



DEPARTAMENTO DE
COMUNICACIONES
U.P.V.



UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA

**EL
ACOPLADOR
DIRECCIONAL
EN CRISTALES FOTÓNICOS
PLANARES**

TESIS DOCTORAL

Francisco Cuesta Soto

Directores: Javier Martí Sendra

Alejandro Martínez Abiétar

Resumen

La denominada sociedad de la información en la que nos encontramos actualmente ha sido posible gracias a la revolución tecnológica derivada del desarrollo espectacular de la microelectrónica desde hace poco más de medio siglo. Desde la aparición del transistor como componente básico la evolución tecnológica ha seguido una trayectoria de miniaturización considerable. El número de componentes que pueden ser insertados en un chip se ha doblado cada 18 meses según las predicciones que en los años setenta realizó G. Moore. En la actualidad se ha llegado a una frontera tecnológica de escala nanométrica donde se han originado graves problemas, derivados de la alta integración, que han frenado este ritmo de evolución.

Con vistas a la superación de los problemas surgidos en la microelectrónica se ha venido proponiendo el empleo de los fotones, más rápidos y con menos disipación de energía, para continuar el desarrollo tecnológico. Avances en esta dirección favorecerían el desarrollo de las redes ópticas dentro del campo de las telecomunicaciones al dotarlas de funcionalidades que permitan eliminar los “cuellos de botella” generados en los conversores optoelectrónicos. Además hay otros campos de investigación que se verían beneficiados como por ejemplo la computación o los sensores fotónicos. Surge un complejo y vasto campo conocido como la Nanofotónica.

En esta tesis se estudian los cristales fotónicos planares como una de las tecnologías incluidas dentro del campo de la Nanofotónica. Concretamente se estudia la implementación de un acoplador direccional en cristales fotónicos. Esta estructura es básica en todo tipo de aplicaciones ya que permite la implementación de funcionalidades básicas tan importantes como son los divisores de potencia, multiplexores y demultiplexores, interferómetros Mach-Zehnder o incluso conmutadores. A lo largo de toda la tesis se abordan temas que van desde el modelado de las estructuras de cristal fotónico y el diseño teórico del acoplador

direccional para distintas aplicaciones hasta la verificación experimental que se realiza tanto en frecuencias ópticas como en modelos a escala en frecuencias de microondas.

Los cristales fotónicos presentan la ventaja de permitir unos niveles de integración altos, con un gran control de la luz. Se obtienen, teóricamente, longitudes de acoplo del orden de $1\mu\text{m}$, por debajo de las longitudes de acoplo que presentan otras tecnologías integradas de alto contraste. Se analiza también, dentro de la tesis, la implementación de un conmutador aprovechando la alta capacidad de confinamiento de la luz y las bajas velocidades de grupo que presentan los cristales fotónicos, lo que permite conseguir dispositivos integrables con un bajo consumo de potencia.

Los grandes inconvenientes que presentan los cristales fotónicos son las tolerancias de fabricación que perjudican en gran medida su funcionamiento y la dificultad en la inserción y extracción de la luz. Abordar estas tareas requiere de una gran labor de investigación. Se pretende, con los resultados presentados en esta tesis, motivar la realización de futuras investigaciones en el campo de los cristales fotónicos.

Resum

La denominada societat de la informació en què ens trobem actualment ha sigut possible gràcies a la revolució tecnològica derivada del desenvolupament espectacular de la microelectrònica des de fa poc més de mig segle. Des de l'aparició del transistor com a component bàsic l'evolució tecnològica ha seguit una trajectòria de miniaturització considerable. El nombre de components que poden ser inserits en un xip s'ha doblat cada 18 mesos segons les prediccions que en els anys setanta va realitzar G. Moore. En l'actualitat s'ha arribat a una frontera tecnològica d'escala manomètrica a on han aparegut problemes greus, deguts a l'alta integració, que han frenat este ritme d'evolució.

Per a la superació dels problemes sorgits en la microelectrònica s'ha proposat la utilització dels fotons, més ràpids i amb menys dissipació d'energia, per a continuar el desenvolupament tecnològic. Avanços en esta direcció afavoririen el desenvolupament de les xarxes òptiques dins del camp de les telecomunicacions al dotar-les de funcionalitats que permeten eliminar els "colls de botella" generats en els convertidors optoelectrònics. A més a més n'hi ha més camps d'investigació que es veurien beneficiats com per exemple la computació o els sensors fotònics. Sorgix un complex i vast camp conegut com la Nanofotònica.

En esta tesi s'estudien els cristalls fotònics planars com una de les tecnologies incloses dins del camp de la Nanofotònica. Concretament s'estudia la implementació d'un acoblador direccional en cristalls fotònics. Esta estructura és bàsica en tot tipus d'aplicacions ja que permet la implementació de funcionalitats bàsiques tan importants com són els divisors de potència, multiplexors i demultiplexors, interferòmetres Mach-Zehnder o inclús commutadors. Al llarg de tota la tesi s'aborden temes que van des del modelatge de les estructures de cristall fotònic i el disseny teòric de l'acoblador direccional, per a distintes aplicacions, fins a la verificació experimental que es realitza tant en freqüències òptiques com en models a escala en freqüències de microones.

Els cristalls fotònics presenten l'avantatge de permetre uns nivells d'integració alts, amb un gran control de la llum. S'obté teòricament longituds d'acoblament de l'ordre de $1\mu\text{m}$, per davall de les longituds d'acoblament que presenten altres tecnologies integrades d'alt contrast. S'analitza també, dins de la tesi, la implementació d'un commutador aprofitant l'alta capacitat de confinament de la llum i les baixes velocitats d'estes estructures el que permet aconseguir estructures integrables amb un baix consum de potència.

Els grans inconvenients que presenten els cristalls fotònics són les toleràncies de fabricació que perjudiquen en gran manera el seu funcionament i la dificultat en la inserció i extracció de la llum. Abordar estes tasques requereix d'una gran labor d'investigació. Es pretén, amb els resultats presentats en esta tesi, motivar la realització de futures investigacions en el camp dels cristalls fotònics.

Abstract

The well known information society, in which we are nowadays involved, has been possible due to the technological revolution derived from the development of microelectronics during half a century. Since the invention of the transistor as a basic component, considerable efforts have been performed towards miniaturization. The number of components that can be allocated in a single chip has been doubled every 18 months as it was predicted during the 70's by G. Moore. Nowadays, technology has arrived to a frontier, with patterns of the order of few nanometres, where severe problems have risen leading to a slow down in the evolution.

In order to overcome these problems risen in microelectronics the use of the photon has been proposed to continue the technological development. Discoverings in this direction may lead to big benefits in the field of optical networks providing new optical functionalities that may substitute the bottlenecks of the optoelectronic components. Additionally, other research fields, like optical computing or optical sensors, would benefit from it. A new wide and complex field appears, known as Nanophotonics.

In this Thesis planar photonic crystals are studied as a candidate technology in the field of Nanophotonics. More precisely, the implementation of a directional coupler in photonic crystals is considered. This is a basic device used in a wide range of applications like power splitters, multiplexers and demultiplexers, Mach-Zehnder Interferometers or even in switches. The thesis tackles subjects ranging from the modelling of photonic crystal structures and the theoretical design of the directional coupler for several applications to the experimental demonstration of the designs, which are performed at optical frequencies and, in scaled models, at microwave frequencies.

Photonic crystals have the advantage of allowing big integration levels with a high control of light. It is obtained, theoretically, coupling lengths of the order of $1\mu\text{m}$, smaller than that of other integrated technologies with high contrast. It is also studied in the thesis, the implementation of a switch. Taking profit of the high confinement capabilities and the slow group velocities of the photonic crystal structures, the implementation of small structures with low power consumption is achieved.

The main drawbacks shown by photonic crystals are the fabrication tolerances, that affect the performance, and the difficulties in the insertion and extraction of light in the structures. The aim of the thesis, with the results obtained, is to motivate further research in the field of photonic crystals.

Índice de contenidos

Capítulo 1: Introducción

1. Breve evolución de las telecomunicaciones 1
 - 1.1. Redes ópticas 2
 - 1.2. Nanofotónica: Cristales fotónicos 4
2. Marco de la tesis 7
3. Objetivos de la tesis 7
4. Estructura de la tesis 8
5. Bibliografía 10

Capítulo 2: Modelado de cristales fotónicos con el método de los elementos finitos

1. Introducción 11
2. El Método de los Elementos Finitos 15
 - 2.1. Programa básico de Elementos finitos 17
 - 2.2. Obtención del variacional a minimizar 19
 - 2.3. Discretización del dominio 20
 - 2.4. Elección de las funciones de interpolación 21
 - 2.5. Formular el sistema de ecuaciones y aplicar restricciones 23
3. Aplicación al cálculo de diagramas de dispersión 28
4. Introducción de efectos no lineales 33
5. Conclusiones 35
6. Bibliografía 36

Capítulo 3: El Acoplador Direccional

1. Introducción 39
2. Estudio del acoplador direccional 2x240
3. El acoplador direccional en cristales fotónicos 46
4. Diseño de aplicaciones 53
 - 4.1. El divisor de potencia 53
 - 4.2. El intercalador de canal y el multiplexor 54
5. Mejora de prestaciones 57
 - 5.1. El intercalador de canales mejorado 60
6. Conclusiones 64
7. Bibliografía 66

Capítulo 4: Implementación de un Conmutador todo-óptico

1. Introducción 69
2. Fundamentos físicos de los dispositivos no lineales 72
3. Funcionalidades activas en cristales fotónicos 75
4. El acoplador direccional no lineal 77
5. Implementación de un conmutador 78
6. Análisis de prestaciones 82
7. Conclusiones 88
8. Bibliografía 89

Capítulo 5: Propagación de pulsos

1. Introducción 93
2. Dispersión intramodal 93
3. Dispersión intermodal 95
 - 3.1. Cálculo de la dispersión intermodal 96
 - 3.2. Condiciones para la compensación de la dispersión intermodal 100
 - 3.3. Estructura compensadora de la dispersión intermodal 102
4. Conclusiones 107
5. Bibliografía 108

Capítulo 6: Resultados experimentales

1. Introducción 111
2. Medida de circuitos ópticos 112
 - 2.1. Montaje de caracterización 112
 - 2.2. Cálculos teóricos previos 114
 - 2.3. Medidas de espectros de transmisión 117
3. Experimentación en microondas 121
 - 3.1. Cálculos teóricos previos 122
 - 3.2. Medidas en transmisión en frecuencia 125
 - 3.3. Medidas de transmisión de pulsos 128
4. Conclusiones 131
5. Bibliografía 133

Capítulo 7: Conclusiones, líneas futuras y contribuciones originales

1. Conclusiones del trabajo realizado 135
2. Líneas Futuras 137
3. Contribuciones originales 138

Anexo A: Conceptos básicos de cristales fotónicos planares

1. Cristales fotónicos 2D 145
 - 1.1. ¿Qué son los cristales fotónicos? 145
 - 1.2. Diagramas de dispersión 146
2. Cristales fotónicos planares 148

Anexo B: Algoritmos Genéticos

1. Introducción a los Algoritmos Genéticos. 151
2. ¿Qué son los GA?- Terminología 152
3. Estructura de un GA 152
 - 3.1. Selección 154
 - 3.2. Recombinación 155
 - 3.3. Mutación 156
 - 3.4. Reinserción 156
4. Ejemplo de funcionamiento de un GA 156

Lista de acrónimos

Capítulo 1

Introducción

1. Breve evolución de las telecomunicaciones

Desde la antigüedad, la comunicación ha sido un elemento estratégico clave en toda sociedad. Han sido muchos los artilugios que se han inventado a lo largo de la historia para la transmisión de la información. Sin embargo, no es hasta el siglo XIX cuando aparece una tecnología basada en la propagación de ondas electromagnéticas para la transmisión de la información. Es en este siglo cuando Morse, Herz y Marconi entre otros desarrollan los primeros prototipos que formarán la base de los principales sistemas de telecomunicación actuales. Uno de los artilugios más simbólicos dentro del campo de la telecomunicación es la aparición del teléfono alrededor de 1876 inventado por el italiano A. Meucci aunque hasta hace poco se había atribuido su invención a A.G. Bell. Estas invenciones ya se empiezan a poner en práctica desde principios del siglo XX cuando empiezan las transmisiones de radio de forma regular (1910) o con el nacimiento de la televisión pública en el Reino Unido (1929) [Cat07].

Desde estos primeros sistemas eléctricos el crecimiento ha sido cada vez mayor. La forma de su evolución siempre ha sido una especie de “pescadilla que se muerde la cola”, ya que el aumento de la necesidad de transmisión de información ha propiciado el desarrollo de las infraestructuras de telecomunicación y al revés; la adquisición de capacidades de transmisión cada vez mayores ha impulsado a su vez a la creación de más y mejores servicios que hacen uso de dicha capacidad.

Son muchos los factores tecnológicos que han favorecido esta evolución aunque cabe destacar la invención del transistor alrededor de 1950. Esta invención permitió, con el paso del tiempo la integración de los dispositivos electrónicos en sistemas cada vez más compactos favoreciendo su escalabilidad y su difusión dentro de la sociedad. A raíz de la aparición del transistor, conforme se fue desarrollando la microelectrónica, los dispositivos electrónicos pasaron de ser artículos “de lujo” a convertirse en artículos cotidianos.

Es a finales del pasado siglo donde el crecimiento de las capacidades de transmisión ha crecido de forma exponencial. Los servicios de telecomunicación han aumentado considerablemente los requerimientos de ancho de banda. En la Figura 1.1 se presenta un esquemático de la evolución del requerimiento del ancho

de banda conforme aparecen nuevos servicios. Para que sean posibles estos servicios, el ancho de banda de los sistemas de comunicación, que está relacionado de forma directa con la cantidad de información que se puede transmitir, ha pasado de los 4 kHz del sistema de telefonía a las capacidades de transmisión de gigahercios o incluso terahercios que presentan los novedosos sistemas de comunicación ópticos. Cada vez la demanda de ancho de banda es mayor y el precio que se paga por ella decrece con el tiempo de forma que cada vez se aprecia más este parámetro como una “*commodity*” o recurso imprescindible e inagotable (como la energía eléctrica, el gas, etc...) [Cap06].

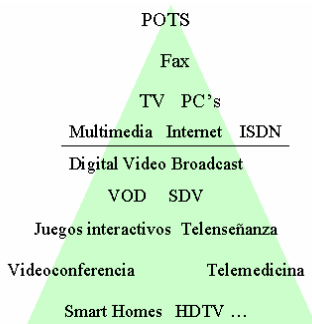


Figura 1.1: Esquemático de la evolución de los servicios y el ancho de banda que requieren.

Las redes de comunicaciones actuales han crecido en gran medida no sólo en su capacidad de transmisión sino en las capacidades de interconexión para poder dar servicio a todos sus usuarios y que de forma transparente y sencilla se pueda establecer una comunicación a nivel mundial ente ellos. Por este motivo presentan una complejidad mucho mayor requiriendo cierta “*inteligencia*” para el enrutamiento del tráfico de la información.

1.1. Redes ópticas

Para atender la demanda creciente de transmisión de la información a costes razonables se presentan, en la actualidad, las redes ópticas como tecnología clave [Bla02]. Estas redes presentan unos anchos de banda muy superiores a los de redes más antiguas que empleaban otros medios de transmisión como son los cables de pares o los coaxiales. Sin embargo todavía no se ha conseguido dotar a las redes ópticas de suficientes funcionalidades ópticas que permitan un aprovechamiento total de su capacidad existiendo todavía un cuello de botella en los inevitables puntos de conversión optoelectrónica.

Desde la aparición de la fibra óptica, los primeros sistemas que aparecieron utilizaban fibras multimodo y fue en los años 80 cuando empezó a usarse la fibra monomodo, aunque con ciertos problemas debidos a la dispersión cromática. Poco

a poco estos avances dieron lugar a los primeros sistemas de comunicaciones ópticos [Cap99]. Estos sistemas son los que se denominan de primera generación. Básicamente su función consistía en transmitir la señal que luego en el destino se transformaba en señal eléctrica. Los sistemas ópticos eran por tanto punto a punto, es decir, la única función de red que se realizaba ópticamente era la de transmisión de la información.

La principal aportación de los sistemas de primera generación fue un incremento del ancho de banda. Para aprovechar este ancho de banda aparecieron las primeras técnicas de multiplexación que permitieran introducir una mayor cantidad de información en la guía óptica, como son OTDM (Optical Time Division Multiplexing) y WDM (Wavelength Division Multiplexing) [Ram02].

Ya en los años 90 se empiezan a desarrollar con mayor profusión las redes ópticas, dotándolas de capacidades adicionales. Surge en este momento el concepto de la capa óptica. La idea es eliminar en la medida de lo posible la conversión optoelectrónica que supone un coste elevado. Para ello, dicha capa óptica deberá proveer algunos servicios a los niveles superiores. Como ejemplo, en los sistemas WDM se pueden implementar funciones de encaminamiento, además de la de transmisión de información comentada anteriormente. El encaminamiento de estas redes WDM se realiza a nivel de longitudes de onda. De esta manera, el nivel superior deberá implementar igualmente el encaminamiento pero en este caso sólo tendrá que centrarse en el ancho de banda de una longitud de onda reduciéndose de esa forma el número de conversiones al dominio eléctrico. Estas redes que introducen nuevas capacidades (implementación de funcionalidades de red en el dominio óptico) son las llamadas redes de segunda generación.

El objetivo es dotar cada vez de más funcionalidades a la capa óptica para obtener mayores prestaciones y reducir costes. Esta tendencia llega en algunos casos hasta el punto de intentar obtener una red óptica capaz de realizar las funciones típicas de la conmutación de paquetes para posibilitar una mejor integración con IP [Ram02]. Esto es sin embargo una visión muy futurista pero que está impulsando a la aparición de nuevas tecnologías.

La dotación de estas nuevas funciones al nivel óptico requerirá de dispositivos ópticos que las implementen. De esta forma se justifica la importancia del estudio de nuevas tecnologías que es lo que se busca con este trabajo. Aunque actualmente la tecnología óptica ya es suficientemente madura y capaz de implementar muchas funcionalidades, todavía hay mucho que mejorar ya que los equipos suelen ser costosos y voluminosos. Por este motivo se intenta ofrecer una solución dentro de la tecnología nanofotónica. Los avances que puede aportar este tipo de tecnologías frente a otras es la posibilidad de reducir considerablemente los dispositivos de forma que se pueda crear circuitos integrados relativamente complejos que posean una alta funcionalidad. Todo esto aporta las ventajas de

menores costes, más circuitos integrados por chip, nuevas aplicaciones, nuevas funcionalidades y mejores prestaciones. De igual manera que la microelectrónica supuso un gran impulso para los dispositivos electrónicos y, por tanto, para la era de la información, se pretende con la nanofotónica conseguir un nuevo impulso tecnológico que supere las limitaciones actuales.

1.2. Nanofotónica: Cristales fotónicos

La tecnología fotónica está en la actualidad muy extendida en diversas áreas científicas. Es el campo de las comunicaciones ópticas, mencionado anteriormente, uno de los principales impulsores del desarrollo de la tecnología fotónica. Sin embargo, en su desarrollo han ido apareciendo nuevas aplicaciones tan diversas como el procesado fotónico o los sensores ópticos. Dichas aplicaciones requieren nuevas tendencias dentro de la tecnología fotónica así como mayores niveles de integración dando lugar a la aparición de un nuevo y vasto campo, la **Nanofotónica**.

La nanofotónica, definida como la fusión de la nanofabricación y la fotónica, se presenta como una nueva frontera de la investigación y trae consigo una gran cantidad de oportunidades para el desarrollo de nuevas tecnologías [Pra04]. Se trata de un campo multidisciplinar que requiere aportaciones de diversas áreas científicas, tanto para el diseño de los dispositivos (tales como sensores, conmutadores o filtros); como para su fabricación donde existen diversas tendencias como por ejemplo la tecnología de Si en óxido (*Silicon on insulator, SOI*) o la de compuestos III-V (como GaAs) entre otras. Concretamente la tecnología en Si es la más perseguida debido al amplio desarrollo alcanzado para los sistemas microelectrónicos [Pan05]. Dentro de la nanofotónica los cristales fotónicos son una de las principales líneas de investigación debido a su alta capacidad de control de la luz en dimensiones muy reducidas.

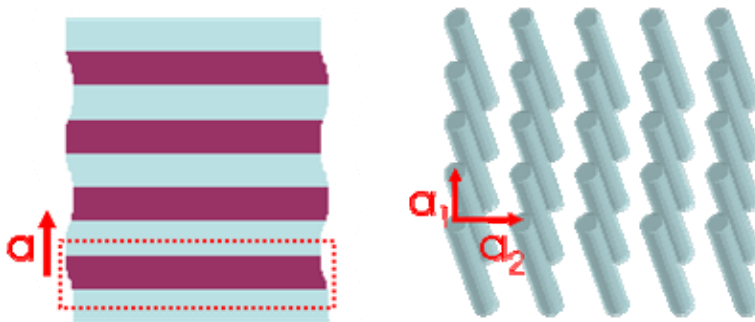


Figura 1.2: Ejemplos simples de cristales fotónicos uni-, bidimensionales. Los distintos colores representan materiales con distintas constantes dieléctricas. La característica que define a un cristal fotónico es su periodicidad (a) a lo largo de uno o más ejes y la celda básica que se repite.

Los cristales fotónicos son materiales artificiales compuestos por varios dieléctricos en una disposición periódica (Figura 1.1). De esta forma, el índice de refracción varía periódicamente en una o varias direcciones espaciales [Joa95]. Según en cuantas direcciones espaciales se produzca dicha variación se está considerando cristales uni-dimensionales (1D), bi-dimensionales (2D); que son en los que se centra la presente tesis; o tri-dimensionales (3D). Estas estructuras fueron originalmente propuestas por E. Yablonovitch y S. John de forma independiente en sendas publicaciones durante 1987. En [Yab87] se propone la utilización de materiales dieléctricos periódicos en tres dimensiones para inhibir la emisión espontánea mientras que en [Joh87] se estudiaba la localización de fotones en ciertas estructuras dieléctricas desordenadas. A partir de esos trabajos pioneros se ha llevado a cabo una ingente labor investigadora en este campo que ha dado lugar a gran cantidad de libros, artículos y patentes. Según muchos expertos, los cristales fotónicos pueden suponer una revolución en el campo de la fotónica similar a la que en el siglo pasado los semiconductores supusieron en la electrónica.

En analogía a lo que ocurre con los electrones en cristales convencionales con periodicidad del potencial a nivel atómico, la propagación de fotones en el interior de los cristales fotónicos está sujeta a la periodicidad de la estructura. Así, un modo electromagnético que se propaga en un cristal fotónico consiste en una onda plana modulada por una función periódica que depende de la estructura del cristal. Esos modos se conocen generalmente como modos de Bloch [Blo28] (o de Floquet [Flo83] en el caso 1D) ya que fueron sugeridos inicialmente por estos autores. La propiedad más importante de estas estructuras es que, debido a la periodicidad del índice de refracción, aparecen intervalos o bandas de energía prohibidas (**PBG, photonic band gaps**) de modo que ningún fotón con frecuencia en ese intervalo se puede propagar en el interior del cristal con independencia de su vector de onda, es decir, independientemente de su dirección. La aparición de dichas bandas prohibidas puede explicarse como un fenómeno de reflexión múltiple en los distintos planos de discontinuidad del cristal. Debido a la disposición periódica de las discontinuidades se consigue inhibir a ciertas frecuencias la radiación electromagnética dentro del cristal [Joa95]. En el caso particular de cristales 2D el confinamiento en la dirección vertical (en la que no existe periodicidad) se conseguirá mediante el proceso de reflexión total interna. Esta estructura es la que caracteriza los llamados cristales fotónicos planares. Este tipo de configuración presenta la ventaja de tener una mayor compatibilidad con las tecnologías de nanofabricación ampliamente desarrolladas para circuitos electrónicos integrados en silicio.

En el caso de que se altere la periodicidad del cristal se pueden originar estados electromagnéticos confinados en la propia alteración y con una energía situada dentro la banda prohibida. Así, al introducir un defecto puntual se puede

originar una cavidad resonante ya que el modo decae fuera del defecto por no ser un estado permitido. Si lo que se hace es introducir una alteración lineal puede surgir un modo guiado con una relación de dispersión no plana dentro de la banda prohibida ya que la radiación electromagnética no puede escapar del defecto [Joa95]. La posibilidad de implementar **cavidades resonantes** y **guías de onda** en cristales fotónicos es de vital importancia ya que estas estructuras son componentes básicos de cualquier circuito óptico integrado. De esta manera se puede controlar por medio de estas estructuras la propagación de la luz.

Una de las propiedades de los cristales fotónicos que más interés está suscitando actualmente es la baja velocidad de grupo que se puede conseguir con estas estructuras. Esta baja velocidad implica una mayor interacción entre la señal electromagnética y la materia que la soporta. Lo que se traduce en una mayor sensibilidad de estas estructuras ante cambios en las propiedades de los materiales subyacentes, que les convierte en unos candidatos ideales para la implementación de sensores biológicos. Además, debido a que sus costes son extremadamente bajos (debido a su posible fabricación en masa) es posible plantearse un producto de un solo uso que competiría con los complejos equipos que se necesitan en la actualidad para los mismos fines. El campo de los dispositivos no lineales, no menos importante que el de los biosensores, también se veía en gran medida favorecido por el aumento de la interacción de la onda con la materia. Tal y como se comenta más adelante, las reducidas dimensiones unidas a la baja velocidad de grupo pueden llegar a permitir un aumento considerable de la sensibilidad no lineal del dispositivo. Así se permitiría la implementación de funcionalidades activas, es decir, dispositivos cuyo comportamiento puede ser controlado mediante señales de control. Este es uno de los grandes temas pendientes en el campo de la fotónica desde hace ya unas décadas. El éxito en este campo implicaría la posibilidad de implementar puertas lógicas y con ellas cualquier tipo de funcionalidad de modo análogo a las puertas lógicas presentes en todos los dispositivos electrónicos actuales. Surge así la posibilidad de implementar todas esas funcionalidades ópticas en un único chip óptico integrado de dimensiones micrométricas, anchos de banda muy superiores y con requerimientos de potencia menores a los de los actuales dispositivos. Esta idea llevó a Joannopoulos a imaginar lo que se conoce como **micrópolis fotónica** (ver Figura 1.3) en [Joa97], que consiste en un circuito óptico integrado multifuncional implementado mediante el uso de cristales fotónicos 1D, 2D y 3D.

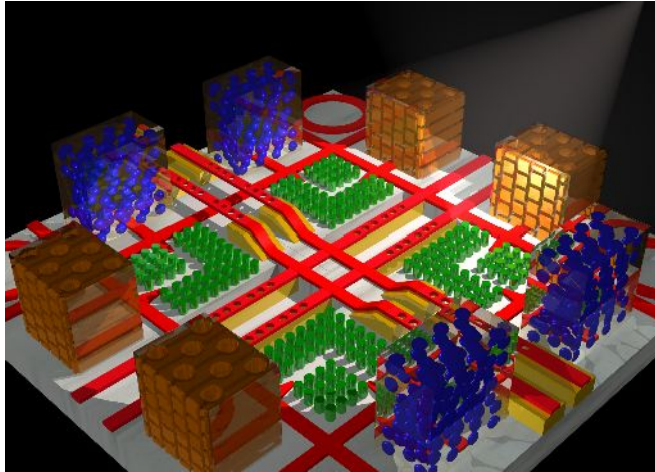


Figura 1.3: Micrópolis fotónica basada en cristales fotónicos propuesta por Joannopoulos.

2. Marco de la tesis

Esta tesis se inició en el Grupo de Sistemas Radio-Fibra Óptica (FRG, Fibre-Radio Group) en la Universidad Politécnica de Valencia, dentro de una nueva línea de investigación en nanofotónica, concretamente en cristales fotónicos planares. Esta línea que emergía en el comienzo de la tesis ha marcado en gran medida la evolución del grupo dando lugar a su transformación posterior en el Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia (VNTC, Valencia Nanophotonics technology center). Este centro, constituido actualmente como instituto universitario ha desarrollado numerosas líneas dentro del campo de la nanofotónica y cuenta actualmente con facilidades de fabricación de dispositivos en SOI.

