cierto patrón y buscar relaciones entre el comportamiento frecuencial de la estructura y la transformada en el espacio recíproco de dicho patrón. También nos es de interés continuar el estudio sobre estructuras fractales o super-redes donde las dimensiones de las aperturas no sea constante. Así como comprender de una forma más precisa las relaciones existentes entre la EOT y los diferentes parámetros que componen la estructura: tipo de metal, grosor, dimensiones y forma de la apertura, periodicidad de la estructura, tipo de dieléctrico empleado a ambos lados del metal, etc. En este sentido, también nos gustaría desarrollar un modelo teórico que modelara la EOT teniendo en cuenta el acoplo de los SPP con los modos evanescentes de las aperturas. También estamos interesados en incluir en las estructuras efectos no lineales que nos permitan implementar diversas funcionalidades.

Lo dicho anteriormente también se aplicaría para el caso de la transmisión a través de rendijas donde las consideraciones para la EOT son ligeramente diferentes ya que, como se ha comentado anteriormente, en las rendijas siempre hay un modo propagante TEM.

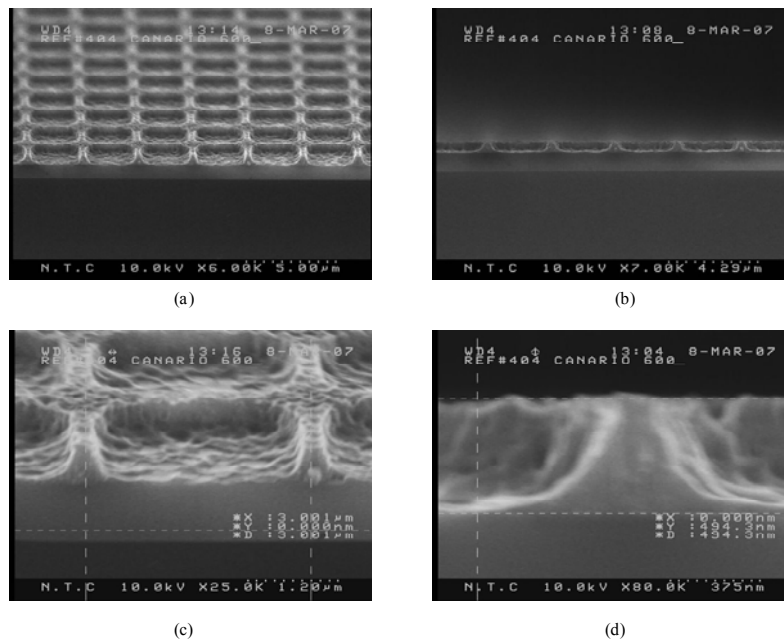


Fig. 27. Imágenes SEM de un array cuadrado de aperturas circulares sobre Cr. Visión general en (a) y de perfil en (b). La separación entre agujeros es de  $3\mu\text{m}$  (c) y el grosor del metal de unos  $495\text{nm}$  (d).

También se han fabricado en el Centro de Tecnología Nanofotónica estructuras de agujeros sobre cromo, un ejemplo lo podemos ver en las imágenes SEM de la Fig. 27, las cuales se quiere poder caracterizar para testear su funcionamiento real y compararlo con las simulaciones. Para ello hemos adquirido un equipo de medida FTIR (Espectroscopio Infrarrojo por Transformada de Fourier) que nos permita realizar las medidas deseadas.

## AGRADECIMIENTOS

No quisiera terminar este trabajo, realizado en el Centro de Tecnología Nanofotónica de la UPV, sin mis agradecimientos.

En primer lugar quisiera agradecer a Javier Martí y muy especialmente a Alejandro Martínez por haber confiado en mí y darme la oportunidad de dedicarme a la investigación. A Álex también por su guía y ayuda, sin ellas nada hubiera sido posible.

Muchas han sido las horas empleadas en el NTC, gracias a Carlos, José, Antoine y Rubén Alemany han hecho que fueran más agradables. Por extensión también me gustaría agradecer a todas aquellas personas que componen el NTC que por su amable compañía el día a día ha sido especial.

A todos vosotros, muchas gracias.

Finalmente, agradecer el apoyo económico recibido para la realización de estos trabajos tanto por parte del Ministerio de Ciencia y Tecnología de España y los fondos FEDER de la Unión Europea a través del contrato TEC2005-06923-C03-23, como del Vicerrectorado de Investigación y Desarrollo de la UPV mediante el proyecto 5754.