El trabajo aquí presentado no habría sido posible sin la financiación obtenida por medio de la beca de Formación de Personal Investigador concedida al autor por el Ministerio de Educación y Ciencia dentro del marco del proyecto PLANITEC.

3. Objetivos de la tesis

El trabajo desarrollado en esta tesis se centra en el estudio de la implementación del acoplador direccional en tecnología de cristales fotónicos planares. Este dispositivo tiene una gran importancia debida a las múltiples funcionalidades que implementa.

Con un acoplador direccional se puede dividir o repartir la potencia de la señal en los porcentajes que se desee. Además se puede diseñar para separar una

serie canales adyacentes permitiendo la implementación de intercaladores de canal. Los cruces entre guías también pueden emplear un acoplador direccional. Todas estas son funcionalidades básicas necesarias en un gran rango de aplicaciones entre las que se podrían mencionar la monitorización, la multiplexación y demultiplexación, el aislamiento de canales, etc.

El objetivo de la tesis es realizar un análisis detallado de la implementación del acoplador direccional en la tecnología de cristales fotónicos planares. Estudiando cuáles son las ventajas y las desventajas que se pueden derivar de su implementación en esta tecnología. Para este fin se elabora en este trabajo un diseño de su estructura contemplando cada una de sus principales aplicaciones y en el que se estudian sus prestaciones.

Dentro de la presente tesis se evalúa también la implementación de acoplador direccional con materiales no lineales. El objetivo es evaluar la implementación de una estructura activa desde el punto de vista de la funcionalidad, es decir, que tenga una respuesta variable en función de un control externo. Se aprovechan en este caso las propiedades de baja velocidad de grupo y alto confinamiento de potencia que presentan los cristales fotónicos para la implementación de un conmutador todo óptico, es decir, un conmutador controlado por una señal óptica. Este es un tema de gran interés dentro de la tecnología fotónica donde se está haciendo una labor ingente para la obtención de dispositivos activos con capacidad de integración y consumo de potencia moderado. Destacan dentro de las funcionalidades activas las puertas lógicas ópticas, que permitirían, de modo análogo a como sucede en electrónica digital, la implementación de cualquier funcionalidad a base de combinarlas.

4. Estructura de la tesis

La tesis se estructura en los siguientes capítulos:

- Capítulo 1: Con este presente capítulo se intenta dar una visión del área temática en el que se incluye el estudio de la tesis. Se pretende introducir los distintos campos en los que podría tener aplicación los resultados presentados en esta tesis.
- Capítulo 2: El análisis de las estructuras de cristal fotónico es bastante complejo por lo que requiere la utilización de métodos numéricos. A pesar de existir ya programas capaces de modelar estas estructuras ha sido necesario la elaboración de un método numérico que permitiera incluir efectos especiales como son las no linealidades de los materiales. Dicho método basado en los elementos finitos se detalla en este capítulo.

- Capítulo 3: Es en este capítulo donde se desarrolla el diseño teórico básico del acoplador direccional en cristales fotónicos planares. Se elaboran las aplicaciones lineales básicas de este dispositivo, tanto dependientes como independientes de la frecuencia analizando sus prestaciones.
- Capítulo 4: Se incluyen en este capítulo el efecto que tendría la utilización de materiales cuya respuesta a un campo electromagnético incidente no sea lineal. Se estudia concretamente la implementación de un conmutador con la estructura de acoplador direccional presentada en el capítulo anterior.
- Capítulo 5: Se aborda en este capítulo la propagación de pulsos por la estructura del acoplador. Se puede observar que esta estructura es muy dispersiva lo que puede suponer una gran pérdida de prestaciones. Este problema se solventa mediante el diseño de una estructura que realiza la compensación de la dispersión.
- Capítulo 6: Este capítulo se destina a recopilar todos los resultados experimentales que se han realizado en el desarrollo de la tesis para la demostración de los conceptos teóricos estudiados en los capítulos anteriores.
- Capítulo 7: Se presentan finalmente las conclusiones más importantes de la tesis así como las posibles líneas futuras que se pretenden seguir para dar continuidad a los resultados obtenidos hasta este momento.

Por último, se incluyen una serie de anexos con la intención de proporcionar información complementaria utilizada en la elaboración de la tesis y que puede ser útil para su comprensión.

- Anexo A: Se realiza una introducción a los cristales fotónicos 2D y a los diagramas de bandas utilizados para su estudio. Se pretende no sólo introducir a un lector no familiarizado con estos conceptos sino también dar una idea de cómo realizar una correspondencia entre los modelos 2D y una la implementación real de estructuras fotónicas planares.
- Anexo B: Se realiza una introducción a los algoritmos genéticos utilizados en el capítulo 5.

5. Bibliografía

- [Bla02] U. Black, “*Optical networks: Third generation transport systems*”, Ed. Prentice Hall (2002).
- [Blo28] F. Bloch, “*Über die quantenmechanik der electronen in kristallgittern*”, Z. Physik **52**, 555 - 600 (1928).
- [Cap99] J. Capmany, F. J. Fraile Peláez, J. Martí, “*Dispositivos de Comunicaciones Ópticas*”, Ed. Síntesis, Madrid, 1999.
- [Cap06] J. Capmany, B. Ortega, “*Redes ópticas*” Ed SPUPV (2006).
- [Cat07] J.M. Catalá, E. de los Reyes, B. García, “*Introducción a las telecomunicaciones*” Ed. SPUPV (2007).
- [Flo83] G. Floquet, “*Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques*”, Ann. École Norm. Sup. **12**, 47 - 88 (1883).
- [Joa95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and N. J. Winn, “*Photonic Crystals: Molding the flow of light*” Ed.: Princeton, (1995).
- [Joa97] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve and S. Fan, "Photonic Crystals: Putting a New Twist on Light," Nature **386**, 143 (1997).
- [Joh87] S. John, “*Strong localization of photons in certain disordered superlattices*”, Phys. Rev. Lett. **8**, 2486 - 2489 (1987).
- [Pan05] M. Paniccia, S. Koehl, “*The Silicon Solution*”, IEEE Spectrum, 30 – 35 October (2005).
- [Pra04] P.N. Prasad “*Nanophotonics*” Ed.: Wily Inter-Science (2004).
- [Ram02] R. Ramaswami, “*Optical Networks: a practical perspective*”, Ed Morgan Kaufman (2002).
- [Yab87] E. Yablonovitch, “*Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*”, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 - 2062, (1987).

Capítulo 2

Modelado de cristales fotónicos con el método de los elementos finitos

1. Introducción

Los cristales fotónicos son unas estructuras relativamente complejas y que han generalizado en el campo de la óptica el estudio de diagramas de dispersión (o diagramas de banda, ver anexo A). En dichos diagramas de dispersión se representa la frecuencia de los modos permitidos en la estructura en función del vector de onda en una determinada dirección del espacio. Un rasgo también muy característico de los cristales fotónicos es la aparición de regiones de frecuencia en las que no existe ningún modo permitido. Son los denominados “*Bandgaps*” o regiones de frecuencia prohibidas. Para la obtención de estos diagramas de bandas se ha realizado un trabajo considerable en la adaptación de métodos numéricos que permitan modelar estas estructuras [Joh01, Hie02, Tay97]. Asimismo, se han realizado esfuerzos para incorporar cada vez más fenómenos físicos para el estudio de efectos como la respuesta no lineal de los materiales de las estructuras que se tratará en la presente tesis [Fuj04, Lou01].

Debido a la complejidad que suelen presentar las estructuras de cristal fotónico, en la mayoría de los casos no es posible la realización de estudios analíticos de los mismos. Normalmente, en el caso particular de los cristales fotónicos planares, se suelen hacer estudios en dos dimensiones en los que sólo se tiene en cuenta el plano de periodicidad del cristal. Esto permite simplificar en gran medida las ecuaciones de Maxwell que modelan los dispositivos al convertirse en ecuaciones escalares. Esta aproximación es suficientemente válida para demostrar el principio de funcionamiento de los diseños y permite abordar estructuras relativamente complejas. En determinados casos, con modos guiados, el modelado puede ser simplificado incluso a una dimensión considerando una sola dirección de

propagación y así poder extraer expresiones analíticas aproximadas que modelen ciertas propiedades.

De entre los distintos métodos de análisis numérico existentes se pueden destacar principalmente métodos semianalíticos como la técnica de reflexión múltiple (“*Multiple-scattering*”) y expansión modal (“*Eigenmode expansion*”) y otros más generales como son la expansión de ondas planas (“*Plane wave expansion PWE*”) y diferencias finitas en el dominio del tiempo (“*Finite-Difference Time-Domain, FDTD*”). Por último, el método de los elementos finitos, también bastante utilizado, será el que se tratará más profundamente en el presente capítulo.

La técnica de “*Multiple-scattering*” en el caso bidimensional utiliza una expansión en una base ortogonal de ondas cilíndricas para modelar el campo electromagnético en el medio. Las componentes de esta base son las conocidas funciones de Bessel-Hankel (representadas en la Figura 2.1), y son los modos naturales que aparecen en objetos cilíndricos. Esto supone una cierta ventaja ya que en cristales fotónicos planares se trabaja normalmente con estructuras periódicas de columnas cilíndricas, por lo que es sencillo el modelado de las condiciones de contorno que introducen las columnas.

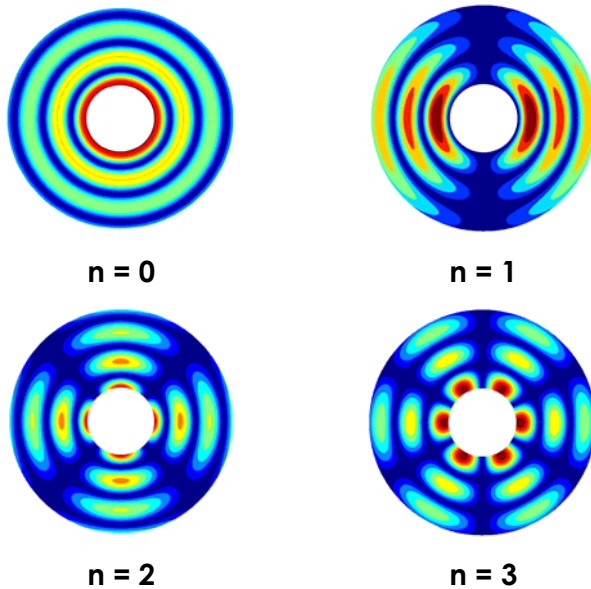


Figura 2.1. Representación de la parte real de la función de Hankel $|H_n^{(2)}(\kappa\rho)\cos(n\phi)|$. Estos modos son funciones ortogonales utilizadas para expresar la solución en una región con cilindros.

La solución analítica consiste en una serie infinita y por lo tanto es inabordable con total exactitud. De todos modos, este tipo de aproximación permite tener un buen control de la exactitud de la solución. Además, si se consideran estructuras finitas no es necesaria la implementación de ningún tipo de condición de contorno. Sin embargo, el modelado con esta técnica incrementa el coste proporcionalmente a N^3 , siendo N el número de incógnitas. Por ese motivo el aumento del número de cilindros aumenta el tiempo de cálculo considerablemente. Por otro lado esta técnica está restringida a geometrías cilíndricas. La adaptación a problemas en que la geometría no sea cilíndrica supone un coste adicional.

Con la técnica “*Eigenmode expansion*” se realiza una aproximación también semianalítica. En este caso se trocea el dominio del problema que se desea modelar en regiones o “rodajas” (ver Figura 2.2). En cada una de estas rodajas se considera que el patrón de la permitividad es constante en una dirección que coincidirá con la de propagación. Se obtiene para cada región una expansión de modos ortogonal que será utilizada para aproximar en el campo electromagnético de la solución.

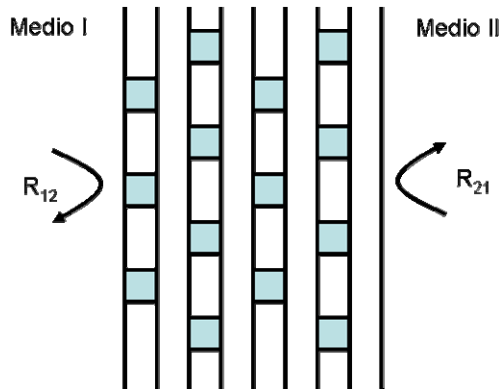


Figura 2.2. Ejemplo del “troceado” de un cristal fotónico bidimensional formado por cuadrados. Se pueden observar en la figura ocho regiones comprendidas entre el medio I y el II. Para analizar la transmisión y reflexión de un medio al otro se utilizan las matrices R y T .

Los coeficientes necesarios para la expansión en modal en cada región se obtienen mediante la técnica de adaptación de modos. De esta forma para cada uno de los interfaces entre regiones se obtiene una matriz que relaciona los modos de una y otra región. La ventaja de este algoritmo es que su requerimiento de procesador aumenta linealmente con el número de regiones, por lo que estructuras que no presenten muchas variaciones en la dirección de propagación se pueden modelar de forma sencilla. En el caso particular de los cristales fotónicos planares esto no sucede. Sin embargo, es posible la optimización del código para que en los casos que se dé periodicidad no se complique demasiado el cálculo. Además es fácil la implementación de condiciones de contorno absorbentes. El principal

problema de esta técnica es la gran cantidad de regiones que se necesitan para discretizar estructuras no periódicas ni uniformes en la dirección de propagación.

La utilización del método de expansión en ondas planas, PWE, está también muy generalizada en las aplicaciones de cristal fotónico. Concretamente la utilidad más extendida es el cálculo de diagramas de bandas. Aunque los métodos que ya se han comentado anteriormente también pueden abordar el problema del cálculo de diagramas de bandas no son utilizados con tanta frecuencia para este fin. Uno de los principales motivos es la disponibilidad de una aplicación de libre distribución desarrollada por el Instituto Tecnológico de Massachusetts (MIT). Esta aplicación, llamada *Mit Photonic Bands*, *MPB* [Joh01], es la primera que surgió, lo que facilitó en gran medida su extensión. Esta técnica aproxima la solución del problema con una base de ondas planas. Debido a la relación de las ondas planas con la transformada de Fourier se pueden realizar algoritmos muy eficientes que aprovechen los códigos ya optimizados que implementan dicha transformada. Esta herramienta se emplea casi exclusivamente para diagramas de dispersión y la obtención del patrón de campo modal pero no es muy utilizada para el estudio de la transmisión de estructuras finitas.

Quizás el método más ampliamente utilizado, y por ello el más importante, es el de las diferencias finitas en el dominio del tiempo, FDTD. Sus principales ventajas radican en que es un método relativamente sencillo y muy general. Cualquier problema se puede modelar con FDTD. Este método se ha utilizado tanto en aproximaciones 2D como en 3D dando como resultado soluciones que se ajustan en gran medida a los resultados experimentales. Cabe destacar la aportación que realizó Yee en el año 1966 [Yee66] al diseñar un algoritmo que permitía la utilización de este método en el campo del electromagnetismo y las contribuciones que realizó años más tarde Taflove quién acuñó en 1980 el término FDTD. Posteriormente, es importante mencionar la aportación de Berenger [Ber94] de las condiciones de contorno perfectamente absorbentes, “*Perfectly Matched Layers*”, conocidas por las siglas *PML*, que han sido imitadas más tarde en otros métodos de simulación numérica. Gracias a estas aportaciones y algunas más, la técnica FDTD es un método de simulación completo que puede ser aplicado de forma general a cualquier tipo de problema electromagnético.

El mecanismo de la técnica FDTD consiste en la aproximación de las derivadas temporales y espaciales de las ecuaciones de Maxwell por diferencias finitas. Esta aproximación requiere por tanto una discretización tanto espacial como temporal. Dicha discretización se hace a base de una malla cuadrada según el algoritmo de Yee [Taf95], por lo que geometrías complejas que incluyan curvas deberán ser aproximadas por cuadrados. A modo ilustrativo se presenta en la Figura 2.3 un punto del dominio discretizado para la aplicación del método FDTD.

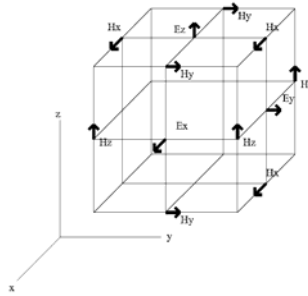


Figura 2.3. Detalle de un punto de la malla de discretización de un problema 3D propuesta por Yee. Se identifica cada punto del espacio con una componente del campo \mathbf{E} o \mathbf{H} de forma que se cumplan de manera natural las ecuaciones de Maxwell.

Por este motivo, para conseguir una buena solución, será necesaria la utilización de un mallado muy fino y por lo tanto aumentará el tiempo de cálculo. Sin embargo, una de las principales ventajas de FDTD es que resuelve las ecuaciones de Maxwell en el dominio del tiempo. Esto permite el estudio de la propagación de pulsos a lo largo de los cristales fotónicos. Además, realizando una transformada de Fourier a la respuesta del pulso se obtiene, con una sola simulación de FDTD, la respuesta en frecuencia de la estructura bajo estudio.

2. El Método de los Elementos Finitos

El método de los elementos finitos (MEF) es la técnica numérica desarrollada en la tesis. Al igual que FDTD, el método de los elementos finitos es de uso general para la resolución de ecuaciones en derivadas parciales, por lo que se aplica en la actualidad a una gran diversidad de campos. En el caso concreto del modelado de dispositivos ópticos, el MEF no está tan arraigado como el método FDTD aunque también se utiliza bastante. Existe una gran variedad de publicaciones que desarrollan el MEF para la aplicación a dispositivos ópticos [Fuj04, Kim04, Rub04]. Se abordan temas como el estudio de la propagación en dispositivos y algunos más concretos de los cristales fotónicos como es el cálculo de diagramas de bandas tanto en régimen lineal como no lineal.

El MEF es un método variacional que se basa en el principio de mínima energía. De esta manera se define una expresión de la energía o un funcional que se minimizará en un conjunto de funciones. El caso más habitual es que se realice la aproximación de Galerkin, en la que el dominio del problema se divide en regiones pequeñas llamadas elementos. En estos elementos se minimiza el funcional tomando una base de ortogonal de funciones finita, que consiste normalmente en

los polinomios de interpolación de Lagrange, y se establecen condiciones de continuidad entre las soluciones de cada elemento.

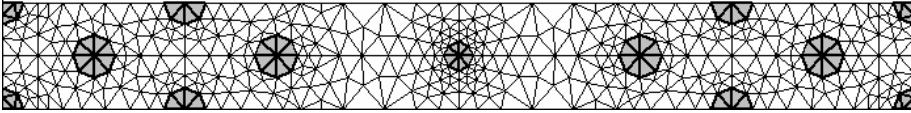


Figura 2.4. Ejemplo de una discretización mediante triángulos de una estructura de cristal fotónico compuesta por dos materiales. Uno sombreado en gris y el otro sin colorear.

Dentro de las ventajas que presenta este método es que los elementos en los que se divide el dominio del problema pueden ser de distintos tipos y de distintas dimensiones. De esta manera, con un mallado de triángulos se consigue un mejor ajuste a la geometría del problema como se puede observar en la Figura 2.4. Además, para una mejor adaptación cabe la posibilidad de “deformar” los lados de los elementos para que se ajusten mejor a fronteras complejas con curvas tal y como se mostrará más adelante. Otra ventaja del mallado es la flexibilidad en el tamaño de los elementos, de tal forma que se puede refinar el mallado en las zonas de mayor interés, mientras que allí donde la solución casi es nula se puede relajar el mallado con elementos de mayor tamaño para reducir el coste computacional. Para la resolución del método se manejan matrices de gran tamaño ya que es proporcional al número de puntos en el mallado al cuadrado (N^2). Sin embargo dichas matrices son dispersas por lo que se pueden diseñar los programas eficientemente para reducir en gran medida los requerimientos de computación que se escalará linealmente con N [Jin93]. Esto permite que pueda ser usado para la resolución de problemas relativamente grandes. La solución que aporta el MEF es la función que mejor aproxima la solución exacta con la base de funciones elegida o dicho de otro modo, la solución numérica obtenida mediante MEF es una interpolación de la solución real con un conjunto de funciones. Esto le diferencia de otros métodos numéricos en los que lo que se obtiene es el valor de la solución en unos puntos determinados del mallado.

La principal desventaja frente a FDTD es que el MEF es un método que resuelve las ecuaciones de Maxwell en el dominio de la frecuencia, por lo que no es eficiente para calcular la respuesta en frecuencia de dispositivos. Aunque existen implementaciones que combinan el MEF con la técnica de propagación de haces (*BPM, Beam propagation method*) que permiten el modelado en el dominio del tiempo [Fuj04b].

Además el MEF requiere que el dominio del problema sea cerrado, lo que obliga a la implementación de condiciones de contorno absorbentes como es el caso de las PML [Kos01].

En los siguientes subapartados se presenta detalladamente cómo se ha implementado el algoritmo de los MEF en la tesis. Primero se definirá de forma general el problema que se va a abordar para posteriormente explicar cómo se han implementado cada uno de los pasos del algoritmo del MEF. Se deja para la siguiente sección los aspectos concretos que requieren las estructuras de cristal fotónico para la obtención de diagramas de dispersión.

2.1. Programa básico de Elementos finitos

Para el estudio de los cristales fotónicos la ecuación que se desea resolver es la ecuación de Maxwell. Al tratar con cristales fotónicos planares es posible simplificar los cálculos a dos dimensiones haciendo la suposición de que las ondas sólo se propagan en el plano de periodicidad del cristal fotónico y que, por lo tanto, su componente del vector de onda en la dirección perpendicular (consideraremos la dirección z) es nula. Esta simplificación no es del todo correcta sobretodo porque el cristal fotónico, si tiene una cierta altura puede presentar varios modos en la dirección vertical [Joh01b]. Sin embargo, cuando el cristal fotónico planar es una tira suficientemente delgada para evitar los modos superiores en la dirección vertical, es posible, mediante el cálculo de un índice efectivo del índice de refracción de la lámina dieléctrica que contiene la periodicidad, obtener resultados válidos [Gao06].

Al considerar estructuras bidimensionales el problema vectorial de las ecuaciones de Maxwell se puede reducir fácilmente a dos problemas escalares, uno por cada polarización de la onda. Esto es debido a que con la aproximación bidimensional se pueden extraer dos componentes independientes como son el campo eléctrico y magnético en la dirección z , E_z y H_z , dando lugar a los modos transversales magnéticos (TM) y transversales eléctricos (TE). Estas componentes dependerán únicamente de las direcciones transversales x e y quedando eliminado el eje z . La forma que presentará la ecuación de onda para ambas polarizaciones viene dada por la expresión (2.1). Donde $\alpha_x = \alpha_y = 1/\varepsilon$, $\beta = (\omega/c)^2$ para el caso TE y $\alpha_x = \alpha_y = 1$, $\beta = (\omega/c)^2 \varepsilon$ para el caso TM. Siendo el valor de la permitividad dieléctrica del material ε , que depende de las coordenadas de posición en el plano del cristal fotónico, ω es la frecuencia considerada en rad/s y c es la velocidad de la luz. El valor de las fuentes que pueden existir en la zona bajo estudio es f . Se puede observar la ausencia del valor de la permeabilidad del material en la expresión debido a que se están considerando materiales no magnéticos.

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha_y \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \beta \phi = f \quad (x, y) \in \Omega \quad (2.1)$$

Faltaría por definir las ecuaciones de contorno, ver Figura 2.5, que deben conocerse en el borde exterior del dominio (Γ) y también en las zonas donde exista

alguna discontinuidad (Γ_d). En el algoritmo de elementos finitos estándar se distinguen básicamente dos tipos de condiciones de contorno: las esenciales y las naturales.

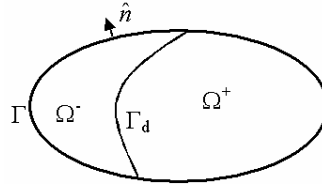


Figura 2.5: Dominio genérico en el que se aplica el problema de elementos finitos. Γ es la frontera exterior y Γ_d la discontinuidad interna que divide el recinto en dos mitades Ω^+ y Ω^- . El vector perpendicular a la superficie es \hat{n} .

Las condiciones esenciales o de Dirichlet se corresponden con aquellas condiciones “fuertes” que determinan el valor de la función incógnita en la frontera. Son del tipo $\phi=p$ en Γ_1 . No se corresponde normalmente con casos reales aunque sí se pueden aproximar mucho a la realidad.

El segundo tipo de condiciones, algo más realistas tiene la forma

$$\left(\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} + \alpha_y \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \cdot \hat{n} + \gamma \phi = q \quad \text{en } \Gamma_2 \quad (2.2)$$

Como se puede observar estas condiciones son mucho más genéricas y podrán explicar una mayor variedad de situaciones de la realidad. El problema es que son un poco más complicadas.

Realmente las condiciones de contorno que se van a utilizar, como se verá en el próximo capítulo, no se corresponden con ninguno de los dos tipos anteriores, por lo que no se tratará exhaustivamente el tema de las condiciones de contorno en este apartado.

Conociendo pues la distribución de la permitividad en la estructura que se desea analizar, su forma geométrica, las posibles fuentes y las condiciones de contorno en las fronteras del problema se puede pasar a resolver la ecuación de onda para obtener la solución. Aplicando el MEF el recinto del problema se divide en un gran número de elementos dentro de cada uno de los cuales se realiza una aproximación a la solución. Para que exista una coherencia se impondrá posteriormente una condición de continuidad de la solución de elemento a elemento dando lugar como resultado a una aproximación global de la solución en todo el dominio. Esta separación en elementos nos proporciona otra ventaja más a la hora de tratar con discontinuidades. Haciendo coincidir las discontinuidades con las fronteras de los elementos con discontinuidad se tiene solucionado el problema. Dentro de cada elemento el material no presentará discontinuidad por lo que ya no

supondrá un problema. Además, se podrá definir una variación continua de la permitividad dentro de cada elemento. Esta posibilidad es fundamental para la simulación de problemas no lineales ya que la permitividad dependerá del campo que es una función continua dentro de los elementos.

En los siguientes apartados se presenta detalladamente cómo se obtiene la solución en cada elemento y cómo posteriormente se ensambla el sistema aplicando las condiciones de contorno correspondientes para obtener la solución final. Para ello se definirá un funcional r a partir de la expresión (2.1) que será minimizado en cada elemento para un conjunto de funciones.

A modo de resumen, los pasos a seguir para el método de elementos finitos son los siguientes:

- 1.-Obtención de la expresión del variacional a minimizar.
- 2.-Discretizar el dominio en distintos elementos.
- 3.-Elección de funciones para aproximar la solución.
- 4.-Formular el sistema de ecuaciones y aplicar restricciones.
- 5.-Solución del sistema de ecuaciones o del problema de valor propio.

2.2. Obtención del variacional a minimizar

En este paso se describe el método del residuo a minimizar de Galerkin. Se trata de un paso bastante inmediato pero importante conceptualmente. El residuo, que será el funcional que se minimizará, no es más que la siguiente función:

$$r(\phi(x, y)) = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha_y \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \beta \phi - f \quad (x, y) \in \Omega \quad (2.3)$$

que, como se puede observar, que se obtiene directamente de la expresión (2.1). Lo que se pretende es que el residuo se iguale en la mayor medida posible a la función cero. Dado que la función cero es la función ortogonal a todo el resto de funciones se debe de cumplir, para cualquier función definida en el dominio, la siguiente condición de ortogonalidad (2.3) para cualquier función v .

$$R = \int_{\Omega} r \cdot v d\Omega = 0 \quad \forall v \in \Omega \quad (2.4)$$

Esto, como se había apuntado anteriormente, tiene infinitos grados de libertad, ya que son infinitas las funciones, v , que se pueden definir. Por este motivo, en la aproximación de Galerkin se define simplemente un conjunto de

funciones de “test” que formarán una base. De esta forma en vez de obtener la solución exacta, basta una aproximación que al menos se parezca a la solución de forma que cumpla la ortogonalidad a un conjunto de algunas funciones. Se consigue de este modo relajar las condiciones estrictas de la ecuación (2.4) reduciendo la ortogonalidad a solo un conjunto cerrado de funciones. La solución que dará el MEF será una interpolación de la solución real con una base de las funciones de test empleadas en la minimización.

2.3. Discretización del dominio

La división del dominio en elementos se puede hacer de distintas maneras. La discretización con elementos triangulares es la más empleada ya que permite una mejor adaptación a los contornos de cualquier estructura lo que supone una ventaja frente a otros métodos que están restringidos a mallados cuadrados. Realmente siempre se produce un error de discretización ya que es muy complicado adaptarse totalmente a ciertos contornos. En el caso de que el contorno tenga curvas estas se aproximarán mediante parábolas o rectas. De hecho en la implementación realizada del MEF se han considerado las mismas funciones de interpolación para el dominio como para la aproximación de la solución. Dichas funciones son comentadas en el próximo apartado.

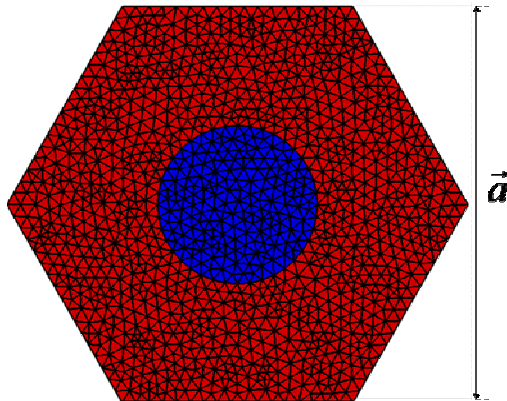


Figura 2.6: Discretización de una celda de una estructura hexagonal. En color azul se muestra el cilindro interior y en rojo el sustrato. El vector \vec{a} señala una de las direcciones de periodicidad de la celda.

Como ejemplo se presenta el caso de un cristal fotónico con columnas cilíndricas en una estructura hexagonal. El dominio queda discretizado de la forma que se ve en la Figura 2.6. En esta figura se presenta en color azul los elementos contenidos dentro del cilindro.

A partir de este momento, ya se considera el dominio discretizado, por lo que las operaciones que se realicen a continuación se consideran dentro del elemento. Esto se denotará introduciendo el subíndice “ el ” en las variables que se utilicen. Una vez hechos los cálculos por separado en cada uno de los elementos se agruparán las contribuciones de cada uno en una matriz global para obtener la solución en todo el dominio del problema.

2.4. Elección de las funciones de interpolación

Las funciones elegidas para la interpolación estarán definidas a trozos, de forma que fuera del elemento para el que están definidas se anularán y en el interior del mismo consistirán en polinomios de orden dos como máximo. De esta forma, la aproximación de la solución dentro del elemento, ϕ'_{el} , queda según la ecuación (2.5).

$$\phi'_{el}(x, y) = a_1x^2 + a_2y^2 + a_3xy + a_4x + a_5y + a_6 \quad (x, y) \in \Omega_{el} \quad (2.5)$$

El polinomio de la expresión (2.5) no se obtiene de forma directa sino que realmente se obtiene su desarrollo como combinación lineal de una base ortogonal de los polinomios de segundo grado, tal y como se describe en la expresión (2.6).

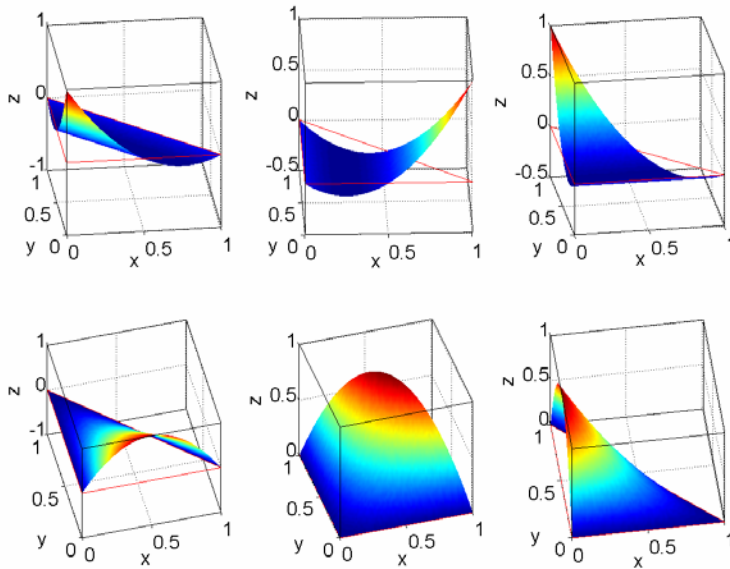


Figura 2.7: Polinomios de Lagrange de segundo orden en un elemento triangular. Se dibuja el elemento estándar en color rojo en la posición $z=0$.

Dicha base estará formada por los polinomios de Lagrange que en el caso bidimensional consistirá en seis polinomios (ϕ_i , $i=1,2,3,4,5,6$) de forma que la solución obtenida será una interpolación por el método de Lagrange de la solución real. El polinomio ϕ_i de la base cumplirá dos condiciones básicas. La primera es que tomará el valor de uno en un punto, que llamaremos nodo (x_i, y_i) , de la frontera del elemento. Asimismo el valor del polinomio i -ésimo será nulo en los nodos correspondientes al resto de funciones (ϕ_j , $j \neq i$) de la base tal y como se puede ver en la Figura 2.7. Es importante mencionar que las funciones de test mencionadas en el apartado 2.2 serán también los polinomios de segundo grado y por lo tanto vendrán representadas por los mismos polinomios de Lagrange que la solución. Además, en el caso particular de la implementación realizada, esa misma base es utilizada para aproximar el dominio discretizado tal y como veremos posteriormente en la ecuación (2.15).

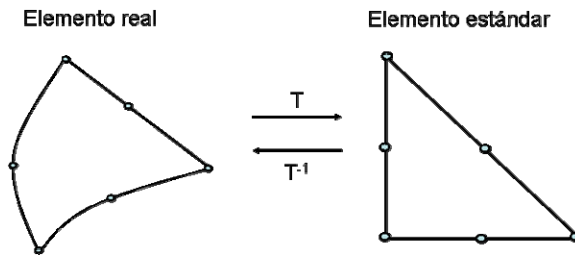


Figura 2.8. Transformación T entre el elemento real (triángulo deformado) al elemento estándar. El elemento estándar consiste en un triángulo rectángulo de seis nodos y es aquí donde se definen los polinomios de Lagrange y cualquier triángulo real del dominio será transformado en este para la realización de los cálculos.

Al minimizar el residuo imponiendo (2.4) en las funciones de la base de los polinomios de Lagrange se obtiene una interpolación de segundo orden de la solución real. Esto es así debido a que los polinomios de Lagrange son ortogonales entre sí. Por este motivo, si los tomamos como funciones de test y forzamos que se anule el residuo para ellos, estamos asegurando que el residuo será nulo para cualquier combinación lineal de ellos, y por tanto, de cualquier polinomio de segundo grado. Se obtiene, en definitiva, una proyección de la solución real al espacio definido por los polinomios de grado dos dentro de cada elemento. Los valores que quedarán por determinar serán los pesos de la combinación lineal (u_i en la expresión (2.6)) de las funciones de Lagrange que se corresponden con los valores de la solución en los nodos de los elementos. Se puede observar que, considerando sólo una base de polinomios, se ha simplificado el problema de hallar las funciones incógnita que minimizan el funcional del residuo a hallar un conjunto de valores escalares, los pesos u_i de las funciones de Lagrange, en cada uno de los

nodos del elemento que minimizan al residuo convertido ahora en una función de varias variables (2.6).

$$\phi_{el} \cong \phi'_{el} = \sum_{i=1}^M u_i \phi_i \rightarrow r'_{el}(u_1, u_2, \dots, u_M) \quad (2.6)$$

Para la obtención de los valores u_i cabe recordar que los elementos no están totalmente aislados, por lo que habrá que imponer las restricciones de contorno de cada elemento para obtener la solución final. De esta forma se formulará un sistema de ecuaciones con todos los valores nodales de todos los elementos.

Como hemos mencionado anteriormente, los mismos polinomios de Lagrange empleados para aproximar la solución son los que se emplean para interpolar las fronteras del domino. De esta manera contornos curvos o “caprichosos” se pueden modelar mejor al aproximarlos mediante parábolas. La forma de hacer esta aproximación es a base de realizar una transformación, que se comentará más adelante, de un elemento estándar ideal como el de la Figura 2.8. al elemento real [Jin93]. Esta transformación es necesaria para formular las ecuaciones que nos permitirán obtener los valores nodales u_i y se presentará en la siguiente sección.

2.5. Formular el sistema de ecuaciones y aplicar restricciones

A continuación se detalla cómo obtener las ecuaciones que expresan de cada elemento su contribución para pasar posteriormente a la agrupación de las expresiones de todos los elementos en un sistema de ecuaciones con el que se resolverán definitivamente los valores nodales u_i . Para realizar la agrupación final habrá que tener un buen conocimiento del problema que se pretende resolver y se deberán aplicar las restricciones oportunas.

Cálculo de las contribuciones de cada elemento

Para empezar acudimos a la expresión del residuo en un elemento, de (2.3) y (2.4) se obtiene:

$$R_{el} = \int \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha_y \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \beta \phi - f \right] v d\Omega_{el} \quad (2.7)$$

Como se puede observar se tienen términos con derivada segunda pero con un poco de manipulación (aplicando el teorema de la divergencia) se puede evitar la derivada segunda como se muestra en (2.8) para la variable espacial x .

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_{el}} \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right] v \, d\Omega_{el} &= \int_{\Omega_{el}} \left[\left(\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(v \alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right] d\Omega_{el} = \\ &= \int_{\Omega_{el}} \left(\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} \right) d\Omega_{el} - \int_{\Gamma} v \alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \cdot \hat{n} \, d\Gamma_{el} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Procediendo de forma análoga con el término en derivada segunda según la variable y y agrupando todo en la expresión completa del residuo se obtiene:

$$\begin{aligned} R_{el} &= \int_{\Omega_{el}} \left[\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} - \alpha_y \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} + \beta \phi v - f v \right] d\Omega_{el} + \\ &+ \int_{\Gamma_{el}} \left[\alpha_x \frac{\partial \phi}{\partial x} \hat{x} - \alpha_y \frac{\partial \phi}{\partial y} \hat{y} \right] \cdot v \cdot \hat{n} \, d\Gamma_{el} = 0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

donde la segunda integral de la expresión anterior se corresponde con una integral de línea alrededor del elemento que se anulará para todos los elementos interiores del dominio mientras que en los del contorno o la frontera con discontinuidades (ver Figura 2.5) vendrán determinados por las condiciones de contorno. En nuestro caso, para los cristales fotónicos se anula debido a la periodicidad. Es por ello que no se considerará más a continuación.

La solución que se obtendrá es, como ya se ha mencionado, una interpolación mediante polinomios de la solución real. De esta forma la solución será de la forma:

$$\phi_{el} = \sum_j u_j \phi_j \quad (2.10)$$

donde u_j es el valor de la solución en cada uno de los nodos del elemento y ϕ_j es una de las funciones de interpolación que ya se han comentado. Concretamente la función ϕ_j es aquella que no se anula en el nodo j del elemento. Tomando del conjunto de funciones de test la función $v = \phi_i$ se deriva la siguiente ecuación:

$$\mathbf{R}|_{i, \forall j} = \int_{\Omega} \sum_j u_j \left[\alpha_x \frac{\partial \phi_j}{\partial x} \frac{\partial \phi_i}{\partial x} - \alpha_y \frac{\partial \phi_j}{\partial y} \frac{\partial \phi_i}{\partial y} + \beta \phi_j \phi_i \right] d\Omega = 0 \quad (2.11)$$

Esta representará la ecuación i -ésima del sistema de ecuaciones del elemento. Si un elemento está compuesto por seis nodos como en nuestro caso, este sistema tendrá un total de seis ecuaciones, que tendrá el siguiente aspecto:

$$\mathbf{M}_{el} \cdot \mathbf{u}_{el} = \mathbf{0} \quad (2.12)$$

Obsérvese que este sistema correspondiente a un elemento se iguala a cero. Esto es debido a que el parámetro que representa las fuentes f es nulo para el problema que pretendemos resolver. Por otro lado se debe observar que la matriz elemental M_{el} está compuesta por dos submatrices:

$$\mathbf{M}_{el} = \mathbf{A}_{el} + \beta \cdot \mathbf{B}_{el} \quad (2.13)$$

donde \mathbf{B} se forma a partir de la integral del producto de las funciones ϕ_1 y ϕ_j , y \mathbf{A} se corresponde a los otros dos términos de la integral de la ecuación (2.11). Con las expresiones (2.13) y (2.12) se puede empezar a intuir la forma de una ecuación de valor propio, ya que β será desconocido.

Detalle del método de integración en los cálculos elementales

Con los pasos mencionados anteriormente, repetidos en todos y cada uno de los elementos, se obtiene la contribución de cada uno de ellos. Sólo queda un punto por aclarar para tener definitivamente las matrices elementales que forman el sistema de ecuaciones y se trata de la implementación de la integración que requiere la expresión (2.11). Son varias las opciones que se pueden tomar para realizar la integración pero la que se realiza en esta implementación se basa en la cuadratura de Gauss. Es complejo calcular elemento a elemento la función de Lagrange que valga la unidad en un nodo y cero en el resto; sobretodo si el triángulo está ligeramente deformado para adaptarse a contornos curvos. Por ese motivo se hace en cada elemento una transformación de coordenadas de forma que en el nuevo sistema coordenado el triángulo posea una forma estándar como la mostrada en la Figura 2.8. Dentro de este elemento estándar sí que se conocen las funciones de interpolación de Lagrange para este dominio transformado y es aquí donde se realiza la integración. Esta transformación forzará al cálculo del Jacobiano para poder deshacer la transformación y así obtener la integral deseada tal y como se muestra en la ecuación (2.14). Las coordenadas reales se muestran con las letras (x,y) mientras que las coordenadas del dominio transformado serán (ξ,η) .

Aunque se podrían implementar métodos más directos para la integración, este método presenta la ventaja de ser válido para cualquier base de funciones de test y además es más exacto cuando se considera que las propiedades del material α_x y α_y son variables dentro del recinto del elemento.

De esta forma la integración se hará siguiendo la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_{el}} g(x,y) dx dy &= \left| Te : \begin{array}{l} x = x(\xi,\eta) \\ y = y(\xi,\eta) \end{array} \right| = \int_{\Omega_{el}} \hat{g}(\xi,\eta) |J(\xi,\eta)| d\xi d\eta = \\ &= \int_{\Omega_{el}} \hat{G}(x,y) d\xi d\eta \cong \sum_{l=1}^k \hat{G}(\xi_l, \eta_l) \cdot w_l \end{aligned} \quad (2.14)$$

donde ξ y η representan las variables en las nuevas coordenadas y (ξ_i, η_i) y w_i son los puntos en los que se evalúa la función y los pesos aplicados para la integración por el método de cuadratura de Gauss.

Los pasos a seguir para calcular la matriz elemental se enumeran a continuación para aclarar ideas, ya que incluir este punto de la integración es algo complejo. Se realizan los pasos en el mismo orden que se ha seguido para la realización del programa. La información con la que se parte en principio son las coordenadas reales de los nodos del elemento y los puntos del método de cuadratura que se encuentran en el dominio transformado sobre el elemento estándar (ξ_i, η_i) .

Con esta información se empieza a iterar para cada uno de los puntos de integración. Por lo tanto se toma el primer punto de integración. Lo primero que habrá que hacer es obtener una expresión de la matriz de la transformación del elemento estándar al real. Para ello nos servimos nuevamente de las funciones de interpolación de Lagrange para representar cualquier punto real del elemento físico a partir de los puntos del elemento estándar, es decir, para establecer la relación entre las coordenadas reales y las del elemento estándar se utiliza la expresión (2.15). Dado un punto perteneciente al intervalo estándar, su correspondiente punto en elemento real que se está considerando tiene las siguientes coordenadas (2.15).

$$x_{real} = \sum_j x_j \phi_j(\xi, \eta) \quad y_{real} = \sum_j y_j \phi_j(\xi, \eta) \quad (2.15)$$

En (2.15), (x_j, y_j) son las coordenadas del nodo en el que el polinomio $\phi_j(x, y)$ toma valor uno. Lo que se está haciendo no es más que interpolar el espacio real con las funciones de interpolación de Lagrange del elemento estándar, lo que permite una aproximación de contornos curvos del dominio real con polinomios como ya se ha comentado en el apartado 2.4. Utilizando la expresión anterior, se obtiene el jacobiano de la transformación:

$$J(\xi_i, \eta_i) = \begin{pmatrix} \frac{dx}{d\xi} & \frac{dx}{d\eta} \\ \frac{dy}{d\xi} & \frac{dy}{d\eta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_j x_j \frac{\partial \phi_j(\xi_i, \eta_i)}{\partial \xi} & \sum_j x_j \frac{\partial \phi_j(\xi_i, \eta_i)}{\partial \eta} \\ \sum_j y_j \frac{\partial \phi_j(\xi_i, \eta_i)}{\partial \xi} & \sum_j y_j \frac{\partial \phi_j(\xi_i, \eta_i)}{\partial \eta} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Una vez ya se ha calculado el jacobiano lo que se necesita es conocer su determinante y su inversa

$$\begin{pmatrix} \frac{dx}{d\xi} & \frac{dx}{d\eta} \\ \frac{dy}{d\xi} & \frac{dy}{d\eta} \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{|\det(J)|} \begin{pmatrix} \frac{dy}{d\eta} & -\frac{dx}{d\eta} \\ -\frac{dy}{d\xi} & \frac{dx}{d\xi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{d\xi}{dx} & \frac{d\xi}{dy} \\ \frac{d\eta}{dx} & \frac{d\eta}{dy} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Finalmente después de obtener las entradas de la última matriz de (2.17) se puede hallar perfectamente la derivada de las funciones de Lagrange trasladadas al elemento físico real. Estas derivadas como se puede observar en la siguiente expresión están evaluadas en el punto real correspondiente al punto de integración l del elemento estándar que se está considerando.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_j^r(x(\xi_l, \eta_l), y(\xi_l, \eta_l))}{\partial x} &= \frac{\partial \phi(\xi_l, \eta_l)}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \phi(\xi_l, \eta_l)}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi_j^r(x(\xi_l, \eta_l), y(\xi_l, \eta_l))}{\partial y} &= \frac{\partial \phi(\xi_l, \eta_l)}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial \phi(\xi_l, \eta_l)}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Toda la información necesaria para la expresión (2.18) está disponible. Por un lado las derivadas de las coordenadas para el elemento estándar con respecto a los ejes reales se conocen de (2.17). Por otro lado los polinomios de Lagrange en el elemento estándar son también conocidos, sólo hay que derivarlos y evaluar la derivada en el punto de integración (ξ_l, η_l) que se está considerando.

En este momento ya se conoce el valor de los dos términos en derivada primera de la expresión (2.11) que contribuirán multiplicados por α_x y α_y a formar la matriz \mathbf{A}_{el} de la expresión (2.13). Por otro lado, el término que acompaña el parámetro β se obtiene simplemente evaluando los polinomios de Lagrange del elemento estándar en el punto de integración. De esta forma tendremos la contribución del punto de integración l a la matriz \mathbf{B}_{el} . Este proceso se repetirá para los siguientes puntos de integración de Lagrange sumándose las contribuciones de cada punto de integración entre sí multiplicadas por el correspondiente peso y obtener así las matrices \mathbf{A}_{el} y \mathbf{B}_{el} .

Agrupación de las contribuciones de todos los elementos

Finalmente, los cálculos obtenidos dentro de un elemento deben de ser combinados con el resto para obtener las matrices generales del sistema. Para ello, se asignará una numeración única global a todos los nodos de los elementos del mallado. La información que contienen las matrices elementales son ecuaciones que relacionan los nodos del elemento al que representan. Esta información se debe de trasladar a las correspondientes posiciones de las matrices del sistema dadas por la numeración del nodo, de forma que la ecuación que relaciona el nodo i con el j se ubica en la posición ij de la matriz global. Los nodos correspondientes a una

arista común se identifican con el mismo número, de manera que al introducir la información de las matrices elementales de cada elemento, se suman los valores que coinciden en las mismas posiciones para asegurar, de esa manera, la condición de continuidad del campo entre elementos.

Este paso de acoplar las matrices elementales a la global, aunque trivial, es muy importante conceptualmente. De esta forma queda ya prácticamente definido el sistema final. Tan solo queda la aplicación de las condiciones de contorno cosa que se verá en el apartado específico de la aplicación a cristales fotónicos ya que es algo particular de estas estructuras.

Finalmente, una vez realizados todos los pasos anteriores se obtiene el siguiente sistema (2.19) donde \mathbf{u} es el vector que contiene todas las incógnitas de los valores de los nodos de todo el mallado. Se puede observar que se trata de un problema de valor propio generalizado.

$$\mathbf{A}\mathbf{u} + \beta \cdot \mathbf{B}\mathbf{u} = 0 \quad (2.19)$$

Las matrices obtenidas \mathbf{A} y \mathbf{B} presentan una serie de propiedades que permite algoritmos especiales de resolución bastante eficientes. Estas propiedades son por ejemplo el ser dispersas, es decir, el tener una gran cantidad de posiciones nulas. Además con una numeración cuidadosa de los nodos del recinto se puede conseguir que ambas matrices tengan los elementos no nulos en la diagonal y a sus alrededores. Por último, y fruto de elegir el mismo conjunto de funciones para el test como para la representación de la solución, se puede deducir de (2.11) que la matriz es simétrica. Esta última propiedad es muy útil para relajar los requerimientos de memoria del simulador, ya que sólo será necesario almacenar media matriz de \mathbf{A} y \mathbf{B} .

3. Aplicación al cálculo de diagramas de dispersión

En el apartado anterior ya se ha realizado una descripción detallada de la implementación del MEF realizada. Se ha reservado para este apartado el tratamiento de las condiciones de contorno por ser un tema específico de los cristales fotónicos. Es importante recordar la aproximación bidimensional que se realizó al principio del apartado anterior. Las soluciones de la ecuación (2.1) serán campos escalares. La propagación se considera únicamente en el plano de periodicidad del cristal xy al considerar la constante de propagación en la dirección z nula. Las soluciones dependerán por tanto únicamente de las coordenadas x e y .

Sin embargo, en el plano xy también es necesario introducir un límite al dominio. En la Figura 2.1 se presentaba una celda básica como la sección del plano del cristal fotónico mínima que se necesita para estudiarlo. Conocida la celda básica y los vectores de la red que indican las direcciones en las que se repite la

celda, se puede reconstruir sin ningún problema la estructura de cristal fotónico infinita. Para limitar el dominio de cálculo a la celda básica será necesario introducir un tipo de condiciones de contorno que modelen el comportamiento de la estructura infinita.

En la expresión (2.9) del residuo, se despreció la última integral de contorno. Dicha integral representa el flujo a través de la arista del elemento y es igual pero de signo contrario al flujo del elemento adyacente en la misma arista. Por ese motivo, la contribución de dicha integral se anula al considerar todos los elementos interiores. Sin embargo, en las aristas de la frontera de la celda básica no es necesariamente nula dicha integral. Mediante la aplicación de unas ciertas propiedades que cumplen las condiciones de contorno se consigue, tal y como se muestra a continuación, anular la integral de línea también en los elementos de la frontera.

Debido a la periodicidad de la estructura la solución cumplirá la condición de Bloch (2.20) en la que se expresa el campo solución como el producto de una función periódica, ϕ_p y un término de fase. La función ϕ_p será la parte periódica del campo eléctrico (E_{pz}) para modos TM y la del campo magnético (H_{pz}) para modos TE.

$$\phi(x, y) = e^{j(k_x x + k_y y)} \cdot \phi_p(x, y) \quad (2.20)$$

Esta expresión de la solución de los campos deberá substituirse en la ecuación (2.9) en lugar de ϕ para obtener la expresión definitiva del residuo, que será dependiente del valor del vector de onda de la expresión de la función de Bloch.

Para obtener una expresión más manejable del residuo que se pretende minimizar se tomarán en este caso unas funciones de test especiales. En este caso las funciones de test cumplirán la siguiente expresión (2.21). De esta forma las expresiones de test tendrán una forma más similar a la de la solución, facilitando de esa manera los cálculos. El factor v_p será por tanto periódico en el recinto.

$$v(x, y) = e^{-j(k_x x + k_y y)} \cdot v_p(x, y) \quad (2.21)$$

Sustituyendo las expresiones (2.20) y (2.21) en (2.9), e ignorando por el momento la integral de línea de esta última expresión, se obtiene (2.22) donde $\alpha = \alpha_x = \alpha_y$ ya se conocen tanto para el caso de los modos TE como para los TM.

$$\begin{aligned}
 R = \int_{\Omega} \alpha \left[\frac{\partial \phi_p}{\partial x} \frac{\partial v_p}{\partial x} - \frac{\partial \phi_p}{\partial y} \frac{\partial v_p}{\partial y} + jk_x \left(v_p \frac{\partial \phi_p}{\partial x} - \frac{\partial v_p}{\partial x} \phi_p \right) + \right. \\
 \left. + jk_y \left(v_p \frac{\partial \phi_p}{\partial y} - \frac{\partial v_p}{\partial y} \phi_p \right) \right] d\Omega + \int_{\Omega} \left[\alpha (k_x^2 + k_y^2) - \beta \right] \phi_p v_p d\Omega
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

La expresión de las funciones de test v dada en (2.21) presenta una gran ventaja sin pérdida de los conceptos estudiados en el capítulo anterior. La parte periódica de las funciones de test, v_p , estará compuesta por los polinomios de Lagrange. La periodicidad para v_p y ϕ_p se conseguirá forzando que la solución de un extremo del recinto sea igual a su punto equivalente pasado un periodo, es decir, que los puntos separados por un vector primitivo de red tengan exactamente la misma solución. De esta forma la incógnita en el nodo u_i de un lado de la frontera del recinto será la misma que la del nodo u_j situado en el lado opuesto. Dichos nodos estarán separados entre sí por un vector primitivo de red. Además, tal y como se comentaba anteriormente, la integral de línea de la expresión (2.9) se anula, al ser los elementos de un lado y otro del dominio “virtualmente” adyacentes.

La expresión matricial del residuo será de la forma:

$$\begin{aligned}
 R|_{i,vj} = \int_{\Omega} \sum_j u_j \alpha \left[\frac{\partial \phi_{pj}}{\partial x} \frac{\partial \phi_{pi}}{\partial x} - \frac{\partial \phi_{pj}}{\partial y} \frac{\partial \phi_{pi}}{\partial y} \right] d\Omega + \\
 + \int_{\Omega} \sum_j u \alpha \left[jk_x \left(\phi_{pi} \frac{\partial \phi_{pj}}{\partial x} - \frac{\partial \phi_{pi}}{\partial x} \phi_{pj} \right) + jk_y \left(\phi_{pi} \frac{\partial \phi_{pj}}{\partial y} - \frac{\partial \phi_{pi}}{\partial y} \phi_{pj} \right) \right] d\Omega + \\
 + \int_{\Omega} \sum_j u_j \alpha (k_x^2 + k_y^2) \phi_{pj} \phi_{pi} d\Omega - \int_{\Omega} \sum_j u_j \beta \phi_{pi} \phi_{pj} d\Omega
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

En esta última expresión se presenta la forma de construir cada una de las ecuaciones a resolver. Las funciones ϕ_{pj} son, como se ha dicho anteriormente, los polinomios de Lagrange que ya se han definido anteriormente y que aproximarán a la componente periódica de la solución de Bloch. Se mantiene el subíndice p para recordar que se ha de imponer la periodicidad. Para ello las filas y columnas que se correspondan a nodos equivalentes las sumaremos entre sí y eliminaremos una de los dos, todo esto dentro de las matrices globales. De esta manera se identifica a las dos incógnitas como la misma.

Estudiando el sistema matricial de (2.23) se deduce que se extraerán un total de cinco matrices globales de forma que el sistema queda de la forma:

$$\left[\alpha \cdot \mathbf{A} + k_x \cdot \mathbf{C}_1 + k_y \cdot \mathbf{C}_2 + \alpha (k_x + k_y) \cdot \mathbf{B} - \beta' \cdot \mathbf{B}' \right] \mathbf{u} = 0 \tag{2.24}$$

Las matrices **A** y **B** ya son conocidas del método estándar de elementos finitos y son simétricas y dispersas. La matriz **B'** es similar a la **B**, simplemente, en el caso de los modos TM se incluirá en el cálculo la multiplicación por ϵ de forma que $\beta'=(\omega/c)^2$ para los modos TE y TM. Las matrices **C**₁ y **C**₂ son las que cambian con respecto al ejemplo del apartado anterior. Las matrices **C** son antisimétricas, es decir, los elementos de un lado de la diagonal tienen el mismo valor y signo contrario a los elementos del otro lado de la diagonal. Además los elementos de estas matrices son imaginarios puros por lo que la matriz resultante del lado izquierdo de la expresión (2.24) es hermítica.