## REFERENCIAS

- [1] V.G. Veselago, *The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of  $\epsilon$  and  $\mu$* . Soviet Phys. Uspekhi, 1968, vol. 10, no. 4, pp. 509–514.
- [2] J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart y I. Youngs, *Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures*. Phys. Rev. Letters, 1996, vol. 76, no. 25, pp. 4773-4776.
- [3] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbiens y W.J. Stewart, *Magnetism from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena*. IEEE Trans. Microw. Theory and Tech., 1999, vol. 47, no. 11, pp. 2075-2084.
- [4] J.B. Pendry, *Negative Refraction Makes a Perfect Lens*. Phys. Rev. Letters, 2000, vol. 85, no. 18, pp. 3966-3969.
- [5] J.D Joannopoulos, P.R. Villeneuve y S. Fan, *Photonic Crystals: Putting a New Twist on Light*. Nature, 1997, vol. 386, no. 6621, pp. 143-149.
- [6] A. Martínez y J. Martí, *Positive Phase Evolution of Waves Propagating along a Photonic Crystal with Negative Index of Refraction*. Opt. Express, 2006, vol. 14, no. 21, pp. 9805-9814.
- [7] A. Martínez, H. Míguez, J. Sánchez-Dehesa, y J. Martí, *Analysis of Wave Propagation in a Two-Dimensional Photonic Crystal with Negative Index of Refraction: Plane Wave Decomposition of the Bloch Modes*. Opt. Express, 2005, vol. 13, no. 11, pp. 4160-4174.
- [8] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade y J.N. Winn, *Photonic Crystals Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 1995.
- [9] J.M Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, y A. Tchelakov, *Photonic Crystals. Towards Nanoscale Photonic Devices*. Springer, 2005.

- [10] S. Foteinopoulou, E.N. Economou y C.M. Soukoulis, *Refraction in Media with a Negative Refractive Index*. Phys. Rev. Letters, 2003, vol. 90, no. 10, 107402
- [11] M. Notomi, *Theory of Light Propagation in Strongly Modulated Photonic Crystals: Refractionlike Behavior in the Vicinity of the Photonic Band Gap*. Phys. Rev. B, 2000, vol. 62, no. 16, pp. 10696-10705.
- [12] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou y C.M Soukoulis, *Subwavelength Resolution in a Two-Dimensional Photonic-Crystal-Based Superlens*. Phys. Rev. Letters, 2003, vol. 91, no. 20, 207401.
- [13] B. Gralak, S. Enoch y G. Tayeb, *Anomalous refractive properties of photonic crystals*. J. Opt. Soc. Am. A, 2000, vol. 17, no. 6, pp. 1012-1020.
- [14] A. Martínez y J. Martí, *Negative Refraction in Two-dimensional Photonic Crystals: Role of lattice orientation and interface termination*. Phys. Rev B, 2005, vol. 71, no. 23, 235115.
- [15] C. Luo, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos y J.B. Pendry, *All-angle Negative Refraction Without Negative Effective Index*. Phys. Rev. B, 2002, vol. 65, no. 20, 201104.
- [16] A. Martínez y J. Martí, *Analysis of Wave Focusing Inside a Negative Index Photonic-Crystal Slab*. Opt. Express, 2005, vol. 13, no. 8, pp. 2858-2868.
- [17] P.V. Parimi, W.T. Lu, P. Vodo y S. Sridhar, *Photonic Crystals: Imaging by Flat Lens Using Negative Refraction*. Nature, 2003, vol. 426, no. 6965, pp. 404.
- [18] S. Xiao, M. Qiu, Z. Ruan y S. He, *Influence of the surface termination to the point imaging by a photonic crystal slab with negative refraction*. Appl. Phys. Lett., 2004, vol. 85, no. 19, pp. 4269-4271.
- [19] S. He, Z. Ruan, L. Chen y J. Shen, *Focusing Properties of a Photonic Crystal Slab With Negative Refraction*. Phys. Rev. B, 2004, vol. 70, no. 11, 115113.
- [20] T. Decoopman, G. Tayeb, S. Enoch, D. Maystre y B. Gralak, *Photonic Crystal Lens: From Negative Refraction and Negative Index to Negative Permittivity and Permeability*. Phys. Rev. Letters, 2006, vol. 97, no. 7, 073905.
- [21] C.Y. Li, J.M. Holt y A.L. Efros, *Far-Field Imaging by the Veselago Lens Made of a Photonic Crystal*. J. Opt. Soc. Am. B, 2006, vol. 23, no. 3, pp. 490-497.
- [22] A. Martínez, H. Míguez, A. Griol y J. Martí, *Experimental and Theoretical Analysis of the Self-Focusing of Light by a Photonic Crystal Lens*. Phys. Rev. B, 2004, vol. 69, no. 16, 165119.
- [23] C. Luo, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos y J.B. Pendry, *Subwavelength Imaging in Photonic Crystals*. Phys. Rev. B., 2003, vol. 68, no. 4, 045115.
- [24] H.A. Bethe, *Theory of Diffraction by Small Holes*. Phys. Rev., 1944, vol. 66, no. 7, pp. 163-182.
- [25] C.J. Bouwkamp, *On the Diffraction of Electromagnetic Waves by Small Circular Disks and Holes*. Philips Res. Rep., 1950, vol. 5, pp. 401-422.
- [26] C.J. Bouwkamp, *Diffraction Theory*. Rep. Prog. Phys., 1954, vol. 17, pp. 35-100.
- [27] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio y P.A. Wolf, *Extraordinary Optical Transmission through Sub-wavelength Hole Arrays*. Nature, 1998, vol. 391, no. 6668, pp. 667-669.