Casi todos los elementos de la expresión (2.24) son conocidos y se pueden obtener como se ha visto hasta ahora partiendo de la información del dominio y sus materiales. Los únicos parámetros desconocidos son las constantes de propagación k_x y k_y , así como el parámetro β' y el vector de pesos **u**. Se podría averiguar, dada una frecuencia, qué constantes de propagación son posibles. Sin embargo, este último planteamiento es muy complejo por lo que resulta mucho más sencillo invertirlo, es decir, dado el vector de propagación dentro del plano, obtener qué frecuencias son posibles. Este nuevo planteamiento permite expresar la ecuación (2.24) en un problema de valor propio generalizado. Todas las matrices se sumarían entre sí multiplicadas previamente por sus coeficientes. La única que se quedaría al margen de la suma sería la matriz **B'** ya que se desconoce su coeficiente. De esta forma se obtiene el sistema de valor propio generalizado esperado (2.25).

$$\mathbf{M}(\vec{k})\mathbf{u}_k = \beta' \mathbf{B}' \mathbf{u}_k \quad \text{con } \beta' = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (2.25)$$

La matriz **M** dependerá de k_x y k_y , como se ha comentado, es decir, se deberá elegir en primer lugar una dirección de propagación para obtener los modos que existen con dicha dirección. La hermiticidad de las matrices **C** se mantiene al sumarles el resto de matrices ya que las demás son simétricas. Esta hermiticidad es importante ya que implica que los autovalores que se obtengan como solución serán siempre reales. A modo de comprobación, en la Figura 2.9 se presenta el resultado de un diagrama de bandas de una estructura de cilindros de alúmina idéntica a la que se encuentra en [Joa95]. La Figura 2.10 presenta la distribución del campo desplazamiento, **D**, del primer y segundo modo en la dirección cristalina de propagación **X** (ver diagrama de direcciones dentro de la Figura 2.9).

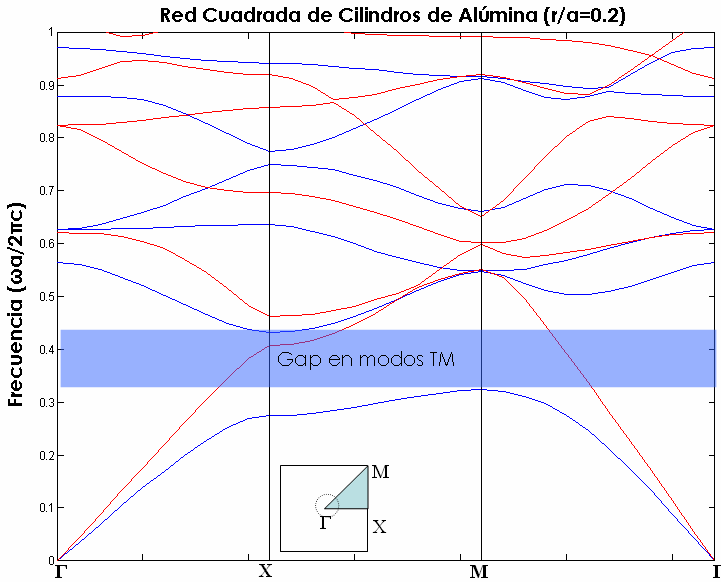


Figura 2.9. Diagrama de bandas de una red cuadrada de cilindros de alúmina ($\epsilon = 8.9$) de radio $0.2a$ en aire. En azul se representan los modos TM y en rojo los TE. Se puede observar una región de frecuencias prohibidas, *Gap*, para los modos TM. Se incluye el dibujo de la zona de Brillouin insertada en el interior. Estos resultados obtenidos con el programa de elementos finitos coinciden con los presentados en [Joa95].

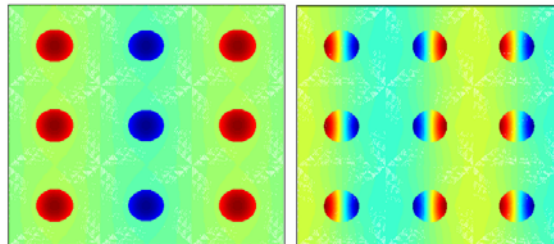


Figura 2.10. Patrón de campo D en las bandas TM primera (derecha) y segunda (izquierda) del vector de onda que coincide con la dirección X. Estos resultados obtenidos con el programa de elementos finitos coinciden con los presentados en [Joa95].

De esta manera quedan expuestas las variaciones que se deben realizar sobre el programa de elementos finitos estándar para su aplicación a cristales fotónicos 2D. La raíz de todas las variaciones es debida a sustituir la expresión de la solución en forma de estados de Bloch. Esto ha forzado a la elección de unas funciones de test algo especiales (2.21) que permitieran evitar la exponencial de la expresión (2.20). Además, conocida la periodicidad de nuestras incógnitas se han podido

obtener las condiciones de contorno adecuadas que consisten simplemente en igualar la solución de los nodos del contorno que están unidos entre sí por un vector primitivo de la estructura. Otra de las peculiaridades de esta adaptación a cristales fotónicos ha sido la aparición de matrices complejas. Como resultado a todo este estudio se obtiene finalmente el simulador de bandas en cristales fotónicos 2D que se buscaba.

4. Introducción de efectos no lineales

Los efectos no lineales serán empleados en el capítulo 4 para la implementación de dispositivos activos utilizando el modelado que se presenta a continuación. Concretamente se considerará el efecto no lineal debido a la dependencia de la permitividad de los materiales que constituyen el cristal fotónico con respecto al campo eléctrico. Se trata de la no linealidad de tercer orden debido al efecto Kerr. De esta forma el valor de la permitividad en los materiales no lineales que componen el cristal fotónico seguirá la expresión (2.26).

$$\varepsilon_r = \varepsilon_L + \varepsilon_{NL}|\mathbf{E}|^2 \quad (2.26)$$

En (2.26) se observa una parte lineal y una segunda parte que depende del campo que se encuentre en la estructura.

El sistema no lineal se resolverá a partir de un método iterativo que a base de realizar muchas simulaciones lineales se acerque a la solución [Nii95]. El procedimiento será el siguiente: Primero se resolverá el sistema de forma lineal como si el campo en la estructura fuera nulo. Una vez resuelto esta simulación lineal ya tenemos la expresión de los campos de cada uno de los modos de la estructura. A continuación elegimos el modo o la combinación de modos que darán el campo \mathbf{E} de la estructura. Se utilizará este campo para variar, según la expresión (2.26), el valor de la permitividad en los elementos que estén en el material no lineal. Se procederá con el valor de la permitividad actualizado a realizar una nueva simulación lineal. Se repiten estos pasos hasta que de una iteración a otra apenas se produzca variación.

La modificación de la permitividad según la forma del campo \mathbf{E} significará que los valores α_x , α_y , y β de la ecuación (2.23) serán dependientes con la posición según una determinada función continua. Dicha variación deberá ser tenida en cuenta en el proceso de cálculo de las matrices elementales (2.23) para introducir correctamente los valores de la permitividad del material en cada punto considerado.

Es importante resaltar en este momento la importancia de la implementación realizada con elementos finitos para un modelado más exacto del fenómeno

nolineal. Debido a las características del MEF, el material contenido en cada elemento puede presentar una variación continua dentro de él. Por este motivo se puede asegurar que el cambio en las propiedades ópticas, debidas al efecto Kerr, sigue el patrón de campo de la señal no lineal, es decir, se da en mayor medida en las zonas donde el campo es mayor y en menor medida donde el campo es menor. Esto es una ventaja frente a otros métodos en los que se asume el campo constante a trozos, dentro de los cuales la variación es igualmente constante [Sol02, Cue04]. El método de integración para el cálculo de las matrices elementales (2.14) permite aproximar la variación real del material dentro del elemento con las funciones de Lagrange utilizadas para la solución. Además, dado que no todos los elementos de la estructura contienen un material no lineal, sólo será necesario recalcularse en este paso los que sufren cambio por no linealidades, por lo que se reduce considerablemente el tiempo de cálculo en este paso, al aprovecharse la información ya calculada en el anterior.

Este proceso se seguirá realizando iterativamente ya que la solución del patrón de campo variará ligeramente al considerar la parte no lineal. Como criterio de parada se considera que se ha llegado a la solución del sistema no lineal cuando la máxima diferencia entre los valores de los nodos de una iteración y la siguiente es menor a un determinado valor de tolerancia.

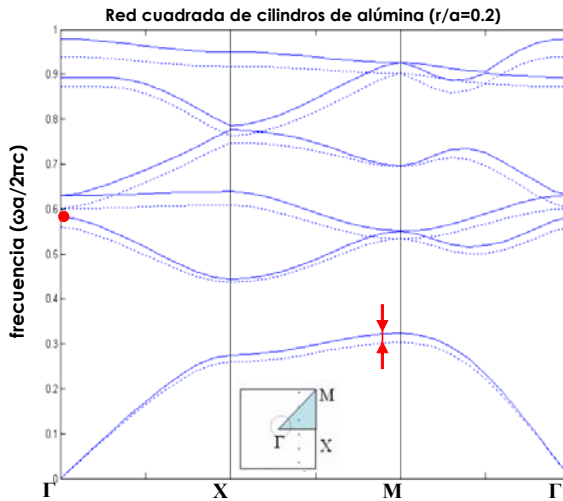


Figura 2.11. Diagrama de bandas (modos TM) de una red cuadrada de cilindros de alúmina ($\epsilon = 8.9$) de radio $0.2a$ en aire. En línea continua se presenta la solución lineal de la Figura 2.9 y en trazo discontinuo la solución no lineal. El modo que causa la no linealidad está marcado con el punto rojo.

Como resultado se obtendrá un nuevo diagrama de bandas de aspecto similar al lineal, pero con ligeras variaciones en las frecuencias y los patrones de los modos. En la Figura 2.11 se muestra un ejemplo en el que el coeficiente Kerr considerado es de signo positivo por lo que la no linealidad da lugar a una reducción de la frecuencia del modo. En este caso se han introducido valores de potencia lo suficientemente grandes para que se pueda apreciar sin dificultad la variación en las bandas. En un caso realista la variación no lineal sería mucho menor a lo que se observa en la figura tal y como veremos en el capítulo 4 al utilizar este método para el estudio de un conmutador [Cue04b].

5. Conclusiones

Debido a la complejidad de las estructuras de cristal fotónico, se hace necesaria la implementación de herramientas de simulación numérica para su estudio. Son muchos los métodos que se utilizan para su modelado de entre los que cabe destacar principalmente el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo, FDTD por su carácter general y por lo desarrollado que está en el ámbito del modelado óptico.

Sin embargo, el MEF es otro método de carácter general que puede ser empleado para el estudio de cristales fotónicos. Su uso está menos extendido en este campo pero como se ha explicado en este capítulo puede presentar ciertas ventajas. La solución obtenida con el MEF es una aproximación con un conjunto de funciones a la solución real y no simplemente el valor en unos puntos del mallado. Permite modelar variaciones continuas en las propiedades de los materiales lo que permite un mejor modelado de los efectos no lineales. Desde el punto de vista de coste computacional y gasto de memoria, el MEF es un algoritmo bastante eficiente al dar lugar a matrices dispersas que permiten la optimización de estos parámetros. El coste computacional se incrementará por tanto linealmente con el número de nodos en el mallado.

Esta herramienta basada en el MEF será empleada conjuntamente con un software comercial basado en FDTD en todos los estudios que se presentan en los siguientes capítulos de la tesis.

6. Bibliografía

- [Ber94] J. P. Berenger, “*A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves*”, Journal of Computational Physics, **114**, 185-200 (1994).
- [Cue04] F. Cuesta-Soto, A. Martínez, B. García-Baños, J. Martí, “*Numerical Analysis of All-Optical Switching Based on a 2-D Nonlinear Photonic Crystal Directional Coupler*”, IEEE J. of selec. Top. in Quant. Elect., **10**, 1101 – 1106, (2004)
- [Cue04b] F. Cuesta-Soto, A. Martínez, J. García, F. Ramos, P. Sanchis, J. Blasco, and J. Martí, “*All-optical switching structure based on a photonic crystal directional coupler*”, Optics Express, **12**, 161 – 167, (2004).
- [Fuj04] T. Fujisawa and M. Koshiba; “*A Frequency-Domain Finite Element Method for Modeling of Nonlinear Optical Waveguide Discontinuities*”, IEEE Phot. Tech. Lett., **16**, 129 – 131, (2004).
- [Fuj04b] T. Fujisawa and M. Koshiba; “*Time-Domain Beam Propagation Method for Nonlinear Optical Propagation Analysis and Its Application to Photonic Crystal Circuits*”, Journal of lightwave technology, **22**, 684 – 690, (2004).
- [Gao01] D. Gao and Z. Zhou; “*Nonlinear equation method for band structure calculations of photonic crystal slabs*”, Applied Physics Letters, **88**, 163105 (2006).
- [Hie02] B.P. Hiett, J.M Generowicz, S.J. Cox, M. Molinari, D.H. Beckett, K.S. Thomas; “*Application of finite element methods to photonic crystal modelling*”, IEEE Proc.-Sci. Meas. Technol., **149**, 293 – 296 (2002).
- [Jin93] Jiaming Jin, “*The finite Element Method in Electromagnetics*,” Ed.: John Wiley & Sons, inc., (1993).
- [Joa95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and N. J. Winn, “*Photonic Crystals: Molding the flow of light*” Ed.: Princeton, (1995).
- [Joh01] Steven G. Johnson and J. D. Joannopoulos; “*Block-iterative frequency-domain methods for Maxwells equations in a planewave basis*”, Optics Express, **8**, 173 – 190 (2000).
- [Joh01b] S.G. Johnson, S. Fan, P.R. Villeneuve, and J.D. Joannopoulos, L.A.

- Kolodziejski; “*Guided modes in photonic crystal slabs*”, Physical Review Letters, **60**, 5751 – 5758 (2001).
- [Kim04] W.J. Kim and J.D. O'Brien; “*Optimization of a two-dimensional photonic-crystal waveguide branch by simulated annealing and the finite-element method*”, J. Opt. Soc. Am. B, **21**, 289 – 295 (2004).
- [Kos01] M. Koshiba, Y. Tsuji, S. Sasaki, “*High-Performance Absorbing Boundary Conditions for Photonic Crystal Waveguide Simulations*”. IEEE Microw. & wire. comp. lett., **11**, 152 – 154 (2001).
- [Lou01] V. Lousse and J.P. Vigneron “*Self-consistent photonic band structure of dielectric superlattices containing nonlinear optical materials*”, Physical Review E, **63**, 027602, (2001)
- [Nii95] A. Niiyama, Masanori Koshiba, and Yasuhide Tsuji, “*An Efficient Scalar Finite Element Formulation for Nonlinear Optical Channel Waveguides*”, Journal of Lightwave Technology, **13**, 1919 – 1925, (1995).
- [Rub04] C.E. Rubio-Mercedes, H.E. Hendadez-Figueroa; “*Padé boundary conditions for the finite-element modeling of arbitrary planar junctions*”, Journal of Lightwave technology, **22**, 669 – 676, (2004).
- [Sol02] M. Soljačić, S.G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, J.D. Joannopoulos, “*Photonic-crystal slow-light enhancement of nonlinear sensitivity*”, J. Opt. Soc. Am. B, **19**, 2052 – 2059, (2002).
- [Taf95] A. Taflov; “*Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*”, Ed.: Artech House, 1995.
- [Tay97] G. Tayeb and D. Maystre; “*Rigorous theoretical study of finite-size two-dimensional photonic crystals doped by microcavities*”, J. Opt. Soc. Am. A, **14**, 3323 – 3332, (1997).
- [Tsu02] Y. Tsuji, and M. Koshiba, “*Finite Element Method Using Port Truncation by Perfectly Matched Layer Boundary Conditions for Optical Waveguide Discontinuity Problems*” Journal of Lightwave Technology, **20**, 463 – 468 (2002).
- [Yee66] K.S. Yee; “*Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwels Equations in Isotropic Media*”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, **14**, 302 – 307, (1966).

Capítulo 3

El Acoplador Direccional

1. Introducción

Los acopladores direccionales son unos componentes de gran importancia en una enorme variedad de aplicaciones en el ámbito de las comunicaciones y sistemas ópticos [Ste99]. El acoplador consta básicamente de dos guías de onda paralelas que, debido a la proximidad que guardan entre sí, dan lugar al acoplo de las ondas electromagnéticas que viajan por ellas. Por este motivo, un acoplador direccional se caracteriza por la capacidad de realizar un traspaso cíclico de la energía entre dos o más guías cuyos modos están acoplados. Este fenómeno permite que la luz que se encuentra por una guía de entrada pueda ser distribuida a uno o varios puertos de salida. El interés de estos dispositivos es muy grande para combinar o dividir la señal en los sistemas ópticos de distribución de información en redes de telecomunicaciones.

Las tecnologías de fabricación de acopladores direccionales más comunes en el campo de las comunicaciones ópticas son la fibra óptica y la óptica integrada [Cap99]. En el primer caso el acoplador se implementa por medio de un pulido mecánico de la cubierta de las fibras, que después son unidas entre sí para facilitar la interacción entre núcleos. En el segundo, se hace uso de guías ópticas integradas (por ejemplo, guías de onda fabricadas en tecnología de Niobato de Litio) colocadas en proximidad.

Los acopladores direccionales implementan funciones básicas que encuentran su uso en un amplio rango de aplicaciones que podemos clasificar en dos grupos: las independientes de la frecuencia, en las que deben mantener un cierto comportamiento para un elevado ancho de banda, y las aplicaciones dependientes de la frecuencia. Una aplicación básica que es independiente de la frecuencia es la implementación de un divisor/combinador de potencia [Ram98]. Para ello es necesario diseñar el acoplador con una longitud determinada, de modo que la potencia de entrada se reparta entre las dos guías en una determinada proporción. Así se pueden implementar los divisores de 3 dB, en los que la potencia de entrada se reparte equitativamente entre las salidas, o los divisores 10:90 (frecuentemente denominados como “*tap*”) en los que se extrae una pequeña

fracción de una señal para funciones de monitorización [Ram98]. El divisor de 3 dB es una parte fundamental de los ampliamente utilizados interferómetros Mach-Zehnder. También dentro del primer grupo se podrían englobar las aplicaciones de conmutación [Cue04], como se verá en el próximo capítulo, o de modulación [Alf82] para las que se requiere una influencia externa que modifique las características de propagación de una o de las dos guías acopladas. En aplicaciones dependientes de la frecuencia se requiere que la transferencia de potencia entre guías esté afectada por la frecuencia de la señal. Entre ellas cabe destacar la implementación de filtros [Cap99], demultiplexores de longitud de onda [Che91] e intercaladores de canal en redes de multiplexación por división de longitud de onda WDM [Ram98]. En concreto, está muy extendido el uso de acopladores direccionales para combinar y/o separar las longitudes de onda correspondientes a la segunda (1310 nm) y tercera (1550 nm) ventanas de transmisión por fibra óptica que se usan para transmitir señales en los dos sentidos en redes WDM [Che91].

La implementación del acoplador direccional en cristales fotónicos presentará la ventaja de tener unas dimensiones muy reducidas [Mar03] debido a la naturaleza de dicha tecnología. Además, debido al alto confinamiento de la luz en pequeñas regiones y a la posibilidad de controlar la velocidad de grupo de la señal que viaja por los cristales permitirá que se reduzcan los niveles de potencia requeridos para la generación de efectos no lineales [Sol02, Cue04]. El hecho de ser una tecnología altamente compacta, unido a los bajos requisitos en potencia, presenta a las estructuras de cristales fotónicos como una buena alternativa para la integración óptica de circuitos.

2. Estudio del acoplador direccional 2x2

Un acoplador direccional consiste, en su forma más simple, en dos guías dieléctricas paralelas colocadas en proximidad [Mar91]. Los modos correspondientes a cada una de las guías por separado se verán afectados por la guía vecina. Debido a esto y bajo ciertas condiciones, una onda inyectada a una de las guías puede trasladarse completamente a la otra tras una determinada distancia de propagación, llamada longitud de acoplo (L_a); para después volver a la guía original tras recorrer esa misma distancia. De esa forma se produce un proceso cíclico de transferencia de potencia entre las dos guías. Para que dicho intercambio de potencia sea completo, es decir, que la energía se traspare totalmente de una guía a la otra, es necesario que las constantes de propagación sean iguales para ambas guías aisladas, algo que ocurre de forma natural cuando las dos guías son idénticas. Esta condición se conoce como sincronismo de fase [Mar91]. En general, un acoplador direccional posee dos puertos de entrada y dos de salida (es, por tanto, un dispositivo 2x2) que conecta las guías acopladas con el exterior. Aunque existen implementaciones en las que o bien no se permite el

acceso a las dos guías de entrada (dispositivos 1x2) o se utiliza un mayor número N de guías acopladas (dispositivos $N \times N$ o $1 \times N$). Asimismo, las guías empleadas para la implementación del acoplador pueden ser monomodo o multimodo. En este capítulo se consideran acopladores 2x2 con guías monomodo. La Figura 3.1 muestra un esquema de un acoplador direccional 2x2 genérico. Se observan los puertos de entrada 1 y 2 por los que se inyectan las potencias P_{e1} y P_{e2} , respectivamente. A continuación, las guías se curvan para dar lugar a la región de acoplo de longitud L donde se produce la interacción entre los campos que se propagan a través de las guías. De nuevo las guías vuelven a curvarse para conectarse a los puertos de salida 3 y 4, por donde se extraen las potencias P_{s3} y P_{s4} .

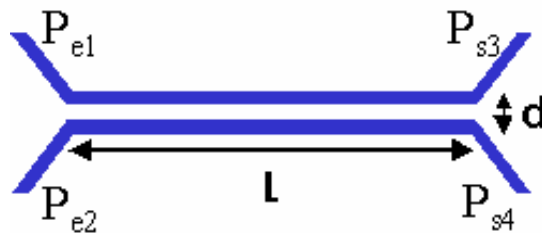


Figura 3.1. Esquemático de un acoplador direccional genérico. Se presenta la configuración de cuatro puertos, dos de entrada (P_{e1} , P_{e2}) y dos de salida (P_{s3} , P_{s4}). El parámetro L indica la longitud de interacción del acoplador y d la separación entre guías.

Intuitivamente se puede explicar el comportamiento del acoplador direccional observando el campo evanescente del modo de una guía aislada tal y como se muestra en la Figura 3.2. Debido a que la cola de campo evanescente se solapa con la guía vecina, éste es el responsable de que se excite el campo en esta segunda guía. Si además se cumple la condición de sincronismo de fase mencionada anteriormente, la cola de campo evanescente irá sumándose en fase al campo excitado en la segunda guía conforme avanza la onda a lo largo del acoplador direccional produciéndose así el traspaso de energía. Con esta imagen intuitiva se puede deducir que cuanto más cercanas estén las guías del acoplador entre sí o que cuanto mayor sea el campo evanescente (que depende también del confinamiento en la guía) mayor será el acoplo. Esto se traduce en que la longitud que debe viajar la onda a lo largo de la estructura compuesta por las dos guías para que se produzca una transferencia completa de energía; el parámetro llamado longitud de acoplo, L_a ; es menor. Esta deducción no es del todo cierta ya que se asume que el patrón transversal del campo en cada guía permanece inalterado independientemente de la separación entre guías, cosa que no se cumple, sobretodo cuando el acoplo es demasiado elevado. De cualquier modo esta aproximación es bastante buena hasta ciertos valores de acoplo.

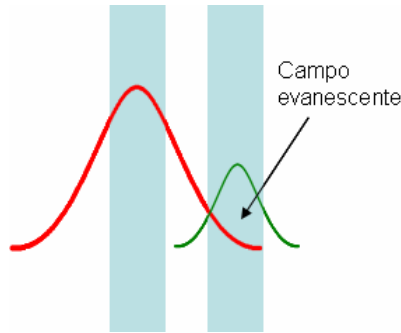


Figura 3.2. Propagación de una onda por el acoplador direccional. Inicialmente se introduce la señal en la guía de la derecha (señal representada en rojo) pero debido a que el campo evanescente se sale de la guía se excita el campo en la guía de la izquierda (señal representada en verde).

Para modelar el comportamiento del acoplador direccional existen distintas técnicas entre las que destacan las relacionadas con la teoría de acoplo de modos. Este modelado se realiza introduciendo un factor de amplitud que multiplica a los modos individuales de cada una de las guías (consideradas individualmente) y que será dependiente de la dirección transversal (z). De esta forma, el campo existente tanto en la guía a como en la b de la estructura viene dado por la expresión (3.1).

$$\begin{aligned} G_a(z, x, t) &= A(z) \cdot f_a(x) \cdot e^{j(\omega t - \beta_a z)} \\ G_b(z, x, t) &= B(z) \cdot f_b(x) \cdot e^{j(\omega t - \beta_b z)} \end{aligned} \quad (3.1)$$

En esta expresión $A(z)$ y $B(z)$ son los factores de amplitud que se han introducido mientras que $f_{a,b}(x)$ y $\beta_{a,b}$ son el patrón transversal y la constante de propagación respectivamente de cada una de las guías aisladas. Para obtener la variación de la amplitud de los campos ($A(z)$ y $B(z)$) se tendrán que resolver las conocidas ecuaciones de onda acopladas (3.2) en las que se establece el intercambio de potencia entre las guías.

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= \kappa_{ab} \cdot B \cdot e^{-j\Delta z} \\ \frac{dB}{dz} &= \kappa_{ba} \cdot A \cdot e^{-j\Delta z} \end{aligned} \quad (3.2)$$

En la expresión (3.2) $\kappa_{ab} = -(\kappa_{ba})^* = \kappa$ son los coeficientes de acoplo entre las guías y que como se ha comentado anteriormente dependerán en gran medida del solapamiento del campo evanescente de una guía con la vecina. El parámetro Δ será la diferencia entre las constantes de propagación de los modos $\Delta = \beta_b - \beta_a$. Para la implementación de este modelado por la teoría de acoplo de modos es necesario calcular tanto los patrones transversales de los campos y las constantes

de propagación de cada una de las guías como el parámetro más característico del acoplador direccional, el coeficiente de acoplo κ .

La técnica anteriormente descrita no será la que se utilice en esta tesis ya que las aproximaciones que existen para el cálculo de κ son algo complejas. Se realizará una segunda aproximación totalmente equivalente [Mar84] en la que no se estudia cada guía por separado sino que se calculan los modos del conjunto de la estructura (también llamados supermodos), sin aislar las guías. El cálculo de los modos de la estructura completa del acoplador direccional supone una mayor complejidad pero, sin embargo, permite obtener de forma mucho más directa el coeficiente de acoplo entre las guías. En el caso de los cristales fotónicos, debido a que la guía simple formada por un defecto lineal ya es de por sí compleja de analizar, se recurre a métodos numéricos. Es por este motivo que el aumento de la complejidad al añadir la segunda guía es despreciable y se compensa totalmente con la facilidad con que posteriormente se obtiene el coeficiente de acoplo κ .

Al calcular los modos de la estructura compuesta por dos guías monomodo, iguales y situadas en proximidad, se obtienen dos supermodos. Estos supermodos de la estructura estarán confinados transversalmente en las dos guías a la vez y presentarán cada uno una simetría diferente, par e impar respecto del plano equidistante de los ejes de ambas guías (ver Figura 3.3).

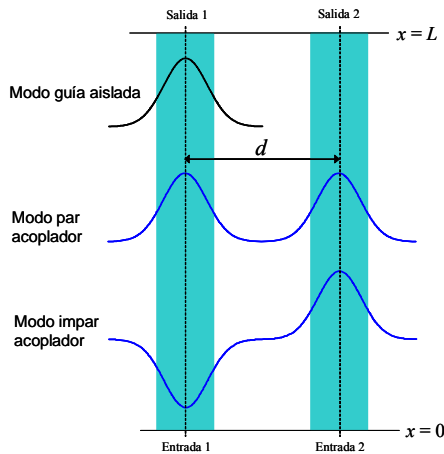


Figura 3.3 Esquema de la región de acoplamiento de un acoplador direccional 2x2 de longitud L . La separación entre los ejes de las guías es d . Se muestra la sección transversal de campo de los modos par e impar del acoplador direccional, así como del modo de la guía aislada.