- [28] M.M.J. Treacy, *Dynamical Diffraction in Metallic Optical Gratings*. Appl. Phys. Lett., 1999, vol. 75, no. 5, pp. 606-608.
- [29] J.A. Porto, F.J. García-Vidal y J.B. Pendry, *Transmission Resonances on Metallic Grating with Very Narrow Slits*. Phys. Rev. Letters, 1999, vol. 83, no. 14, pp. 2845-2848.
- [30] A. Degiron y T.W. Ebbesen, *Analysis of the Transmission Process through Single Apertures Surrounded by Periodic Corrugations*. Opt. Express, 2004, vol. 12, no. 16, pp. 3694-3700.
- [31] H.J. Lezec, A. Degiron, E. Deveaux, R.A. Linke, L. Martín-Moreno, F.J. García-Vidal y T.W. Ebbesen, *Beaming Light from a Sub-wavelength Aperture*. Science, 2002, vol. 297, no. 5582, pp. 820-822.
- [32] F.J. García-Vidal, H.J. Lezec, T.W. Ebbesen y L. Martín-Moreno, *Multiple Paths to Enhance Optical Transmission through a Single Subwavelength Slit*. Phys. Rev. Letters, 2003, vol. 90, no. 21, 213901.
- [33] L. Martín-Moreno, F.J. García-Vidal, H.J. Lezec, A. Degiron y T.W. Ebbesen, *Theory of Highly Directional Emission from a Single Subwavelength Aperture Surrounded by Surface Corrugations*. Phys. Rev. Letters, 2003, vol. 90, no.16, 167401.
- [34] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Springer-Verlag, 1988.
- [35] J.M. Vigoureux, *Analysis of the Ebbesen Experiment in the Light of Evanescent Short Range Diffraction*. Opt. Comm., 2001, vol. 198, pp. 257-263.
- [36] E. Popov, M. Neviere, S. Enoch y R. Reinisch, *Theory of Light Transmission through Subwavelength Periodic Hole Arrays*. Phys. Rev. B, 2000, vol. 62, no. 23, pp. 16100-16108.
- [37] L. Martín-Moreno, F.J. García-Vidal, H.J. Lezec, K.M. Pellerin, T. Thio, J.B. Pendry y T.W. Ebbesen, *Theory of Extraordinary Optical Transmission through Subwavelength Hole Arrays*. Phys. Rev. Letters, 2001, vol. 86, no. 6, pp. 1114-1117.
- [38] A. Krishnan, T. Thio, T.J. Kim, H.J. Lezec, T.W. Ebbesen, P.A Wolff, J.B. Pendry, L. Martín-Moreno y F.J. García-Vidal, *Evanescently Coupled Resonance in Surface Plasmon Enhanced Transmission*. Opt. Comm., 2001, vol. 200, 1.
- [39] Q. Cao y P. Lalanne, *Negative Role of Surface Plasmons in the Transmission of Metallic Gratings with Very Narrow Slits*. Phys. Rev. Letters, 2002, vol. 88, no. 5, 057403.
- [40] M.M.J. Treacy, *Dynamical Diffraction Explanation of the Anomalous Transmission of Light through Metallic Gratings*. Phys. Rev. B, 2002, vol. 66, no. 19, pp. 195105.
- [41] R.H. Ritchie, *Plasma Losses by Fast Electrons in Thins Films*. Phys. Rev., 1957, vol. 106, no. 5, pp. 874-881.
- [42] W.L. Barnes, A. Dereux y T.W. Ebbesen, *Surface Plasmon Subwavelength Optics*. Nature, 2003, vol. 424, no. 6950, pp.824-830.
- [43] C. Genet y T.W. Ebbesen, *Light in Tiny Holes*. Nature, 2007, vol. 445, no. 7123, pp. 39-46.
- [44] W. Wen, L. Zhou, J. Li, W. Ge, C.T. Chan y P. Sheng, *Subwavelength Photonic Band Gaps from Planar Fractals*. Phys. Rev. Letters, 2002, vol. 89, no. 22, 223901.
- [45] W. Wen, Z. Yang, G. Xu, Y. Chen, L. Zhou, W. Ge, C.T. Chan y P. Sheng, *Infrared passbands from fractal slit patterns on a metal plate*. App. Phys. Lett., 2003, vol. 83, no. 11, pp. 2106-2108.
- [46] J.P. Gianvittorio, J. Romeu, S. Blanch y Y. Rahmat-Samii, *Self-Similar Prefractal Frequency Selective Surfaces for Multiband and Dual-Polarized Applications*. IEEE Trans. Ant and Propagation, 2003, vol. 51, no. 11, pp. 3088-3096.