Los modos de una guía aislada se podrán escribir como superposición de estos supermodos de la estructura del acoplador direccional. Concretamente la suma de los supermodos par e impar, con la misma amplitud y estando en fase,

dará lugar a la concentración del campo en una de las guías mientras que de la diferencia se obtiene el confinamiento en la otra tal y como se muestra en la Figura 3.4.

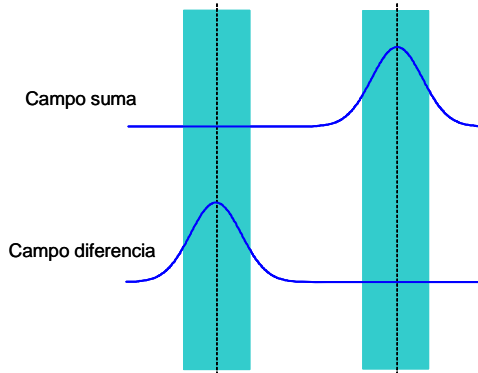


Figura 3.4. Sección transversal de los campos suma y diferencia a partir de los modos par e impar de la Figura 3.3.

Debido a que los supermodos presentan unas constantes de propagación distintas, β_i y β_p , la fase relativa entre ellos irá variando conforme se propaguen a lo largo del acoplador direccional lo que dará lugar a la suma y diferencia en distintos puntos a lo largo de la estructura y por lo tanto al traspaso cíclico de energía entre las dos guías.

De esta forma, al entrar una señal por uno de los puertos de entrada se excita la combinación suma (o diferencia) de los supermodos del acoplador. Estos modos, al desfasarse entre sí conforme viajan por la estructura serán los responsables del intercambio de energía entre las dos guías. Al llegar al punto final de las guías acopladas los supermodos tendrán una fase relativa entre ellos que determinará la cantidad de energía extraída por cada uno de los puertos de salida. De esta forma se podrán contemplar tres situaciones: que los modos guarden el mismo desfase relativo que cuando fueron excitados, que guarden un desfase relativo que diverge en π radianes el desfase inicial o que tengan un desfase intermedio al de los dos casos anteriores. Cada una de estas situaciones dará lugar, respectivamente, a que la señal salga por la misma guía que entró, salga por la opuesta o que salga por ambas con una determinada proporción. Es por eso que la longitud física de la zona de acoplo, L , deberá de ser diseñada para obtener el comportamiento deseado. Gráficamente esto se puede entender observando la Figura 3.5, dónde se ve la concentración de potencia en cada uno de los puertos en función de la posición en z de la estructura que se está considerando.

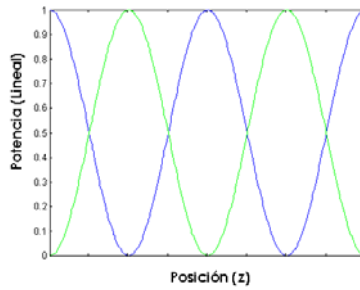


Figura 3.5 Representación ideal del intercambio de energía entre una guía y otra a lo largo de la longitud de interacción del acoplador. Se corresponde con el caso de dos guías simétricas (y por lo tanto en sincronismo de fase) en la que en un principio sólo una de ellas es excitada.

Teniendo en cuenta todo lo anterior se pueden deducir las expresiones que se utilizarán para el modelado de los acopladores direccionales. La evolución del campo en cada una de las guías viene expresada por la siguiente expresión (3.3) representada en la Figura 3.5, donde β es la constante de propagación de una guía aislada, z es la dirección de propagación de las ondas, y κ la constante de acoplo presentada anteriormente [Mar91].

$$\begin{aligned} G_a &= A \cos(\kappa z) e^{-i\beta z} \\ G_b &= -j A \sin(\kappa z) e^{-i\beta z} \end{aligned} \quad (3.3)$$

La constante de acoplo se obtiene directamente a partir de las constantes de propagación de los supermodos como se presenta en la expresión (3.4). Cuanto mayor sea la diferencia entre ambas constantes de propagación, mayor será la variación del desfase relativo que presentan los supermodos al propagarse por la estructura. Es por ello que más rápidamente se pasa de la composición suma a la diferencia y por ello el acoplo es mayor. La longitud a la que la energía ha pasado completamente de una guía a la otra, la longitud de acoplo L_a mencionada anteriormente, será inversamente proporcional al acoplo. También es frecuente encontrar en la literatura otro parámetro que caracteriza al acoplador y que está directamente relacionado con L_a . Se trata de la longitud de batido, L_b , que indica la distancia que tendrán que viajar los supermodos a lo largo de la estructura para que su desfase relativo realice una variación completa de 2π radianes. Esto implica que en un trayecto de dicha longitud la señal que viaja inicialmente por una de las guías se acopla por completo a la otra y posteriormente vuelve a la posición inicial, lo que equivale a dos longitudes de acoplo, $L_b = 2L_a$.

$$\kappa = \frac{|\beta_p - \beta_i|}{2} = \frac{\pi}{L_b} \quad (3.4)$$

La matriz S de dispersión [Cap99] de un acoplador direccional ideal viene dada en la expresión (3.5), donde se han considerado todos los puertos de la estructura. En realidad en esta tesis siempre se trabajará en una dirección por lo que se usarán los puertos de la izquierda de la Figura 3.1 como entrada y los de la derecha como salida. Como vemos por simetría esta decisión no influye y de esta forma la matriz se simplificaría a una matriz menor de dimensión 2×2 .

$$[S] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sqrt{1-k} & j\sqrt{k} \\ 0 & 0 & j\sqrt{k} & \sqrt{1-k} \\ \sqrt{1-k} & j\sqrt{k} & 0 & 0 \\ j\sqrt{k} & \sqrt{1-k} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

El parámetro k representa en un acoplador de una longitud dada L , la cantidad de potencia que sale por una de las guías frente al total. Es por ello que dicho parámetro estará directamente relacionado con el coeficiente de acoplo y L .

$$k = \frac{P_{s3}}{P_{s3} + P_{s4}} = \text{sen}^2(\kappa L) \quad (3.6)$$

Hasta este momento se ha presentado el modelado del acoplador direccional y los parámetros más importantes. Si suponemos que estos parámetros son constantes con la frecuencia se puede emplear la propiedad de traspaso cíclico de potencia entre las dos guías para la implementación de divisores de potencia. En función del parámetro L_a se puede calcular la longitud física del acoplador L para que se reparta la señal entre los puertos de salida en una determinada proporción. Concretamente si $L = L_b/4$ se implementa el conocido divisor a 3 dB, en el que la mitad de la potencia sale por cada uno de los brazos.

En realidad, L_a dependerá de la frecuencia por lo que podrá suceder que para una determinada longitud de la estructura, L ; una señal compuesta por dos tonos de diferente longitud de onda que entran por un mismo puerto; salgan separados cada uno por un puerto distinto. Esto es debido a que la longitud L cumple la condición de ser un múltiplo par de la L_a en una de las longitudes de onda y un múltiplo impar en la otra. De esta forma se implementarán intercaladores de canal tal y como se verá más adelante en el caso concreto de los cristales fotónicos.

3. El acoplador direccional en cristales fotónicos

De la misma forma que en tecnologías más convencionales, un acoplador direccional puede ser implementado usando cristales fotónicos si se colocan en proximidad dos guías paralelas creadas en un cristal fotónico. A nivel de simulación fue analizado por primera vez en [Yon99] usando el método de la matriz de *scattering*, aunque un análisis más riguroso y más cercano al que aquí se

realiza fue llevado a cabo en [Kos01], donde además se propone su uso como demultiplexor de longitud de onda. En [Bos02] se realiza un nuevo análisis de los acopladores en cristales fotónicos como candidatos para la implementación de demultiplexores de longitud de onda e intercaladores de canales en redes ópticas WDM. En [Kuc02] se realiza un análisis diferente de los acopladores en cristales fotónicos y se obtiene una expresión alternativa a la aquí utilizada para el cálculo de la longitud de acoplo.

Además de a nivel teórico, también se han realizado estudios de acopladores en cristales fotónicos mediante medidas experimentales. En [Tok01] se presentó la primera demostración experimental de un acoplador direccional implementado en la tecnología de cristales fotónicos planares. En concreto, se utilizó una red 2D de agujeros en una membrana de Silicio donde las guías estaban separadas por una fila de agujeros. Usando esta configuración, se consiguió apreciar el funcionamiento del acoplador en el rango de longitudes de onda alrededor de 1580 nm, donde se observó una separación espectral de 30 nm y una relación de extinción de 10 dB entre salidas. En [Shi03] se presentó un acoplador direccional en el rango de longitudes de onda en torno a 1550 nm realizado en un cristal fotónico de modulación de red compuesto de capas de óxido de Tántalo y de Sílice fabricado por autoclonado. En este acoplador se midieron longitudes de acoplo en torno a 300 μm , que son del mismo orden de magnitud que las longitudes de acoplo de guías integradas de silicio, lo que confirma la posibilidad de uso de acopladores en cristales fotónicos para aplicaciones en redes WDM. Más recientemente se publicó un trabajo [Tho03] donde se caracterizaba experimentalmente un acoplador direccional compuesto por guías en un cristal fotónico planar de agujeros en un núcleo de Silicio sobre un sustrato de Sílice. La banda guiada del acoplador está entre 1300 y 1600 nm. El funcionamiento del acoplador en el rango de las microondas también ha sido demostrado como se verá en esta tesis [Cue03]. En concreto, se realizó en el laboratorio con una estructura 2D de cilindros de alúmina.

La estructura de cristal fotónico que se considerará en este capítulo es la mostrada en la Figura 3.6 que consiste en una red triangular 2D de columnas cilíndricas de silicio ($\epsilon = 12$) sobre un fondo de sílice ($\epsilon = 2.1$). El radio de las columnas es de $r = 0.2a$ siendo a el periodo de la red. Dicha estructura de cristal fotónico sin defectos presenta una región de frecuencias prohibidas para los modos con polarización TM (campo eléctrico paralelo a las columnas de Silicio) que ocupa las frecuencias normalizadas $[a/\lambda]$ comprendidas entre 0.26387 y 0.35987. En dicha estructura se generan las guías a base de realizar una línea de defectos en la dirección ΓK . Por simplicidad, dicha línea de defectos consiste en eliminar simplemente una fila de columnas de Silicio. Esto da lugar a la generación de un único modo cuya relación de dispersión se puede observar en la Figura 3.7 dibujada en línea discontinua. Al situar una segunda línea de defectos en proximidad el modo se desdobra en los dos supermodos de la estructura que se

representan en trazo continuo en la Figura 3.7. Dichos cálculos se han obtenido tanto por el MEF presentado en el capítulo anterior como por el programa MPB dando lugar a los mismos resultados.

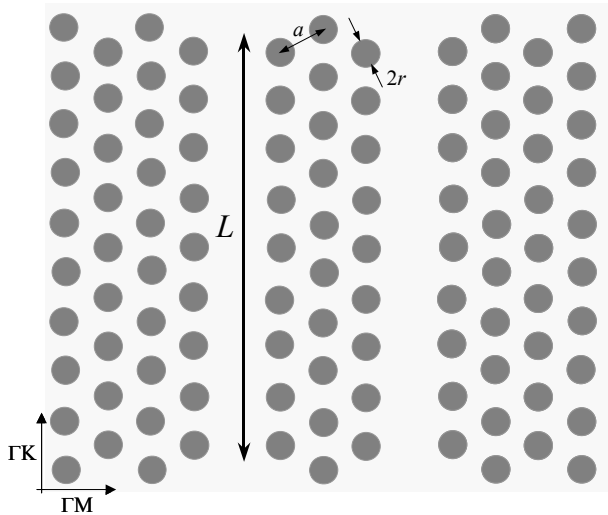


Figura 3.6 Esquema de un acoplador direccional implementado en un cristal fotónico hexagonal 2D. Los cilindros son de Silicio ($\varepsilon = 12$) y el fondo de Sílice ($\varepsilon = 2.1$). La longitud del acoplador es L y el radio de los cilindros es r . Las guías se han creado eliminando una fila de cilindros de alto índice en la dirección ΓK .

Debido a que las guías son iguales se cumple de forma natural la condición de sincronismo de fase por lo que la potencia se acoplará por completo de una guía a la otra. El coeficiente de acoplo se puede obtener directamente de la información presentada en el diagrama de bandas de la Figura 3.7 a partir de la ecuación (3.4). Simplemente elegiremos una frecuencia determinada y trazaremos una línea horizontal que cortará a cada uno de los diagramas de los supermodos. El punto de corte con cada una de las líneas de la relación de dispersión de los supermodos nos dará el valor de β_i y β_p . De esta forma deducimos que cuanto mayor sea la separación s entre las líneas representadas en el diagrama de bandas más fuerte será el acoplo entre las guías. A simple vista se puede observar que al subir en frecuencia el coeficiente de acoplo varía, tendiendo a disminuir.

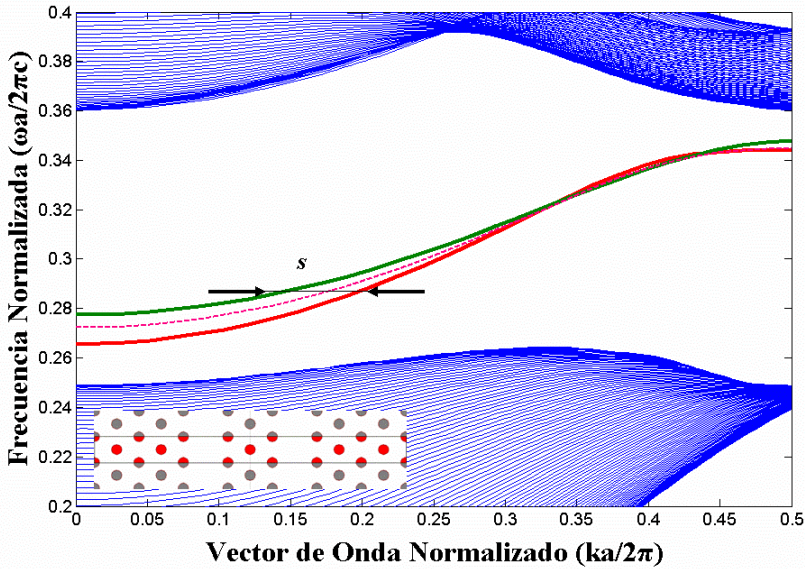


Figura 3.7 Diagrama de bandas en la dirección ΓK del acoplador direccional con tres filas de cilindros en el centro. En rojo el modo impar, en verde el par y en línea discontinua el que correspondería a una de las guías aislada. En la figura insertada se resalta la supercelda utilizada para la simulación. El parámetro s da una idea de la magnitud del coeficiente de acoplamiento de la estructura.

Al colocar las guías con una sola línea de defectos en el centro se incrementa la interacción entre las mismas, por lo que las relaciones de dispersión de los modos se separan en mayor medida para una frecuencia dada tal y como se puede observar en la Figura 3.8. De esta forma se consigue reducir en gran medida la longitud de acoplamiento de la estructura permitiendo, en general en cualquier aplicación, el diseño de estructuras más compactas. En la tecnología de cristales fotónicos, debido a que la separación entre guías es muy pequeña (del orden de la anchura transversal de cada guía, en torno a $\lambda/2$) se consigue que la separación entre las constantes de propagación de cada modo para una misma frecuencia sea elevada, lo que implica un alto coeficiente de acoplamiento y una pequeña longitud de batido. Se puede concluir por tanto que la primera ventaja que aporta el uso de cristales fotónicos para implementar acopladores direccionales es una reducción de la longitud total del acoplador para aplicaciones tanto dependientes como independientes de la longitud de onda [Mar03] tal y como se demostrará posteriormente con datos cuantitativos.

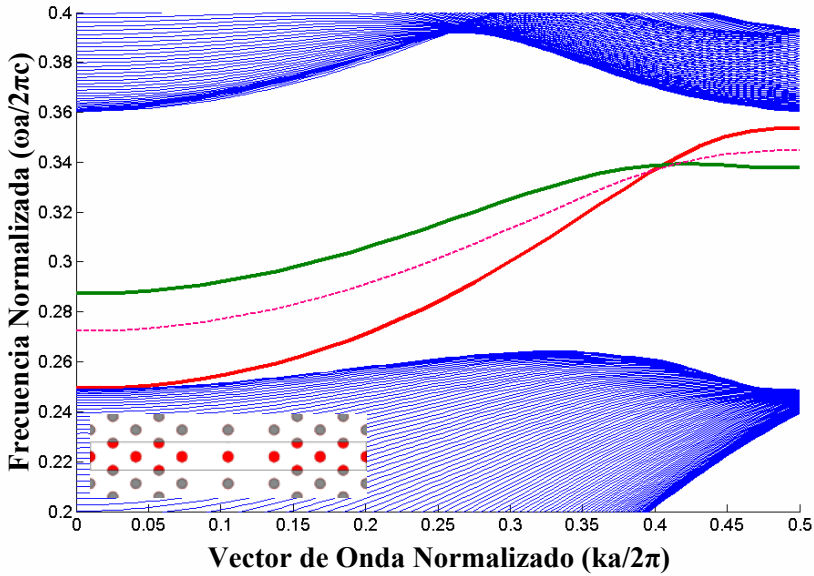


Figura 3.8 Diagrama de bandas en la dirección ΓK del acoplador direccional con una fila de cilindros en el centro. En rojo el modo impar, en verde el par y en línea discontinua el que correspondería a una de las guías aislada. En la figura insertada se resalta la supercelda utilizada para los cálculos.

Es interesante observar también el patrón de campo de los supermodos que, como se ha venido comentando, tienen simetría par e impar con respecto al plano equidistante a las guías. Dichos patrones se pueden observar en la Figura 3.9 para el caso particular de la estructura de acoplador con una sola línea central de cilindros separando las dos guías. Es importante observar que el modo impar, fruto de su simetría, tiene un nulo de campo justo en el punto central entre las dos guías. El modo par, sin embargo presenta un máximo en dicho punto. Esta observación será de utilidad en el siguiente apartado.

A continuación, en la Figura 3.10 se presenta una imagen de la propagación de una señal monocromática a lo largo de un acoplador direccional en cristal fotónico obtenida mediante el MEF. Se puede observar claramente como la concentración de energía va pasando de una guía a la otra cíclicamente.

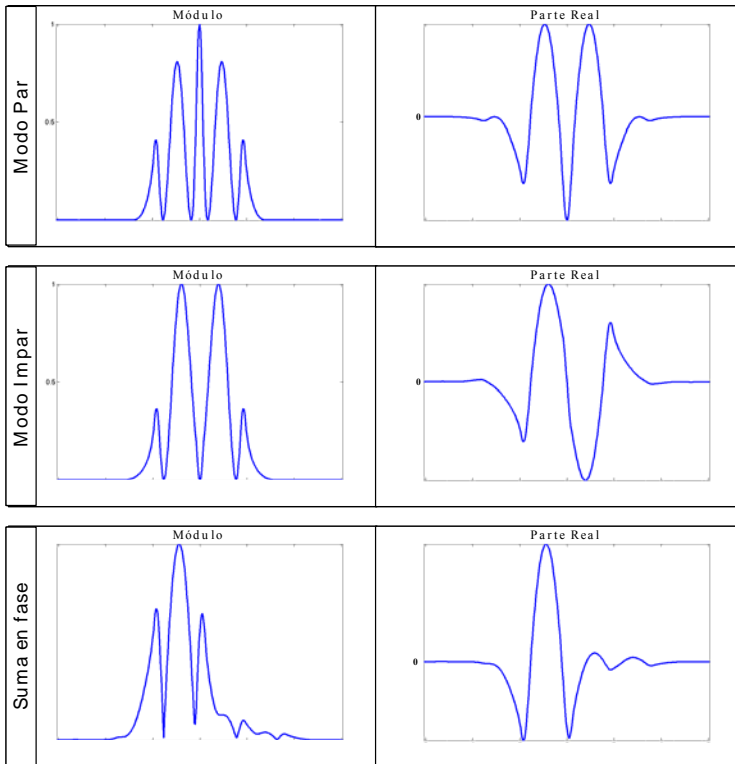


Figura 3.9 Distribución transversal del campo eléctrico (E_z) en el acoplador direccional realizado en cristal fotónico para los modos par e impar y la suma en fase de ambos a la frecuencia normalizada $a/\lambda=0.3281$.

Antes de terminar esta sección es importante distinguir dos zonas especiales dentro del diagrama de bandas de un acoplador direccional de cristal fotónico. En primer lugar, en la parte inferior de la zona de frecuencias prohibidas, existe una región en la que sólo el modo impar está presente. En dicha región de frecuencias la estructura compuesta por las dos guías de cristal fotónico es por tanto monomodo. Eso significará que no se hará un traspaso cíclico de energía de una guía a la otra sino que se excitará únicamente el modo impar. A consecuencia de esto la mitad de la potencia irá por una de las guías y la otra mitad por la otra con un desfase de 180° . De esta forma, extrayendo la señal de cada una de las guías por separado se obtiene un divisor a 3 dB que presenta un desfase fijo entre sus salidas. Esta peculiaridad ha sido estudiada teórica y experimentalmente en una estructura similar pero con guías formadas por una línea de cavidades acopladas [Mar03b].

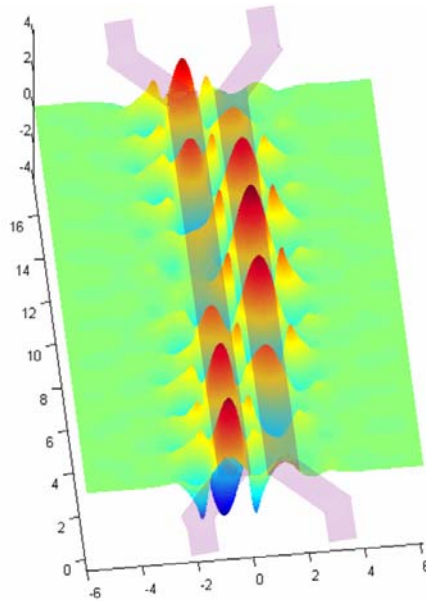


Figura 3.10 Propagación de la combinación del modo par y el impar a lo largo del acoplador. Se puede observar como la luz pasa de un brazo al otro del acoplador.

La otra zona de interés de la estructura consiste en un solo punto en frecuencia dentro del diagrama de bandas de la Figura 3.10. En concreto se trata del punto en el que los modos par e impar se cruzan. Dicho punto tiene la peculiaridad de que el coeficiente de acoplo entre las guías se anula, o lo que es lo mismo, la longitud de acoplo se hace infinita. Esta propiedad ya fue advertida en el trabajo de Boscolo [Bos02] aunque para conseguirlo se hacía una modificación de la estructura en la zona central situada entre las guías. Con esta configuración de la estructura como la presentada en la Figura 3.6 se ve que no es necesaria esa modificación y que dicho punto surge de forma natural. Dicho punto implica un desacoplo entre las guías debido a que las constantes de propagación entre los dos supermodos son iguales. El desfase relativo entre los modos se mantendrá por tanto constante a lo largo de todo el dispositivo, por lo que no se realizará el intercambio de energía. En la Figura 3.11 se muestra una simulación hecha con FDTD a una frecuencia cercana al punto de desacoplo.

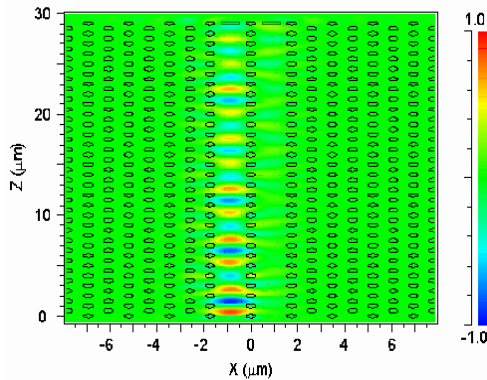


Figura 3.11 Vista de la propagación de la señal desacoplada a lo largo de una guía del acoplador. Se consigue tener dos guías sin apenas interferencia a distancias muy cortas.

4. Diseño de aplicaciones

4.1. El divisor de potencia

Una aplicación inmediata del acoplador direccional que ya se ha venido comentando es la de divisor de potencia. Con la ecuación (3.6) se puede calcular la longitud necesaria del acoplador para que exista una determinada relación de potencias a la salida del dispositivo. Para poder aplicar esta ecuación es necesario conocer el coeficiente de acoplo o la longitud de batido.

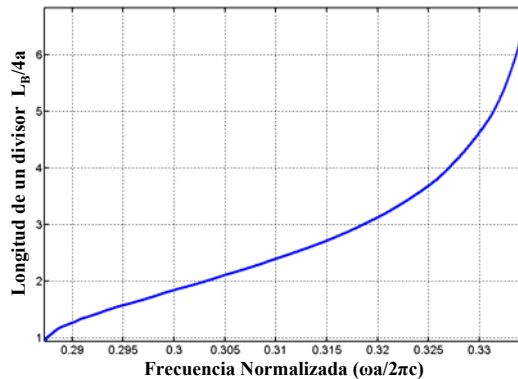


Figura 3.12 Número de periodos necesarios para la implementación de un divisor a 3dB en cristal fotónico.

Para el caso particular de un acoplador a 3 dB, la distancia requerida por el acoplador será una cuarta parte de la longitud de batido. En la Figura 3.12 se

presenta la longitud de batido en función de la frecuencia para el caso particular de la estructura presentada en la Figura 3.8. Interesará que el dispositivo sea lo más compacto posible por lo que se buscará que L_B sea lo menor posible. Por otro lado también interesa que el ancho de banda sea lo mayor posible ya que se trata de una aplicación que debe ser independiente de la frecuencia. Por este motivo conviene escoger una zona en la que la variación en frecuencia de L_B sea lo más plana posible. De la Figura 3.12 se puede observar que para la frecuencia normalizada de $a/\lambda=0.3031$ son necesarios solamente dos periodos de longitud en el acoplador. La pendiente de L_b alrededor de dicho punto es tal que el ancho de banda para el cual la división oscila en $3 \pm 0.1\text{dB}$ está comprendido de 0.3026 a 0.3037 en $1.1 \times 10^{-3} a/\lambda$. Centrando la respuesta del divisor a la longitud de onda, $1.55 \mu\text{m}$ se obtiene un ancho de banda de 5.6 nm. La longitud del dispositivo que se obtiene es realmente pequeña, $L = 0.94 \mu\text{m}$, comparada con la longitud que se requiere en otras tecnologías integradas ópticas como es por ejemplo el caso de las guías “*ridge*” donde son necesarios $10 \mu\text{m}$ para implementar la misma estructura [Dar05] u otros tipo de tecnologías planares convencionales donde las longitudes de batido están en el rango de 0.2 a 10 mm [Alf79, Bos02]. Se puede concluir por tanto que el uso de cristales fotónicos para implementar acopladores direccionales permite una enorme reducción de la longitud total de la estructura.

4.2. El intercalador de canal y el multiplexor

Este dispositivo tiene la función de separar canales adyacentes de tal forma que de una sucesión de canales ordenados por frecuencias, los canales pares saldrán por uno de los brazos y los canales impares por el otro. Es por tanto un dispositivo con un comportamiento dependiente de la frecuencia por lo que en este apartado se aprovechará la dependencia de la constante de acoplo con la frecuencia.

De esta manera, si el acoplador tiene una fuerza de acoplamiento mayor para una determinada portadora f_1 en frecuencia que para otra f_2 cada una de ellas tendrá una longitud de batido distinta. Conocida L_b en cada frecuencia, se podrá calcular una longitud del dispositivo, L , que sea múltiplo impar de $L_b/2$ calculado a f_1 y par de $L_b/2$ calculado a la portadora f_2 de forma que una de las dos portadoras saltará una vez más que la otra y por lo tanto saldrán por puertos distintos. Si la variación de la constante de acoplo es lineal con la frecuencia se obtendrá que la separación en frecuencia de una portadora que sale enteramente contenida por un puerto a la siguiente portadora que sale por el mismo puerto es fija en el espectro. A base de poner en cascada un conjunto de intercaladores de canal, como en la Figura 3.13b, se puede implementar un demultiplexor.

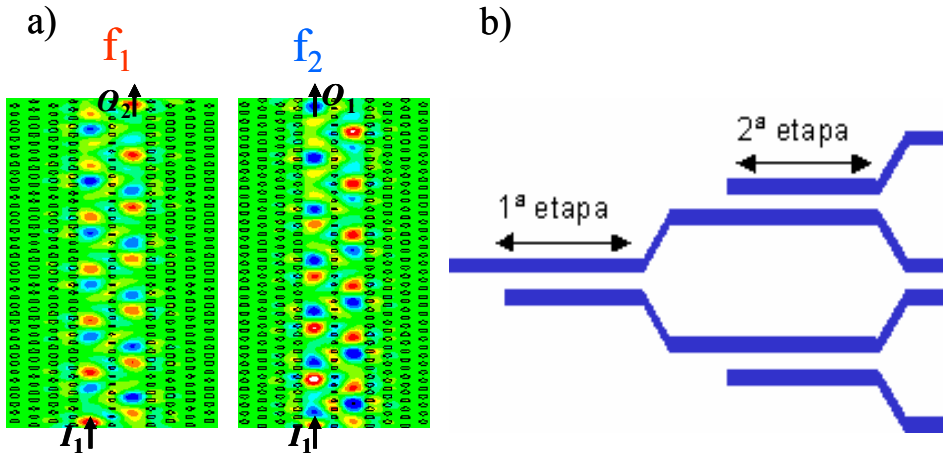


Figura 3.13 a) Se observa cómo f_1 da un número de saltos impar y f_2 un número de saltos par por lo que salen por distinto puerto. b) implementación de un multiplexor con cuatro intercaladores de canal.

El comportamiento del acoplador en frecuencia se puede describir usando la ecuación (3.3), tan sólo es necesario introducir en ella el valor del coeficiente de acoplo para cada frecuencia. En la Figura 3.14 se comprueba el correcto funcionamiento de las fórmulas presentadas para el acoplador direccional. En ella se puede observar como se ajusta el resultado de la simulación con el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD) [Taf95] con el resultado de la expresión (3.6) en el que se expresa la potencia acoplada a la segunda guía. Para ello se ha calculado previamente el factor de acoplo κ en función de la frecuencia a partir del diagrama de bandas mostrado en la Figura 3.8 que se obtuvo por el MEF y con el simulador MPB. De esta forma se puede constatar que los tres métodos se ajustan bastante bien entre sí ya que los nulos de ambas simulaciones coinciden. En el caso de la simulación FDTD se puede observar que el nulo no es tan ideal ya que es un modelo más realista y tiene en cuenta otros efectos perjudiciales como puede ser el acoplo de señal a cada uno de los supermodos.

Haciendo uso, por tanto, de la expresión (3.3) se puede deducir la separación en frecuencia mínima entre dos portadoras que salen cada una por un brazo del acoplador. De esta forma se debe cumplir (3.7) donde $\kappa|_n$ es el coeficiente de acoplo calculado a la frecuencia normalizada $f|_n$.

$$(\kappa|_1 - \kappa|_2) \cdot L = \frac{\pi}{2} \quad (3.7)$$

Suponiendo una variación de κ lineal con la frecuencia, $\kappa \cdot a = p \cdot f|_n + q$ (se considera frecuencia normalizada), se obtiene que el ancho de banda medido a -3

dB del máximo en frecuencia normalizada que se obtiene en uno de los brazos vendrá dado por (3.8).

$$\Delta f|_n = f_c|_n \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_c} = \frac{\pi}{2pN} \tag{3.8}$$

De (3.8) se observa que si se desea realizar una separación fina de canales interesará que la pendiente p de la función de $\kappa \cdot a$ con la frecuencia y la longitud del acoplador $L=N \cdot a$ sean lo suficientemente grandes.

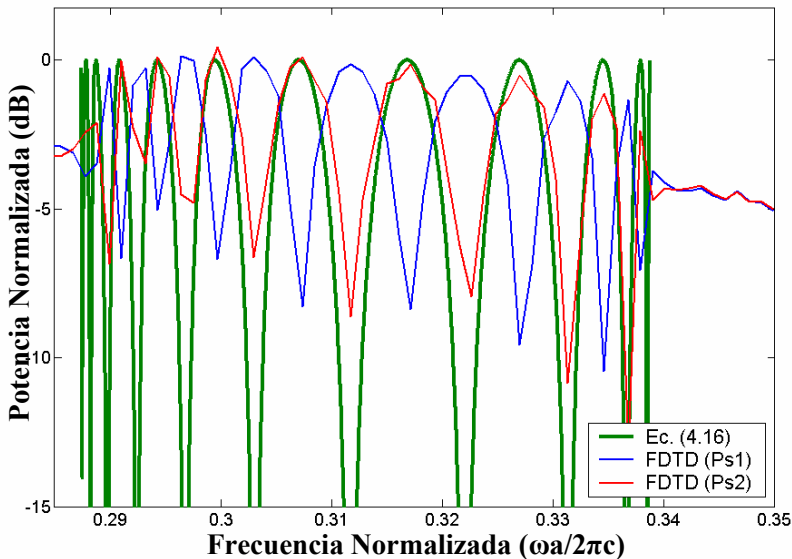


Figura 3.14 Comparación de la respuesta con FDTD en un puerto de salida (en rojo) con el resultado de meter la información del diagrama de bandas en la ecuación para un dispositivo de $L = 40a$.

Como ejemplo se considera a continuación se presenta un diseño de un intercalador de canales espaciados 0.8 nm. Este ejemplo supone un refinado de canales muy estrecho y que por lo tanto requiere de grandes longitudes para el dispositivo que para el acoplador presentado supondría una longitud del dispositivo de aproximadamente $N = 928$ periodos ($L \approx 436\mu\text{m}$ @ $\lambda_c = 1.55\mu\text{m}$) ya que la pendiente que se obtiene de $\kappa \cdot a$ en función de la frecuencia normalizada a partir de los datos de la Figura 3.12 es de $p = 10.82$. Estos valores se han obtenido para un ancho de banda que va de 0.301 a 0.305 en frecuencia normalizada, donde caben aproximadamente 25 canales. La curva del coeficiente de acoplo no es perfectamente lineal pero la aproximación por una recta da lugar a un error máximo de no linealidad de un 1.72 %.

5. Mejora de prestaciones

Se ha visto que una de las propiedades más interesantes de los acopladores direccionales implementados en cristales fotónicos es que el acoplo entre guías es muy fuerte debido a que la proximidad entre los ejes de las guías puede ser del orden de la anchura transversal del modo guiado. Sin embargo, debido a limitaciones en los procesos de fabricación y a las pérdidas inherentes a la propagación por guías en cristales fotónicos planares, sobre todo pensando en estructuras de bajo contraste con modos por encima del cono de luz, las longitudes totales de los acopladores que se necesitarían para aplicaciones como demultiplexación de longitud de onda en redes WDM (separaciones de $\lambda = 0.8-0.4$ nm entre canales adyacentes) pueden llegar a ser demasiado elevadas tal y como hemos visto en el apartado anterior. Además, cabe pensar que para implementar circuitos ópticos integrados con una gran densidad de componentes ópticos es fundamental conseguir dispositivos ópticos muy compactos, en distancias tan pequeñas como sea posible, del orden de la longitud de onda de las señales que viajan por el circuito.

Si el acoplador está formado por guías de índice reducido, es posible aumentar el coeficiente de acoplo y reducir la longitud de batido reduciendo el volumen de material de alto índice situado entre las guías que componen el acoplador [Mar03]. Para el caso de una red de columnas de alto índice, tal y como se presenta a continuación, esto se consigue disminuyendo el radio de los cilindros que separan las guías de la estructura.

Para analizar este fenómeno, se considera el acoplador que se muestra en la Figura 3.15, que es similar a la utilizada previamente para los cálculos de aplicaciones (Figura 3.8) con la diferencia de que en este caso la única fila de cilindros existente entre guías presenta un radio, r_c , que en principio no tiene por qué ser igual al radio del resto de cilindros que es $r = 0.2a$. Este cambio da lugar a una ligera variación en el diagrama de bandas tal y como se puede observar en la Figura 3.16. En esta figura se puede observar como la banda correspondiente al modo par es mucho más sensible a las variaciones de r_c que la del modo impar. Esto es debido a que por simetría, el modo impar presenta un nulo justo en la zona central mientras que por el contrario, el modo par presenta un máximo de campo en esa misma zona tal y como se mostró en la Figura 3.9. Por ese mismo motivo, es cuando r_c es mayor a 0.2 cuando la variación en la banda del modo impar se hace más apreciable que cuando es menor en el que apenas hay variación con respecto al diagrama de dispersión de la Figura 3.8. De esta forma, con un correcto ajuste del radio de los cilindros centrales, r_c , es posible modificar la longitud de acoplo para una frecuencia dada. Concretamente, reduciendo r_c se consigue subir en frecuencia el modo par de forma que se aumenta considerablemente la fuerza del acoplo tal y como se puede ver de la Figura 3.17 y de la Figura 3.18 [Mar03].

Es importante observar que en la misma figura aparece en la parte inferior del diagrama de dispersión un modo para valores de $r_c < 0.2a$. Este modo que presenta simetría par está en el presente capítulo fuera del rango de frecuencias por lo que no afectará al estudio de este capítulo. Sin embargo, jugará un papel fundamental en el próximo capítulo para la implementación de un conmutador óptico.

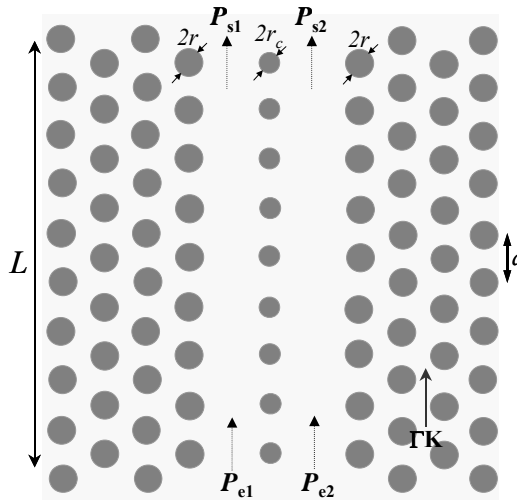


Figura 3.15 Esquema del acoplador propuesto. El radio de los cilindros es r excepto para los cilindros de la fila entre guías, cuyo radio es r_c . La longitud total del acoplador es L .

Hay que destacar que este método para reducir L_B podría ser usado también con cristales fotónicos de agujeros en un sustrato dieléctrico en los que las guías se creen aumentando el radio de una o varias filas de agujeros, es decir, que se trate de guías de índice reducido [Lin00, Pov01]. En caso de que las guías fueran creadas en las estructuras anteriores pero mediante la eliminación de una fila de agujeros (guías de índice incrementado), las bandas guiadas son bastante diferentes ya que aparecen conjuntamente modos guiados por el contraste de índice y modos de cristal fotónico provenientes de la región de modos del aire.

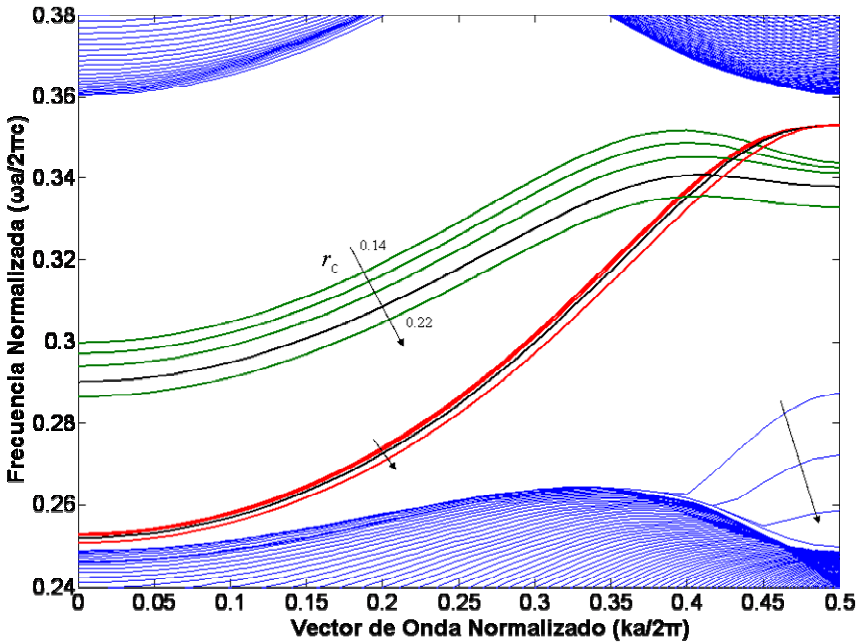


Figura 3.16. Diagrama de bandas de los modos guiados con polarización TM en el acoplador de la figura 3.7 para diferentes valores de r_c/a : 0.14 - 0.22. (de $r_c/a=0.2$ en negro). Modo par en verde, modo impar (en rojo) y el resto en azul.

Para completar el análisis se muestran unas simulaciones realizadas con el método FDTD en la Figura 3.17. A la entrada se excita un puerto de entrada de la parte inferior de la figura mediante una onda monocromática con polarización TM y frecuencia $0.315 [a/\lambda]$. Se puede observar que la potencia de la señal se reparte periódicamente entre las guías. La longitud de batido marcada en la figura muestra como al disminuir r_c el intercambio de potencia entre guías se produce en distancias de propagación menores [Mar03].

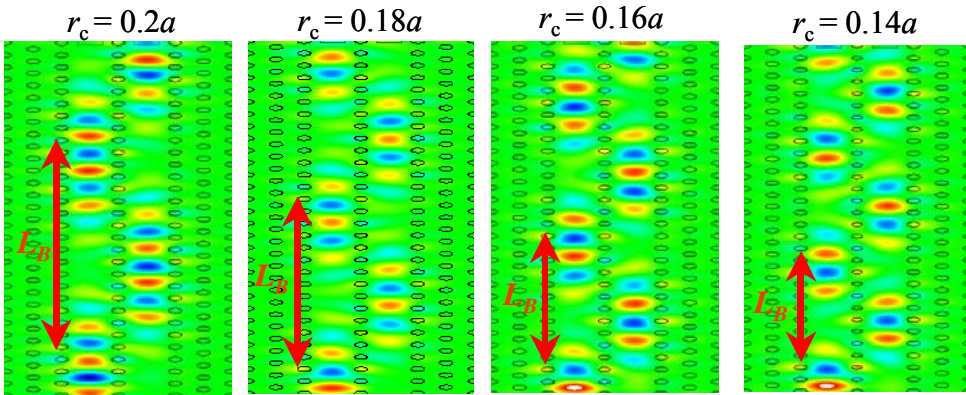


Figura 3.17. Simulación FDTD de la distribución del campo eléctrico de una onda monocromática TM con frecuencia de $0.325 [a/\lambda]$ a través del acoplador mostrado en la figura 3.7 para diferentes valores de r_c . La longitud de batido L_B estimada se muestra en rojo.

5.1. El intercalador de canales mejorado

A continuación se va a hacer uso de la mejora introducida en el apartado anterior para diseñar de nuevo el intercalador de canales. De los mismos diagramas de bandas que se superponen en la Figura 3.16 se extraen, como se ha realizado anteriormente, el coeficiente de acoplo normalizado en función de la frecuencia para cada uno de los valores de r_c/a . En esta ocasión no se tiene en cuenta el valor de $r_c/a = 0.22$ ya que en principio no va a aportar ninguna ventaja a la estructura porque afecta a los dos supermodos y además reduce el coeficiente de acoplo.

Se puede observar de la Figura 3.18 que al reducir el valor de r_c se obtienen acoplos más fuertes para una frecuencia dada. En particular la forma de la respuesta de $\kappa \cdot a$ en función de la frecuencia se conserva aproximadamente igual aunque desplazada tanto hacia la derecha para mayores frecuencias como hacia arriba para mayores coeficientes de acoplo. En la Figura 3.19 se incluye la variación de L_b en función de r_c . Se puede observar como este ajuste permite reducir aun más las longitudes requeridas para la aplicación a un divisor de potencia.

Sin embargo, para la aplicación concreta del intercalador de canal de una longitud L dada, hay que matizar que no es tan importante el aumento del coeficiente de acoplo sino más bien de su variación con respecto a la frecuencia que viene determinada en gran parte por la pendiente p empleada en la ecuación (3.8). Con el ajuste que se está realizando del radio central de las columnas se puede observar que para un determinado rango espectral de frecuencias se consigue aumentar la pendiente p al reducir r_c . Por lo que se conseguiría para una misma

longitud L de dispositivo una separación más fina de canales entre las salidas del intercaldor. Esta opción no sólo tiene la ventaja de dar lugar a una mayor integración del dispositivo sino que también, al poder reducirse las longitudes requeridas, se reducen las pérdidas globales de propagación. Dado que el intercaldor de canales ya requiere una longitud mayor esta ventaja cobra importancia. Además, si se emplea en cascada para la implementación de un multiplexor de la misma manera que se presenta en la Figura 3.13 todavía se hace más importante la reducción de las distancias de propagación.

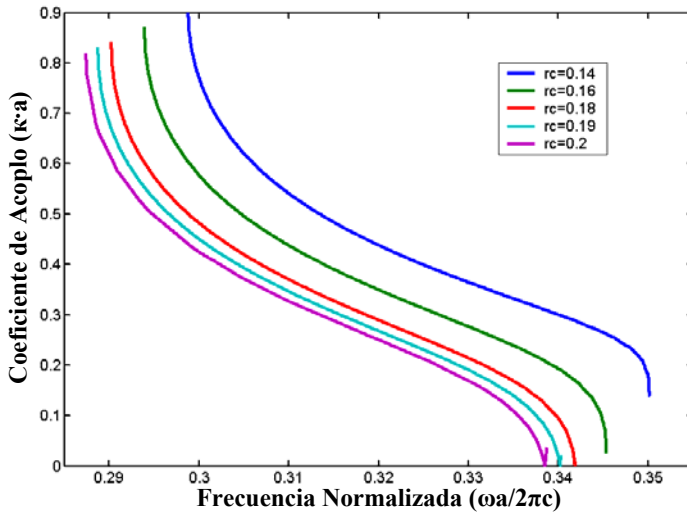


Figura 3.18. Coeficiente de acoplo normalizado κa en función de la frecuencia obtenido con MPB para diferentes valores de r_c/a : 0.14 - 0.2.

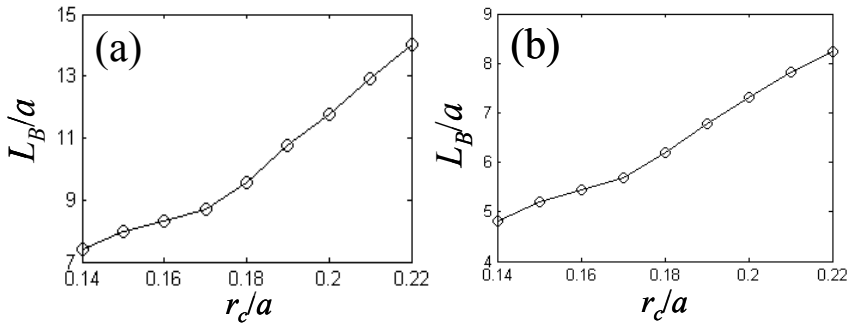


Figura 3.19. Longitud de batido normalizada L_B/a en función r_c/a de para las frecuencias normalizadas (a) 0.325 y (b) 0.305 [a/λ].

El principal inconveniente que surge de la reducción de r_c es que la curva del coeficiente de acoplo se hace más no lineal, lo que implica que la separación entre canales adyacentes variará ligeramente en el ancho de banda considerado [Bos02]. Sin embargo, cabe decir que es factible conseguir un rango espectral con una pendiente aproximadamente constante (comportamiento lineal del coeficiente de acoplo) a cambio de una reducción del número de canales que se pueden separar.

Para el caso particular presentado en el apartado 4.2 en el que se diseñaba una separación de canales de 0.8 nm a la salida del intercalador se obtenía una longitud total del dispositivo de 928 periodos que equivalían a 436 μm . Introduciendo la reducción de un 30% en el radio de los cilindros de la zona de acoplo ($r_c/a=0.14$) se consigue reducir la longitud total requerida a 395 periodos lo que equivaldría, tomando la longitud de onda central de 1.55 μm , a una longitud total de $L = 185.5 \mu\text{m}$. Sin embargo el error de ajuste de la respuesta de $\kappa \cdot a$ a una recta se incrementa al 5.3%. Estos resultados mejoran sensiblemente la estructura con red cuadrada de cilindros de Silicio en aire propuesta en [Kos01b], con la que para una separación de 0.8 nm entre canales, la longitud total del acoplador es de 1620 μm para una separación de dos filas de cilindros entre guías y de 648 μm para el caso de una fila de cilindros entre guías, y además, en ese caso, el confinamiento no es posible ya que las guías son de aire.

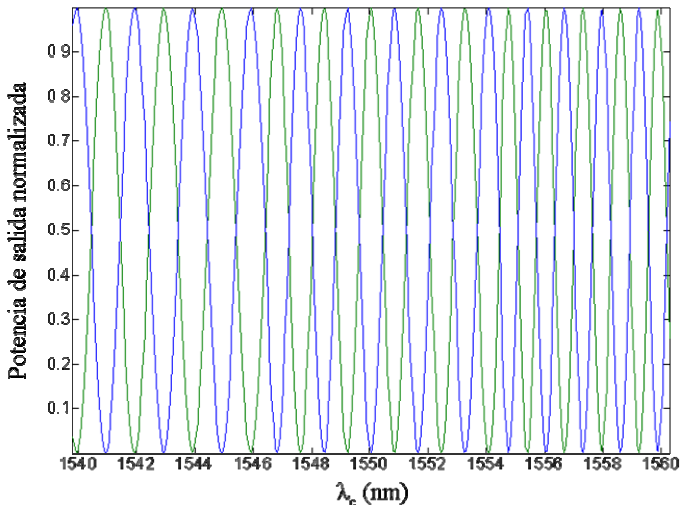


Figura 3.20. Espectro de potencia normalizada para ambas salidas del acoplador (puerto 1, línea azul, puerto 2, línea verde) a partir de simulaciones con el MEF. Parámetros: $r_c = 0.14a$, $L = 395a$, $a = 470$ nm.

Para ilustrar el ejemplo de $r_c = 0.14a$, en la Figura 3.20 se muestra el espectro de potencia normalizada en función de la longitud de onda a partir de la

estructura de bandas obtenida con MPB y la fórmula (3.6) para una longitud total de $L = 395a$. El inconveniente previamente comentado puede observarse en la misma figura: el espaciado entre canales adyacentes es mayor a longitudes de onda más bajas. Así pues, es necesario establecer un compromiso que garantice que para una determinada longitud del acoplador y un determinado número de canales la diferencia de espaciado entre el primer y el último canal es suficientemente pequeña como para no influir en el funcionamiento de la estructura como demultiplexor [Mar03].

Los cálculos realizados hasta este momento se basan en su mayor parte en el diagrama de dispersión que presentan los supermodos de la estructura. Es importante por tanto realizar estudios de propagación que nos permitan observar el comportamiento en transmisión del dispositivo.

Idealmente, en el estudio teórico como el del apartado 2 de un acoplador direccional genérico, se considera que el modo de una guía aislada se puede expresar como una superposición de los supermodos par e impar. Esto no es del todo cierto y por lo tanto no toda la potencia de entrada por un puerto se acoplará a al acoplador, generándose de este modo reflexiones. Por este motivo, el colocar en mayor proximidad las guías que forman la estructura de forma que no exista ninguna fila de cilindros de separación, no daría lugar a un dispositivo más eficiente. Sí es cierto que seguirán habiendo dos supermodos y que la separación en sus bandas de dispersión será mayor, sin embargo el acoplo del modo de una guía aislada a la estructura será bastante malo.

Por otro lado, también puede suceder que la señal que entra por un puerto no excite en la misma medida el modo par y el modo impar. Dicho de otra forma, en condiciones de acoplo fuerte entre guías no es posible conseguir una transferencia completa de potencia entre la entrada y la estructura [Yon99]. Esto daría lugar a que la relación de extinción, que mide la relación de potencias entre los puertos de salida cuando la señal es máxima en uno de ellos y por tanto mínima en el otro (P_{s1}/P_{s2}), se deteriore.

Por tanto, un aumento excesivo del acoplo puede causar la reducción de la relación de extinción de potencia entre salidas [Yon99]; y el incremento de la potencia reflejada a la entrada por desadaptación modal [Kos01b]. Ambos efectos han sido estudiados por medio de simulaciones FDTD. La tabla 3.1 muestra la potencia reflejada y la relación de potencia entre puertos de salida para diferentes valores de r_c/a cuando el puerto de entrada 1 es excitado. La potencia reflejada fue obtenida por integración de la potencia normalizada reflejada en la guía de cristal fotónico de entrada de la estructura para todo el rango espectral de funcionamiento del acoplador. Los valores obtenidos son bastante altos debido a que no se utiliza

ninguna técnica de adaptación de impedancias a la entrada, por lo que la mayor parte de la potencia que incide a la estructura se refleja. El uso de técnicas de adaptación contribuiría enormemente a aumentar la eficiencia. Sin embargo, a partir de los resultados mostrados en la tabla 3.1 se observa que la potencia reflejada disminuye conforme lo hace r_c , a pesar del aumento en la diferencia de constantes de propagación de los modos. La relación de potencia entre puertos de salida es obtenida promediando el valor de esta magnitud correspondiente a los cinco canales centrales para cada valor de r_c . Se observa que la relación de extinción de salida es siempre mayor que 14 dB independientemente del valor de r_c , alcanzando un máximo para $r_c = 0.18a$. En [Bos02] para una separación de dos filas de columnas entre guías de onda se consigue una relación de extinción de potencia mínima de 20 dB a la salida, lo que confirma el hecho de que cuando el acoplo es más fuerte dicha relación de extinción empeora. Por tanto, se puede concluir que aunque la elevada diferencia entre las constantes de propagación de los modos par e impar tiene un efecto nocivo sobre la relación de extinción de potencia entre salidas, es factible conseguir valores suficientemente altos. Dicha magnitud podría verse también afectada en el caso de que los modos par e impar sufriesen de distintas pérdidas de propagación por radiación en los substratos si se considerase un sistema 3D [Mar03]. Un trabajo previo que estudia acopladores direccionales con guías dieléctricas muestra que las pérdidas de radiación dependen fuertemente del modo que se propague, siendo generalmente menores para el modo impar [Wei89]. Este aspecto será tratado con mayor detenimiento en futuros trabajos.

r_c/a	0.20	0.18	0.16	0.14
Potencia reflejada (dB)	-4.67	-5.01	-5.46	-5.9
Relación de potencia entre salidas (dB)	14.72	17.95	15.63	15.41

Tabla 3.1. Potencia reflejada media y relación de potencia entre puertos de salida promediada para diferentes valores de r_c/a . Entrada por el puerto 1.

6. Conclusiones

La tecnología de cristales fotónicos presenta una capacidad de confinamiento de la luz mayor que la de las tecnologías convencionales debido al efecto de bandas prohibidas en alto contraste. Esto permite la posibilidad de implementar dispositivos fotónicos más pequeños tal y como se ha podido observar en este capítulo para la implementación del acoplador direccional para diversas

aplicaciones. Se considera, por tanto a los cristales fotónicos de alto contraste como una tecnología óptica de alta integración.

Las funcionalidades básicas de un acoplador direccional son directamente implementables con la ventaja de que se obtienen, teóricamente, las estructuras más pequeñas en longitud. Las longitudes requeridas para la implementación de un divisor son de tan sólo $0.94 \mu\text{m}$. Todo esto gracias a que la alta capacidad de confinamiento de la luz de los cristales fotónicos permite el poder colocar en proximidad ($<1 \mu\text{m}$) las guías acopladas de la estructura obteniéndose de esa forma grandes valores de acoplo.