- [47] W. Wen, L. Zhou, B. Hou, C.T. Chan y P. Sheng, *Resonant Transmission of Microwaves through Subwavelength Fractal Slits in a Metallic Plate*. Phys. Rev. B, 2005, vol. 72, no. 15, 153406.
- [48] Y. Bao, B. Zhang, Z. Wu, J. Si, M. Wang, R. Peng, X. Lu, J. Shao, Z Li, X. Hao y N. Ming, *Surface-Plasmon-Enhanced Transmission through Metallic Film Perforated with Fractal-Featured Aperture Array*. App. Phys. Lett., 2007, vol. 90, no. 25, 251914.

## ANEXOS

Aquí incluyo tanto las publicaciones como las asistencias a congresos realizadas durante el periodo de investigación. Los trabajos relacionados directamente con este trabajo de investigación son:

- Publicaciones en revistas:
  - R. Ortuño, C. García-Meca, A. Martínez y J. Martí, *Subwavelength Imaging by a Negative-Index Photonic-Crystal Slab: Role of the Thickness and Surface Cut*. The Open Optics Journal (enviada a publicación).
- Asistencia a congresos:
  - A. Martínez, R. Ortuño y J. Martí, *Influence of the Thickness in the Subwavelength Imaging by a Negative-Index Photonic-Crystal Lens*. Young Scientist Meeting on Metamaterials, Sevilla, 23-25 Noviembre 2006. Presentación Oral.
  - R. Ortuño, C. García-Meca, A. Martínez y J. Martí, *Numerical Analysis of Extraordinary Transmission through Metallic Hole Arrays*. XIV Escuela de Verano Internacional “Nicolás Cabrera”, Miraflores de la Sierra, 17-21 Septiembre 2007. Poster.
  - A. Martínez, R. Ortuño y J. Martí, *Subwavelength Imaging by a Negative-Index Photonic-Crystal Slab: Role of the Thickness and Surface Cut*. Metamaterials’2007, Roma, 22-24 Octubre 2007. Poster.

Otros trabajos de investigación llevados a cabo durante el mismo periodo:

- Publicaciones en revistas:
  - C. García-Meca, R. Ortuño, R. Salvador, A. Martínez y J. Martí, *Low-Loss Single-Layer Metamaterial with Negative Index of Refraction at Visible Frequencies*. Opt. Express, 2007, vol. 15, no. 15, pp. 9320-9325.
- Asistencia a congresos:
  - C. García-Meca, R. Ortuño, R. Salvador, A. Martínez y J. Martí, *Low-Loss Single-Layer Metamaterial with Negative Index of Refraction at Visible Frequencies*. Metamaterials’2007, Roma, 22-24 Octubre 2007. Presentación oral.