Sin embargo, son aún mucho más significativas las pequeñas dimensiones que se pueden llegar a obtener para la implementación de un intercalador de canales donde se requieren, tal y como se ha mostrado en el ejemplo, unas longitudes de poco más de $185 \mu\text{m}$ para separar canales de 0.8 nm de ancho de banda. En este caso la reducción en el tamaño requerido por la estructura es debida a una mayor variación con la frecuencia del coeficiente de acoplo κ debida a la peculiaridad que presentan los diagramas de dispersión de los modos del cristal fotónico al aproximarse al borde de las regiones de Brillouin. En dichos puntos la velocidad de grupo tiende a anularse por la periodicidad provocando un crecimiento cada vez mayor de las variaciones conforme el punto de trabajo se sitúa más cerca del extremo de la banda (ver Figura 3.8).

Además, existe la capacidad de ajustar la pendiente de variación de κ ajustando únicamente el radio de los cilindros que separan las guías acopladas sin necesidad de modificar el resto de la estructura. Esto es una propiedad muy interesante sobretodo para la implementación de multiplexores en los que se necesitará colocar en cascada varios intercaladores de canal de forma análoga a la esquematizada en la Figura 3.13b. La conservación de todos los parámetros de la estructura facilita enormemente la disposición en cascada. Esta capacidad de ajuste permitirá aún otras características interesantes propias de la implementación en cristales fotónicos como la que se presenta en el capítulo siguiente.

Por último, señalar otras propiedades propias de la implementación en cristal fotónico y que ya han sido mencionadas. Estas son la capacidad de excitar sólo el modo impar de forma que se obtiene un divisor en Y cuyas salidas están desfasadas 180° [Mar03b]. La segunda es la existencia de un punto en frecuencia donde los diagramas de dispersión de los modos par e impar se solapan dando lugar a un perfecto desacoplo [Bos02]. Estos efectos sólo se han podido observar en cristales fotónicos y abren la puerta a la exploración de posibles nuevas aplicaciones básicas.

7. Bibliografía

- [Alf79] R. C. Alferness, R. V. Schmidt, E. H. Turner, “Characteristics of Ti diffused LiNbO₃ optical directional couplers”, *Appl. Opt.*, **18**, 4012 (1979).
- [Alf82] R. C. Alferness, “*Waveguide electrooptic modulators*”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-**30**, pp. 1121-1137, 1982.
- [Bos02] S. Boscolo, M. Midrio, C. G. Someda, “*Coupling and Decoupling of Electromagnetic Waves in Parallel 2-D Photonic Crystal Waveguides*”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 47 – 53 (2002).
- [Cap99] J. Capmany, F. J. Fraile Peláez, J. Martí, “*Dispositivos de Comunicaciones Ópticas*”, Ed. Síntesis, Madrid, 1999.
- [Che91] H. C. Cheng, V. Ramaswamy, “*Symmetrical directional coupler as a wavelength multiplexer-demultiplexer: theory and experiment*”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 567-574, (1991).
- [Cue03] F. Cuesta, A. Griol, A. Martínez, J. Martí, “*Experimental demonstration of photonic crystal directional coupler at microwave frequencies*”, *Electronics Letters*, **39**, No. 5 (2003).
- [Cue04] F. Cuesta-Soto, A. Martínez, J. García, F. Ramos, P. Sanchis, J. Blasco, and J. Martí, “*All-optical switching structure based on a photonic crystal directional coupler*”, *Optics Express*, **12**, 161 – 167, (2004).
- [Dar05] S. Darmawan, S. Lee, C. Lee, and M. Chin, “*A Rigorous Comparative Analysis of Directional Couplers and Multimode Interferometers Based on Ridge Waveguides*”, *IEEE Jour. of Select. Top. In Quant. Elect.*, **11**, 466 – 475 (2005).
- [Kos01b] M. Koshiba, “*Wavelength Division Multiplexing and Demultiplexing With Photonic Crystal Waveguide Couplers*”, *Journal of Lightwave Technology*, **19**, 1970 – 1975 (2001).
- [Kuc02] S. Kuchinsky, V. Y. Golyatin, A. Y. Kutikov, T. P. Pearsall, D. Nedeljkovic, “*Coupling Between Photonic Crystal Waveguides*”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 1349 – 1353 (2002).
- [Lin00] S. Y. Lin, E. Chow, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, “*Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5 μm wavelength*”, *Opt. Lett.*, **25**, 1297 – 1299 (2000).
- [Mar84] E. Maron, O.G. Ramer and S. Ruschin, “*Relation between normal-mode and coupled-mode analyses of parallel waveguides*”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-20**, 1311-1319 (1984).

- [Mar91] D. Marcuse, "Theory of dielectric optical waveguides", 2ª edición, Ed.: Academic Press Inc., San Diego, 1991.
- [Mar03] A. Martínez, F. Cuesta, J. Martí; "*Ultrashort 2-d photonic crystal directional couplers*", IEEE Photonics Technology Letters, **15**, 694 – 696, (2003).
- [Mar03b] A. Martínez, F. Cuesta, A. Griol, D. Mira, J. García, "*Photonic-crystal 180° power splitter based on coupled-cavity waveguides*", Applied Physics Letters, **83**, 3033 (2003).
- [Pov01] M. L. Povinelli, S. G. Johnson, S. Fan, J. D. Joannopoulos, "*Emulation of two-dimensional photonic crystal defect modes in a photonic crystal with a three-dimensional photonic band gap*", Phys. Rev. B, **64**, 753131 – 753138 (2001).
- [Ram98] R. Ramaswami, K. N. Sivajaran, "*Optical Networks: A practical perspective*", Ed.: Academic Press Inc., San Diego, 1998.
- [Shi03] M. Shirane, A. Gomyo, K. Miura, H. Yamada, S. Kawakami, "*Optical directional couplers based on autocloned photonic crystals*", Electron. Lett., **39**, 53 – 54 (2003).
- [Sol02] M. Soljačić, S.G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, J.D. Joannopoulos, "*Photonic-crystal slow-light enhancement of nonlinear sensitivity*", J. Opt. Soc. Am. B, **19**, 2052 – 2059, (2002).
- [Ste99] T.E. Stern and K. Bala; "*Multiwavelength optical networks: a layered approach*", Ed. : Addison-Wesley, 1999.
- [Taf95] A. Taflove; "*Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*", Ed.: Artech House, 1995.
- [Tho03] M. Thorhauge, L. H. Frandsen, P. I. Borel, "*Efficient photonic crystal directional couplers*", Opt. Lett., **28**, 1525 – 1527 (2003).
- [Tok01] M. Tokushima, H. Yamada, "*Photonic crystal line defect waveguide directional coupler*", Electron. Lett., **37**, 1454 – 1455 (2001).
- [Wei89] Z. Weissman, A. Hardy, E. Marom, "*Mode-dependent radiation loss in Y junctions and directional couplers*", IEEE J. Quantum Electron., **25**, 1200 – 1208 (1989).
- [Yon99] J. Yonekura, M. Ikeda, T. Baba, "*Analysis of Finite 2-D Photonic Crystals of Columns and Lightwave Devices using the Scattering Matrix Method*", IEEE/OSA J. Lightwave Technol., **17**, 1500-1508 (1999).

Capítulo 4

Implementación de un Conmutador todo-óptico

1. Introducción

Uno de los aspectos más interesantes y, al mismo tiempo, menos explotado hasta el momento de los cristales fotónicos es la implementación de funcionalidades activas basadas en los efectos no lineales que se producen en el seno de los materiales empleados para la fabricación. De forma simplificada, se contemplan, en la mayoría de los dispositivos no lineales, dos estados de funcionamiento, el régimen lineal y el no lineal, en los que el funcionamiento del dispositivo es distinto. Para pasar de un estado al otro lo único que es necesario es asegurar un nivel máximo de potencia para el estado lineal y un mínimo para el no lineal en alguna de las señales que se propagan por el dispositivo. Normalmente la señal elegida recibe el nombre de señal de bombeo o de control. De esta forma, mediante el ajuste de la potencia en la señal de control se puede variar de forma dinámica el comportamiento del dispositivo. Este hecho tiene una gran relevancia para la implementación de circuitos más “inteligentes” como son los conmutadores o las puertas lógicas que abren al campo de la fotónica un amplio rango de nuevas aplicaciones.

Existen diversas técnicas para la implementación del comportamiento activo de los dispositivos todas ellas de gran interés en la actualidad. Es importante citar las siguientes tecnologías:

- Dispositivos Mecánicos: En un principio se puede hablar de los dispositivos optomecánicos implementados en óptica de bloques o espacial. Este concepto en el que mecánicamente se varia el ángulo de incidencia sobre espejos para cambiar el comportamiento del dispositivo se ha trasladado a estructuras mucho más reducidas como son los MEMS (*MicroElectroMechanical Systems*) que han cobrado un amplio interés en la actualidad [Ste99, Ram98].

- Dispositivos Electroópticos: La variación dinámica entre los estados del dispositivo se realiza empleando una señal eléctrica. Existen distintas variantes, desde la aplicación de electrodos que calienten una zona del dispositivo aprovechando efectos térmicos hasta los basados en el conocido efecto Pockels. Cabe destacar los dispositivos de LiNbO_3 que han cobrado gran popularidad debida a la gran sensibilidad no lineal de este material [Bri91]. En la Figura 4.1 a) se muestra un ejemplo de modulador electroóptico integrado basado en un acoplador direccional. Los cristales líquidos [Mur80] también son empleados para este fin aunque tienen una respuesta más lenta, de manera esquemática se puede ver su funcionamiento en la Figura 4.1 b).

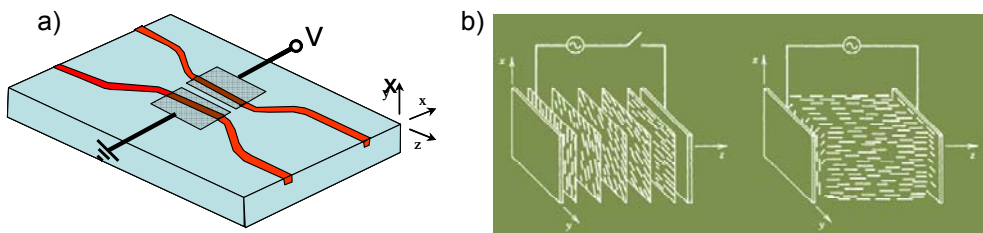


Figura 4.1: a) Modulador electroóptico con un acoplador direccional integrado. b) Modulador con cristal líquido en el que se observa primero la fase nemática (moléculas desordenadas) y la fase esméctica de moléculas ordenadas cuando se aplica un campo.

- Dispositivos Térmicos: En esta clase de dispositivos se aprovecha la variación que se produce en el comportamiento óptico de los materiales debida a los cambios de temperatura. Esta variación depende del coeficiente térmico de los materiales. Existen diversas técnicas para calentar los materiales, una de ellas ya se mencionó en el apartado anterior de dispositivos electroópticos. Otra forma es mediante el aprovechamiento del calor generado por la absorción de fotones en los materiales, ya sea por procesos físicos lineales como la absorción (SPA, *single photon absorption*) o no lineales la absorción de dos fotones (TPA, *Two photon absorption*) [Not05]. Existe una limitación en velocidad ya que una vez se calienta el dispositivo para pasar a un determinado estado se necesita un tiempo de enfriamiento para poder volver al estado inicial.
- Dispositivos Totalmente Ópticos: Este último tipo de dispositivos es ventajoso con respecto a todos los mencionados hasta este momento ya que no requiere el uso de señales de distinta naturaleza. Esto le da una mayor coherencia que facilita en gran medida la obtención de aplicaciones. Entre los dispositivos totalmente ópticos se encuentran también distintas técnicas de las que se destacarán principalmente dos: el

efecto Kerr [Bel95] y la dispersión de portadores libres (FCD, *Free carrier dispersion*). El efecto Kerr es uno de los más deseados y es con el que se trabajará en este capítulo. Su origen es debido a la respuesta no lineal de los electrones ligados del átomo a una señal electromagnética incidente. El tiempo de respuesta es del orden de 10^{-15} s [Boy03] por lo que se puede considerar instantánea, siendo esta su gran ventaja frente a todos los efectos considerados hasta el momento. El principal inconveniente de este efecto es que es muy débil y requiere densidades de potencia elevadas. En el caso de FCD, se produce una variación en la respuesta óptica del material debida a los portadores libres que se generan normalmente por la absorción no lineal, TPA [Alm04]. En este caso, para “deshacer” el cambio en el material es necesario esperar a que los portadores se recombinen en el material lo que supone un tiempo de espera mayor al del la respuesta del efecto Kerr. En algunos materiales, debido a que el coeficiente de TPA es mucho más elevado que el coeficiente Kerr, este método es la única opción para la implementación de dispositivos activos totalmente ópticos.

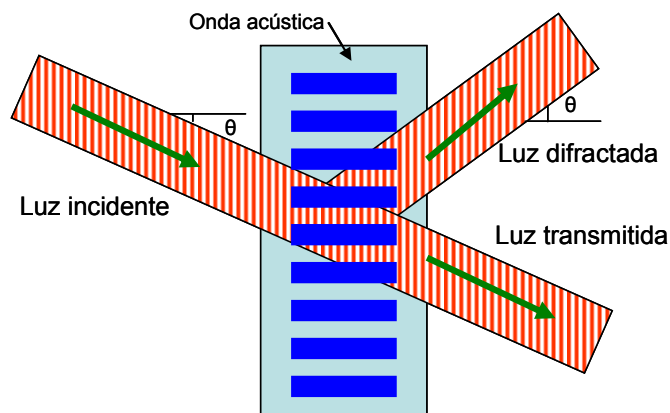


Figura 4.2: Esquemático de la difracción Bragg producida por una onda acústica sobre un rayo de luz incidente.

- Dispositivos Acusto-ópticos: Las propiedades ópticas de ciertos materiales se pueden ver afectadas por la incidencia de ondas acústicas como es el caso de la Figura 4.2. En este caso la señal de control sería por tanto una onda acústica [Kor97].

En conclusión, los principales inconvenientes que hay en la actualidad para la implementación de estas funcionalidades activas fotónicas son la velocidad máxima a la que pueden funcionar y/o los niveles de potencia requeridos para el estado no lineal que hace que estos dispositivos presenten un consumo demasiado elevado para aplicaciones reales.

2. Fundamentos físicos de los dispositivos no lineales

Desde el punto de vista clásico, el comportamiento de los campos electromagnéticos en un medio se modela con las conocidas ecuaciones de Maxwell desarrolladas ya en la década de 1860 a partir de la unificación de las leyes de Gauss, Faraday y Ampere (4.1).

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0\end{aligned}\tag{4.1}$$

Cada material presentará una determinada respuesta a los campos electromagnéticos dada por unos parámetros macroscópicos propios del material, que son: la conductividad σ , la permitividad ε y la permeabilidad magnética μ . Estos dos últimos parámetros se derivan de los vectores polarización eléctrica y magnética, \mathbf{P} y \mathbf{M} . Considerando materiales no conductores ni magnéticos las propiedades de los materiales vienen dadas por las ecuaciones de (4.2)

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H}\end{aligned}\tag{4.2}$$

Habitualmente se trabaja con materiales lineales e isotrópicos en los que el vector polarización es independiente de los ejes cartesianos y presenta una respuesta lineal al campo. Esto no es del todo cierto, en los materiales reales la función es como la presentada en (4.3) (considerando no linealidades no resonantes) aunque, debido a que $\chi^{(1)}$ es mucho mayor al resto de coeficientes, es una buena aproximación despreciar el resto de términos. Sin embargo, cuando se empiezan a considerar potencias elevadas, la dependencia no lineal del vector polarización en función del campo eléctrico empieza a cobrar importancia y debe tenerse en cuenta, lo que da lugar a que las ecuaciones de Maxwell pierdan la linealidad [Guo02].

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right)\tag{4.3}$$

En la expresión (4.3) se han escrito las tres primeras contribuciones de una aproximación polinómica de la respuesta de \mathbf{P} al campo eléctrico, la primera es la contribución lineal y el resto son no lineales de distinto orden. En la mayoría de los casos con estos términos en la aproximación es suficiente ya que conforme se aumenta el orden se hace cada vez más pequeños los términos de (4.3) en los

materiales considerados en esta tesis. El origen de esta respuesta no lineal se debe buscar en efectos cuánticos dentro del material por la respuesta de los electrones y las moléculas al campo incidente, algunos de los fenómenos más comunes son los comentados en el apartado anterior en las distintas clasificaciones de dispositivos activos.

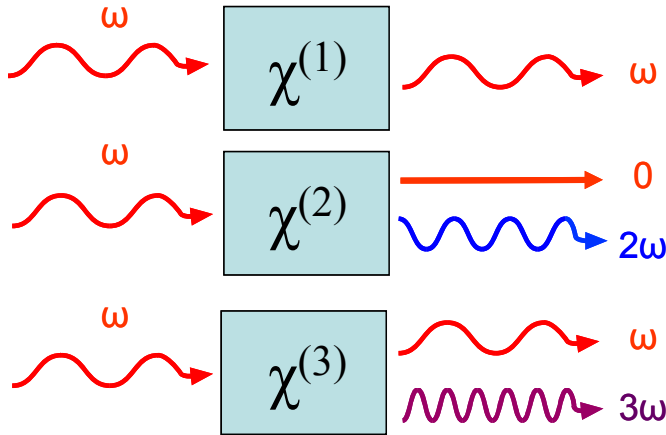


Figura 4.3: Diagrama de frecuencias generadas por cada uno de los términos de la respuesta del material al incidir una onda monocromática de pulsación ω .

Un estudio más detallado tendría en cuenta la anisotropía del material pero esto haría mucho más complejo el estudio, especialmente cuando se consideran efectos no lineales, por lo que es habitual el tomar un valor efectivo de la no linealidad y aproximar el medio como isotrópico. El término de mayor interés es el de tercer orden ($\chi^{(3)}$) que implica un batido triple entre el campo eléctrico total. Con un análisis de portadoras en frecuencia, se puede apreciar como el triple batido de la señal produce una intermodulación de tercer orden que tiene una componente de la misma frecuencia de las señales que se batien. Es decir, si se considera una sola onda monocromática incidente en el material de amplitud E_0 y pulsación ω se obtendrán de los dos últimos términos de (4.3) varias componentes como se puede ver esquemáticamente en la Figura 4.3 y en la expresión (4.4). Con la notación adoptada se escriben por separado las distintas componentes monocromáticas que se generan por el batido de segundo y tercer orden, dentro del paréntesis se indica la pulsación de cada término y a partir de qué batidos se genera

$$P_{NL} = P_{NL}^{(2)} + P_{NL}^{(3)} = [P_{NL}(\omega - \omega = 0) + P_{NL}(\omega + \omega = 2\omega)] + [P_{NL}(\omega + \omega - \omega = \omega) + P_{NL}(\omega + \omega + \omega = 3\omega)] \quad (4.4)$$

Se puede observar que se generan componentes del vector P que oscilan al doble y al triple de frecuencia, lo que daría lugar en determinadas condiciones a la generación de armónicos [Yar91]. Es importante detenerse en el penúltimo

término, que introduce una oscilación del vector polarización a la misma frecuencia de la señal incidente, por lo que considerando las ecuaciones de Maxwell no lineales en el dominio de la frecuencia, habrá que incluir en la frecuencia de la onda incidente dicho término, lo que se hace normalmente considerando la permitividad del material dependiente de la intensidad de campo E , $\varepsilon(I)$, (4.5).

$$D = \varepsilon_0(1 + \chi^{(1)} + P_{NL}(\omega + \omega - \omega = \omega) / E)E = \varepsilon(I)E \quad (4.5)$$

Se obtiene por lo tanto, una permitividad del material que es dependiente de la intensidad de la onda, lo que produce la conocida automodulación de fase (SPM, *Self Phase Modulation*) [Agr01]. De esta forma se obtiene un material que se comportará ligeramente distinto en función de la intensidad de la onda. Este efecto es el que se explota para la implementación de funcionalidades activas.

En el caso de que sean dos las ondas monocromáticas las que inciden en el material no lineal con amplitudes E_1 y E_2 y pulsación ω_1 y ω_2 se obtendrían, además de los términos de (4.4) para cada una de las dos pulsaciones, otra serie de términos de intermodulación de segundo (suma y resta de frecuencias: $\omega_1 + \omega_2$, $\omega_1 - \omega_2$) y tercer orden (suma y resta de tres frecuencias (repetiendo alguna): $\omega_1 + \omega_2 + \omega_2$, $\omega_1 - \omega_1 + \omega_2$, ...). Según las componentes espectrales de polarización que se tengan en cuenta y las frecuencias diseñadas se obtiene el efecto deseado. Por ejemplo, un efecto electroóptico se obtiene con $\omega_1 = 0$ y $\omega_2 \neq 0$ [Yar84]. Se podría pensar que a la vez que se da el efecto electroóptico deseado se está generando el segundo armónico. Esto es cierto, pero si no se dan ciertas condiciones, dicha generación no es eficiente y no afecta al comportamiento electroóptico del material.

El efecto de modulación cruzada de fase (XPM, *Cross phase modulation*) se obtiene del término de polarización a la frecuencia $\omega_1 + \omega_2 - \omega_2 = \omega_1$. Si se considera que E_1 es suficientemente pequeño para despreciar sus efectos no lineales y al contrario, que E_2 es suficientemente grande, se obtiene una variación de la permitividad a la frecuencia de la primera onda dependiente de la intensidad de la segunda. De esta forma si ambas señales son ópticas, se obtiene un material válido para una aplicación de una funcionalidad activa totalmente óptica. Esta última configuración será la que se emplee en este capítulo para implementar un conmutador. El efecto XPM se emplea como un cambio en el índice de refracción del material no lineal en una frecuencia determinada inducida por una señal de bombeo o control centrada a otra longitud de onda. El fenómeno físico que se considerará es el efecto Kerr, n_2 , cuyo coeficiente vendrá dado en [W/cm^2].

$$n = n_L + n_2 |E|^2 = n_L + n_2 I \quad (4.6)$$

Para que el efecto sea notable interesará utilizar materiales con un alto valor en el coeficiente de Kerr y además conseguir altos niveles de intensidad.

3. Funcionalidades activas en cristales fotónicos

En el camino a la obtención de dispositivos activos con un alto nivel de integración, los cristales fotónicos presentan unas cualidades que resultan de gran interés. Sus reducidas dimensiones y elevado contraste de índice permiten que se consigan fácilmente altas densidades de potencia de la señal en zonas concretas aumentando en gran medida la intensidad y por lo tanto se consigue una excitación más eficiente de la no linealidad. Además su estructura periódica, responsable de la aparición de bandas, permite la existencia de modos con una muy baja velocidad de grupo [Not01] dando lugar a una mayor sensibilidad no lineal.

Los mecanismos más sencillos que se han propuesto utilizan una estructura de cristal fotónico sin defectos. Situando la frecuencia de funcionamiento justo en el extremo de un modo al borde de la región de frecuencias prohibidas se puede conseguir un efecto de conmutación en el que, en uno de los estados se anula la transmisión del dispositivo, mientras que en el otro se transmite [Sca94, Tra96]. Esto es debido al desplazamiento en frecuencia que se produce en las bandas del diagrama de dispersión por el efecto no lineal. En este esquema la principal mejora de las estructuras periódicas con respecto a otros dispositivos es la debida a la baja velocidad de grupo que se da al borde de las bandas. Esta propiedad mejora la eficiencia de los dispositivos no lineales al incrementar la interacción onda – materia.

Un grado mayor de complejidad se introduce con la implementación de cavidades mediante defectos dentro de la estructura del cristal fotónico. De esta manera, la energía de la señal se concentra mayoritariamente en el volumen que ocupa la cavidad. En el caso de cavidades con factores de calidad elevados, Q , y con dimensiones, V , pequeñas se consigue un gran aumento de la densidad de campo que da lugar a una gran amplificación de los efectos no lineales del material. Se consigue de esta forma reducir en gran medida la potencia requerida en la señal de control. Tal y como se ha demostrado experimentalmente, con la tecnología de cristales fotónicos es posible la implementación de cavidades con una relación Q/V del orden de $120000/\lambda^3$ [Aka03].

Son varios los comportamientos que se han estudiado con estas configuraciones pero hay que destacar el fenómeno de biestabilidad [Not05, Ues05]. Esta biestabilidad supone que en la transición entre estados de funcionamiento del dispositivo se tiene “memoria” de qué estado se parte, es decir, según si la transición es del estado lineal al no lineal o viceversa, el comportamiento del dispositivo en los puntos intermedios (potencia de bombeo intermedia) será distinto como se puede ver en la Figura 4.4. Esto tiene una aplicación directa en la implementación de flip-flops. Dicho comportamiento se ha observado también en otras tecnologías como resonadores en anillo [Cue07]. Es difícil realizar una

comparación entre las distintas alternativas ya que los efectos resonantes tienen su principal limitación en las pérdidas debidas a los componentes y por lo tanto dependen mucho de la tecnología de fabricación. Se puede entrever de la literatura una menor robustez de los cristales fotónicos a las tolerancias de fabricación aunque esto no ha impedido la obtención de buenos resultados con la ventaja de una mejor integración que los anillos resonantes como los mencionados anteriormente [Aka03]. Por último, es importante mencionar, que además del efecto de biestabilidad también se han detectado teóricamente comportamientos análogos al del transistor.

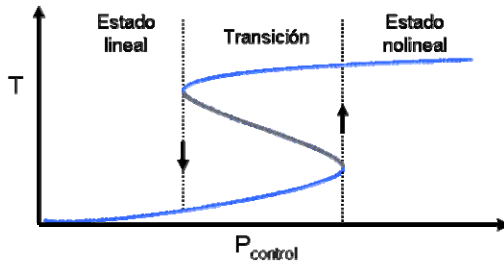


Figura 4.4: Respuesta con histéresis típica de una cavidad biestable cuando se excita con una señal con una longitud de onda cercana a la resonancia de la cavidad. Para potencias en la señal de control intermedias entre los dos estados (zona de transición) se observa que existen dos valores estables de transmisión (T).

Existen distintas variaciones en la implementación de dispositivos no lineales con cavidades en las que se varía el acoplo, directo [Sol02] o lateral [Sol03, Not05], el número de cavidades e incluso el número de puertos que acceden a ellas [Sol03, Yan03] (ver Figura 4.5). Cabe insistir que estas estructuras funcionan únicamente alrededor de la frecuencia de resonancia de la cavidad y que cuanto mayor es su Q , aunque mayor es el aumento de la sensibilidad no lineal, menor es el ancho de banda de funcionamiento. De todos modos, según la aplicación, esto no tiene porque suponer siempre una limitación.

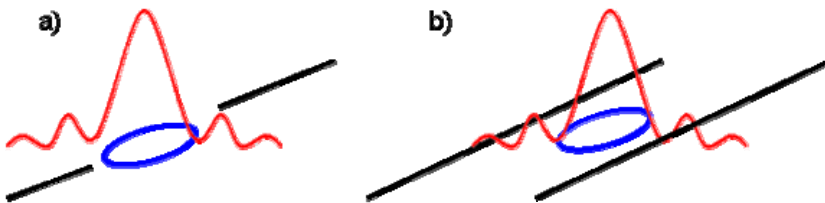


Figura 4.5: Esquemático del acoplo a una cavidad. a) Acoplo directo con dos puertos b) acoplo lateral con cuatro puertos.

Por último, se puede considerar un tercer tipo de estructuras compuestas en este caso por guías en la estructura de cristal fotónico. Dentro de este tercer tipo destacan las guías de cavidades acopladas, CROW, (*Coupled Resonator Optical Waveguides* [Yar99]) que ya han sido empleadas para el estudio teórico de un interferómetro Mach-Zehnder no lineal [Sol02b]. Según las estimaciones que se realizan en el trabajo mencionado y considerando un dispositivo ideal, con una longitud de tan sólo 175 μm en los brazos del interferómetro son necesarios unos 0.26 W de potencia de pico en la señal de entrada para funcionar como conmutador. Un dispositivo óptico integrado convencional requeriría con la misma potencia y materiales empleados en [Sol02b] una longitud de 5 cm. Con estas cifras se puede ver claramente la mejora que se puede llegar a conseguir con la tecnología de cristales fotónicos. La principal ventaja introducida por las guías CROW es la capacidad de diseñar bandas guiadas extremadamente planas y que por tanto aumentan en gran medida la interacción entre la onda y el material subyacente debido a la baja velocidad de grupo. Aunque todavía está por demostrar experimentalmente, se espera que el factor de mejora en la no linealidad sea proporcional a la inversa del cuadrado de la velocidad de grupo, mientras que los efectos nocivos se verían amplificadas proporcionalmente a la inversa de la velocidad de grupo, obteniéndose de este modo una clara mejora en las aplicaciones no lineales [Bha01]. Este fenómeno de baja velocidad de grupo se puede observar también en guías de cristal fotónico cuando se trabaja en el borde de la banda del modo guiado, tal y como se verá a continuación en este capítulo de la tesis.

4. El acoplador direccional no lineal

En el capítulo 2 ya se ha presentado el funcionamiento lineal del acoplador direccional. El trasvase cíclico de potencia entre cada uno de los brazos del dispositivo es el comportamiento característico del acoplador direccional en su estado lineal. Este comportamiento puede variarse dinámicamente haciendo uso de efectos no lineales.

Una condición que se debía satisfacer para la implementación del acoplador no lineal es la de sincronismo de fase. Es decir, la velocidad de propagación en cada uno de los brazos aislados debía coincidir a la frecuencia de trabajo. Esta condición se cumplía de forma natural cuando ambos brazos del dispositivo eran exactamente iguales.

El uso de materiales que presenten no linealidades para la implementación de las guías que forman el acoplador direccional se puede aprovechar para romper la condición de sincronismo de fase entre las guías. Introduciendo una señal de control de alta potencia por uno de los brazos del acoplador se produce una ligera

variación en el índice de la guía y se rompe de esta forma la simetría con respecto al eje longitudinal. Si la variación inducida en la guía es lo suficientemente grande se consigue eliminar en gran medida el efecto de acoplo. De esta forma se podría diseñar la longitud del dispositivo para que en el régimen lineal acoplara la señal incidente de una guía a la otra y cuando se introduzca una señal de alta potencia la señal deje de acoplarse. Se obtiene de esta forma un conmutador entre dos salidas. Esta idea fue introducida por primera vez por Stephen M. Jensen en 1982 [Jen82] y tuvo una gran aceptación desde su comienzo tal y como lo demuestran las numerosas publicaciones de la época [Ste88]. Esta idea ha sido implementada en distintos tipos de tecnologías entre las que cabe destacar la de AlGaAs donde existen resultados experimentales [Vi192]. Esta tecnología presenta un material con un coeficiente Kerr bastante elevado y que minimiza los efectos nocivos que limitan la no linealidad [Vi195, Del90]. Más recientemente se ha trasladado esta configuración al campo de los cristales fotónicos [Loc04] donde se espera obtener una mejor eficiencia fruto del alto confinamiento de la señal.

Sin embargo la implementación que se propone en esta tesis es algo distinta a la publicada por Jensen. No se pretende romper la condición de sincronismo de fase, sino que, como se muestra más adelante, el dispositivo seguirá funcionando como acoplador guardando la simetría. Lo que se hará en el estado no lineal es variar el valor del coeficiente de acoplo κ . De esta forma se va a presentar un dispositivo que permite ajustar de forma dinámica la fuerza de acoplo entre las guías del acoplador direccional.

5. Implementación de un conmutador

La estructura que se va a considerar ya se presentó en el capítulo anterior. Por motivos prácticos se vuelve a describir brevemente a continuación. Como se puede ver en la Figura 4.6 consiste en una red 2D hexagonal de cilindros de alto índice de refracción ($n_H = 3.46$, como es el caso del Si o el AlGaAs). El radio de los cilindros de la estructura es $r = 0.2a$ donde a es la constante de red del cristal fotónico. El medio circundante a los cilindros se considera de bajo índice ($n_L = 1.46$ como es el caso del SiO₂). Se considerará que las no linealidades se dan sólo en los cilindros y vendrá modelado por el efecto Kerr que es el que se pretende explotar. El ancho de banda de la región de frecuencias prohibidas de esta estructura va de 0.26387 a 0.35987 [a/λ] para los modos TM. El acoplador direccional se realiza mediante la substracción de dos líneas paralelas de cilindros en la dirección ΓK separadas tan sólo por una sola línea de cilindros. Los cilindros de esta línea central que queda entre las dos guías tendrán un radio ligeramente menor, $r_c = 0.7r$. De hecho, tal y como se muestra más adelante, esta línea central de cilindros se comportará como una tercera guía implementada de forma distinta a las de los brazos del acoplador direccional.

La implementación que se acaba de presentar no es la única que sirve para realizar un conmutador. La característica fundamental de la estructura es que son necesarias tres guías paralelas, de las cuales la central sea implementada de forma distinta. Por este motivo es factible la búsqueda de otras configuraciones aunque es importante señalar que básicamente deben de realizarse en estructuras de cristal fotónico. Esto es debido a que las estructuras de cristal fotónico son capaces de situar varios tipos de guías de onda en espacios tan pequeños y que además pueden estar desacopladas a ciertas frecuencias, cosa que hasta el momento no se ha conseguido en otro tipo de tecnologías fotónicas. Es la gran flexibilidad en el diseño de los diagramas de dispersión el motivo por el que los cristales fotónicos son ideales para esta configuración.

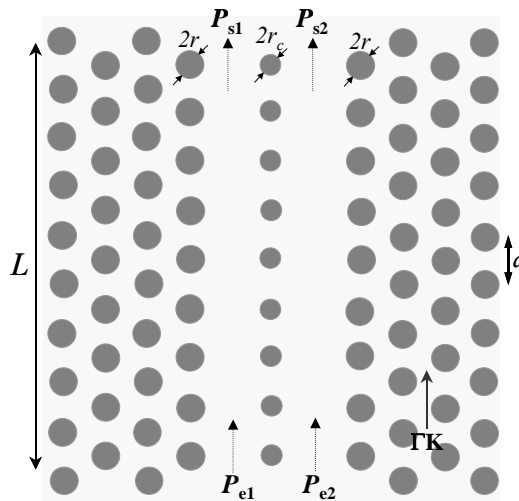


Figura 4.6 Esquema del acoplador propuesto. El radio de los cilindros es r excepto para los cilindros de la fila entre guías, cuyo radio es r_c . La longitud total del acoplador es L .

En la Figura 4.7 se presenta el diagrama de dispersión de las bandas de la estructura que se acaba de introducir. Se puede observar que existen hasta tres modos distintos dentro de la región de frecuencias prohibidas. Los modos de la región superior de frecuencias se corresponden con los supermodos de simetría par e impar de las guías acopladas de la estructura. Cuando la entrada de una de las guías externas de la estructura es excitada con una señal, se acopla la energía a estos supermodos dando lugar al intercambio cíclico de potencia entre los brazos del acoplador, tal y como se describió en el capítulo anterior. Este comportamiento se puede observar en la Figura 4.8a) donde se representa la distribución de campo obtenida mediante FDTD cuando se excita el puerto de entrada I_1 a la frecuencia normalizada $f=0.3281 [a/\lambda]$. Con estas condiciones y con esta longitud, L , del dispositivo se transfiere a la salida toda la energía a la guía adyacente (se produce

el “cruce”) aunque podría diseñarse para que saliera por la misma guía (comportamiento de “paso”). Este será el comportamiento en régimen lineal para el caso concreto que se está presentando.

En la parte inferior de la región de frecuencias prohibidas se puede observar un tercer modo, también de simetría par. Este modo está altamente confinado en la zona central, que actúa como guía de onda, formada por cilindros de radio reducido. Dicha señal se encuentra desacoplada del supermodo par por la separación en frecuencia, y del impar por la diferencia en la simetría. Será por aquí por donde se introducirá la señal óptica que nos permitirá regir el funcionamiento del dispositivo.

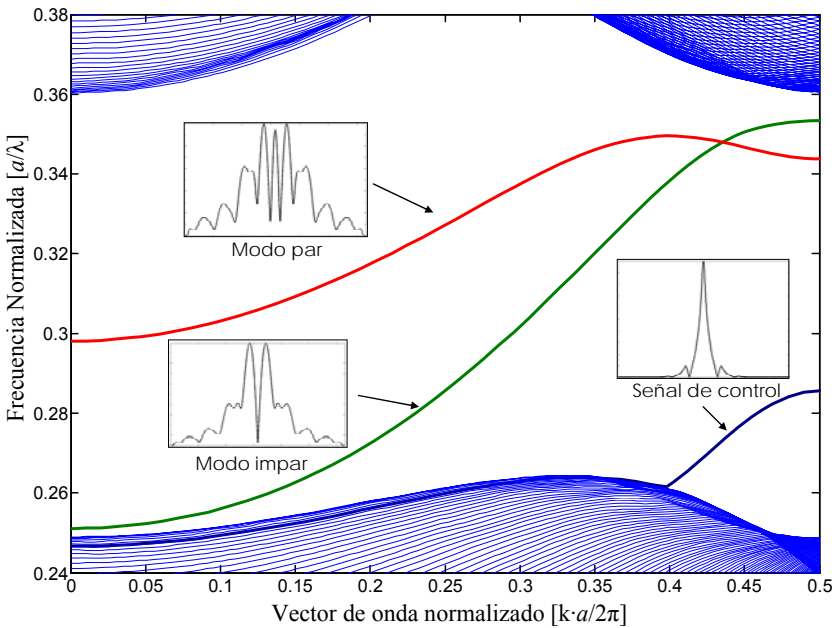


Figura 4.7 Diagrama de bandas de la estructura propuesta para la implementación del conmutador. Se presenta el patrón de campo de los modos par e impar del acoplador y de la señal de control confinada en la guía central.

El comportamiento deseado en la transición del estado lineal al no lineal es que se cambie el puerto de salida por lo que si en el régimen lineal el acoplador estaba diseñado en “cruce” (“paso”) cambie su comportamiento a “paso” (“cruce”). Este cambio vendrá impuesto por la potencia en la señal de control. Si se introduce una señal con suficiente potencia en la guía central de forma que se excite su correspondiente modo, el comportamiento del acoplador direccional se puede variar, de forma que si se comportaba realizando el “cruce” de la señal, pasaría al

comportamiento de “paso”. Esto es lo que se representa de modo ilustrativo en la Figura 4.5a) y b). El modo que aparece en la región de frecuencias inferior del *Bandgap* de la Figura 4.7 es el que se utiliza para controlar el comportamiento del dispositivo y se puede observar como se propaga en la estructura en la Figura 4.8c) donde se puede observar que dicho modo se mantiene confinado en la guía de onda central sin interferir con los otros modos de la estructura.

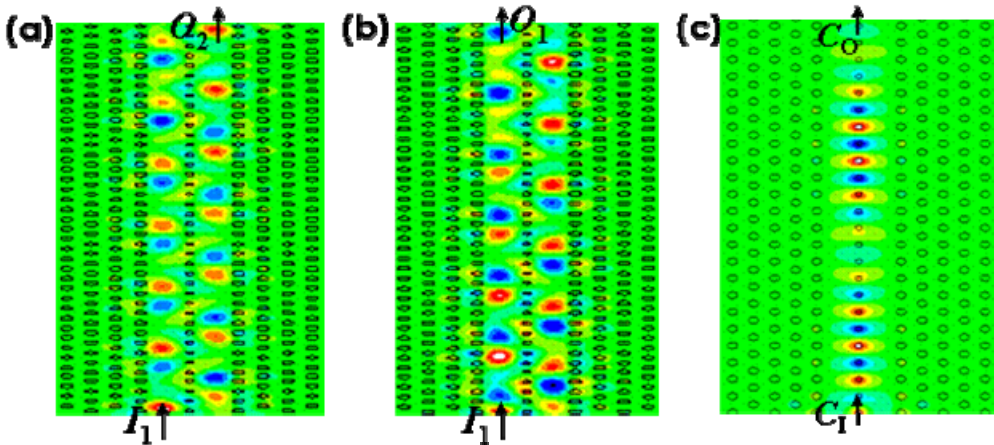


Figura 4.8 Distribución eléctrica del campo obtenida con FDTD a la frecuencia $f = 0.3281 [a/\lambda]$. a) Régimen lineal, acoplador en “cruce”; b) simulación del estado no lineal en “paso” y c) Señal de control a la frecuencia $f = 0.285 [a/\lambda]$.

Se puede observar de la Figura 4.8 que el trasvase cíclico de potencia entre los brazos del acoplador se sigue dando lo que diferencia a esta implementación del conmutador con el acoplador direccional de la versión más convencional que se presentó en el apartado anterior [Jen82] en el que se inhibe. El mecanismo que explica el funcionamiento de conmutación de esta implementación es el efecto Kerr que se da en la región central de la estructura. La permitividad de los cilindros de la línea situada entre los dos brazos del acoplador cambia de forma no lineal en función de la intensidad de la señal de control que viaja confinada en esta región, la señal de control. De esta forma se produce una variación del acoplo, κ , entre las guías exteriores de la estructura, de forma análoga a la variación que se realizaba en el capítulo 3 del radio. De la misma forma que entonces, el supermodo par de la Figura 4.7 se verá afectado por esta variación mientras que el impar permanecerá prácticamente inalterado. Esto es debido a la correspondencia existente entre el cambio de las dimensiones del cilindro central y el cambio de la permitividad [Joa95]. Por lo tanto, con una variación de la potencia de la señal de control que viaja en la guía central se puede sintonizar la longitud de acoplo L_a . Si se diseña apropiadamente la longitud L de la estructura de forma que sea un múltiplo impar (par) L_a en el caso lineal y un múltiplo par (impar) de la L_a modificada por el efecto

nolineal, se consigue implementar la funcionalidad de conmutación descrita en la Figura 4.8 (o la inversa). De esta forma se obtiene un conmutador controlado por una señal óptica de distinta frecuencia. Es importante mencionar que los resultados de la Figura 4.8 son simplemente ilustrativos y han sido obtenidos introduciendo un cambio sustancial de la permitividad ($\delta n = 0.005 n_H$) de forma que se pueda ver el efecto en una longitud relativamente pequeña ($L = 40a$). El comportamiento nolineal se pudo observar en que la señal salta un número de veces menor entre los brazos del acoplador.

Además es importante observar que el modo empleado para la transmitir la señal de control está altamente confinado en la guía central (Figura 4.8) y que además presenta una relación de dispersión plana al acercarse al borde de la banda (Figura 4.7) por lo que puede llegar a tener una velocidad de grupo realmente baja. Debido a estos dos efectos, se espera que los efectos nolineales sean muy eficientes [Sol02b].

6. Análisis de prestaciones

Para el análisis de prestaciones se han realizado simulaciones nolineales con el MEF presentado en el capítulo 2 de la tesis. El MEF presenta ventajas frente a otros métodos como ya se estudió en el capítulo 2. La posibilidad de modelar mejor la geometría de los cilindros de la estructura gracias al uso de elementos triangulares y la obtención de matrices dispersas que reducen el coste computacional de la estructura son unas de ellas. Pero la principal ventaja es la capacidad de modelar la permitividad de los elementos siguiendo funciones no constantes, lo permite que los resultados que se obtienen sean mucho más realistas. Expresar la variación de la permitividad como una función espacial es necesario para modelar el cambio experimentado en la permitividad de los materiales debido al efecto Kerr que depende de la distribución de intensidad en la estructura. De todos modos se ha empleado también el mismo procedimiento desarrollado en [Sol02b] donde se emplea el método de expansión de ondas planas de forma que se pueda hacer una comparación entre ambos métodos.

Cuando la señal de control se introduce en la guía central, el índice de refracción de los cilindros aumenta debido a la nolinealidad por efecto Kerr de signo positivo. Esto provoca que la banda de dispersión del modo par correspondiente al acoplo entre los brazos externos de la estructura, baje ligeramente en frecuencia mientras que el modo impar permanece prácticamente inalterado. Así se consigue que κ disminuya en una cierta cantidad $\Delta\kappa$. Si se cumple la condición $\Delta\kappa \cdot L = \pi/2$ se conseguirá que la estructura cambie el puerto de salida que se empleaba en el régimen lineal por el otro, por lo que se deduce que los principales parámetros a considerar en el diseño serán $\Delta\kappa$ y L . El primer

parámetro dependerá del cambio en la permitividad y por lo tanto de la potencia en la señal de control que se emplee. Una vez seleccionada una potencia se calcula la variación en el acoplo y se diseña la longitud necesaria en el dispositivo. En la Figura 4.9 se representa la longitud L de estructura requerida para conmutar entre las salidas en función de la frecuencia normalizada de la señal que sufre la conmutación. Dicha señal se llamará de ahora en adelante la señal de datos. Para la obtención de los resultados presentados, es necesaria una potencia óptica de 1.56 W en la señal de control. Para el cálculo de la variación en el acoplo se han realizado las simulaciones no lineales teniendo en cuenta las consideraciones que se comentarán detalladamente en el siguiente párrafo. De la gráfica se obtiene que para una frecuencia normalizada $f = 0.3281 [a/\lambda]$ en la señal de datos, la longitud del dispositivo deberá ser $L \approx 1084a = 0.55 \text{ mm}$ considerando un periodo de red $a = 508.56 \text{ nm}$. Esta longitud determina el ancho de banda máximo que podrá tener la señal de datos de forma análoga a como se hacía con el intercalador en el capítulo anterior. Para el caso de $f = 0.3281 [a/\lambda]$ el ancho de banda a -3dB es de 1 nm como se puede observar en la Figura 4.10. Se puede deducir por tanto que surge una relación de compromiso entre la potencia de consumo y el ancho de banda disponible en la señal de datos que depende de L (ver Figura 4.13).

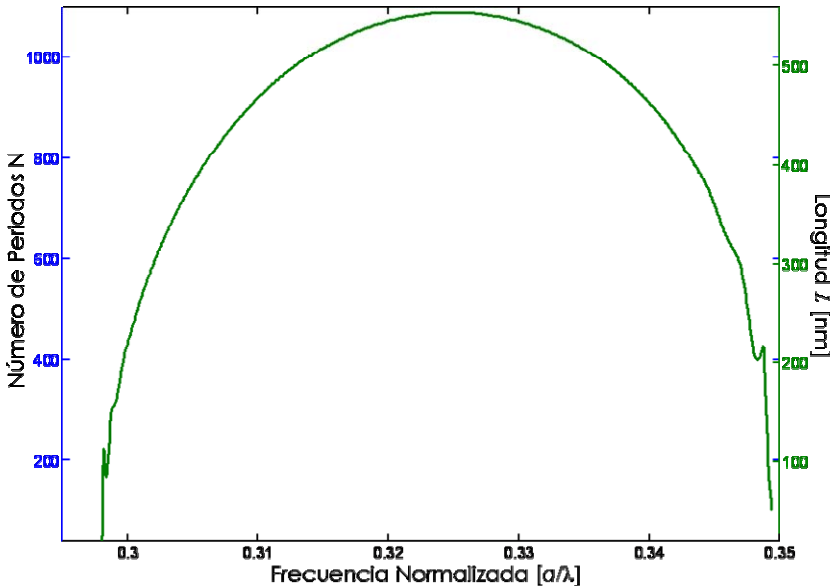


Figura 4.9 Longitud L requerida para implementar el conmutador en función de la frecuencia normalizada de la señal de datos considerando 1.56 W de pico en la señal de control.

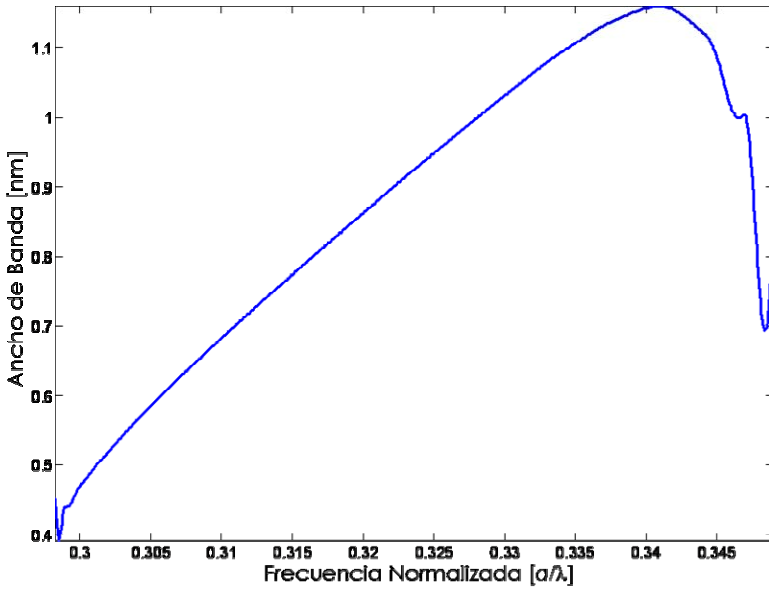


Figura 4.10 Ancho de banda máximo a -3 dB en la señal de datos conmutada en función de la frecuencia normalizada de la señal de datos considerando 1.56 W de pico en le señal de control.

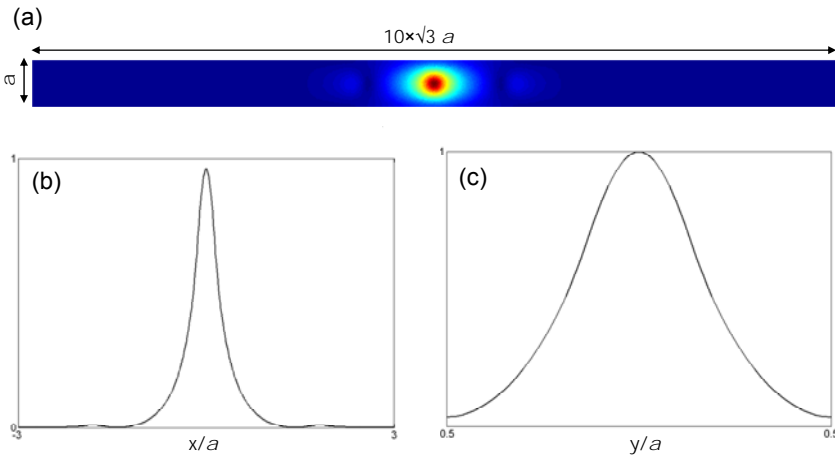


Figura 4.11 a) Patrón de campo del modo empleado para la señal de control.. b) y c) cortes del patrón por el centro ($y = 0$ e $x = 0$).

Los cálculos que se han presentado se han realizado considerando que la señal de control, sintonizada a la frecuencia $a/\lambda \approx 0.285$, induce un incremento en el índice de refracción de $\delta n = 0.0012n_H$ cuando tiene una potencia de pico de 1.56 W. El efecto que se está explotando viene a ser conocido modulación cruzada de fase (*XPM*, del anglosajón *Cross Phase Modulation*) ya que se cambia la permitividad en la señal de datos a través de la no linealidad generada por la señal de control. El cambio en el índice de refracción se obtiene de la expresión (4.7) donde el último paréntesis representa cuanto más sensible a los efectos no lineales es la guía central del acoplador con respecto a una guía uniforme debido a la diferencia en las velocidades de grupo. El factor 2 se incluye debido a que se está tratando *XPM* que es el doble de intenso que la automodulación de fase, *SPM* (*self Phase Modulation*), que se considera despreciable en este caso [Agr01], y el factor de 1.5 se debe a que la onda no está distribuida uniformemente en la dirección longitudinal como se puede ver en la Figura 4.11 sino que presenta una mayor concentración de campo encima de los cilindros de alto índice de refracción.

$$\delta n = 2 \cdot 1.5 \cdot n_2 \cdot \frac{P}{A_{ef}} \cdot \left(\frac{v_g^u}{v_g^c} \right) \quad (4.7)$$

Suponiendo que el coeficiente Kerr no lineal es $n_2 = 1.5 \times 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}$ y que el área efectiva del modo es $A_{ef} = 0.5 \text{ } \mu\text{m}^2$, la potencia de pico de la señal de control deberá ser de $P = 1.56 \text{ W}$ para inducir el cambio de índice δn mencionado anteriormente. La velocidad de grupo estimada para la señal de control es $v_g^c = 0.03c$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío. En la Figura 4.12 se representa la dependencia de la velocidad de grupo de la señal de control en función de la frecuencia normalizada. Se puede observar que en un ancho de banda de aproximadamente 3 nm en el borde de la banda se obtiene una velocidad de grupo del mismo orden de magnitud que la empleada en la estimación anterior considerando, como se lleva haciendo en todo el capítulo, el valor del parámetro de red $a = 508.56 \text{ nm}$.

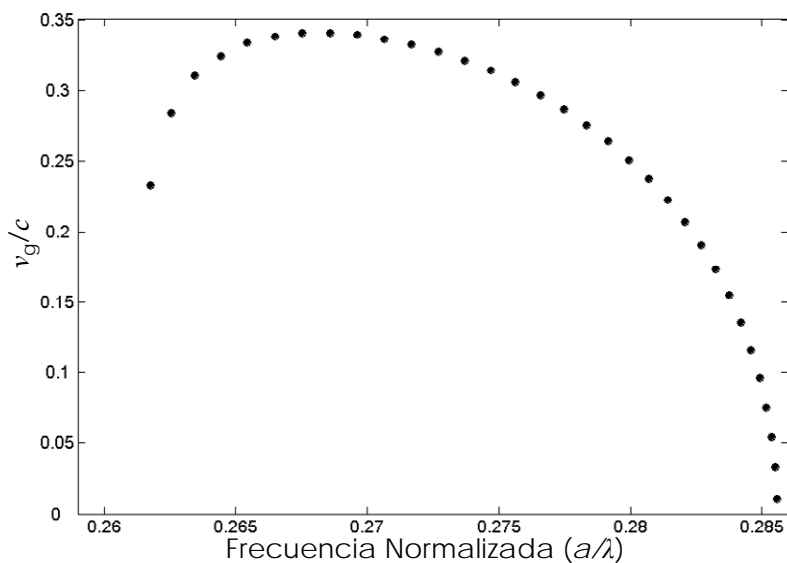


Figura 4.12 Velocidad de grupo de la señal de control en función de la frecuencia normalizada. Se obtiene derivando directamente la relación de dispersión presentada en la Figura 4.7.

Las reducidas dimensiones del cristal fotónico les convierten en estructuras muy sensibles a las tolerancias de los procesos de fabricación. Las tolerancias en la obtención del parámetro de red no suelen afectar mucho, sin embargo, las dimensiones reales de los radios de los cilindros y su forma son mucho más significativas. Estas tolerancias de fabricación de los cilindros son una de las principales fuentes de pérdidas de estas estructuras y constituyen uno de los problemas principales de la tecnología de cristales fotónicos para su uso en aplicaciones reales.

A los efectos de pérdidas hay que añadir otro efecto perjudicial propio de los acopladores direccionales. Un ligero error en las dimensiones de los cilindros puede variar la relación el coeficiente de acoplo de forma que la relación entre los supermodos del acoplador a la salida no es exactamente la diseñada. Cuanto mayor sea la longitud del dispositivo mas grave será este efecto. Este problema puede ser solventado con la técnica presentada anteriormente aplicando una determinada potencia en la guía central de forma que se puede ajustar la fuerza del acoplo y obtener la relación de potencias deseada a la salida. De esta forma no habrá un estado lineal, sino dos estados seleccionados con dos potencias diferentes para los que se conmuta la señal entre una salida y la otra.

Para corroborar los resultados obtenidos con el método no lineal presentado en el capítulo 2 se ha hecho una estimación análoga a la que se realizó en [Sol02b] con el método de expansión de ondas planas (PWE). En este caso el método PWE es lineal por lo que la estimación se realiza variando artificialmente el índice de la línea central de cilindros de la estructura en un valor δn . Dicha variación se realiza de forma uniforme en toda la amplitud del cilindro. Por este motivo, los resultados que se obtienen a través de esta aproximación son más inexactos y mucho más optimistas que los que se obtienen con el MEF no lineal tal y como se puede observar en la Figura 4.13 en la que se muestra la estimación de la longitud de dispositivo requerida, L , en función de la potencia de pico de la señal de control cuando la señal de datos se centra en la frecuencia normalizada de $0.3281 [a/\lambda]$. Se puede observar que L es inversamente proporcional a la potencia de la señal de control ($L \times P = \text{Constante}$). Por otro lado, el ancho de banda de un acoplador direccional es inversamente proporcional a su longitud física, por lo que el ancho de banda disponible en la señal de datos conmutada aumenta proporcionalmente con la potencia empleada en la señal de control.

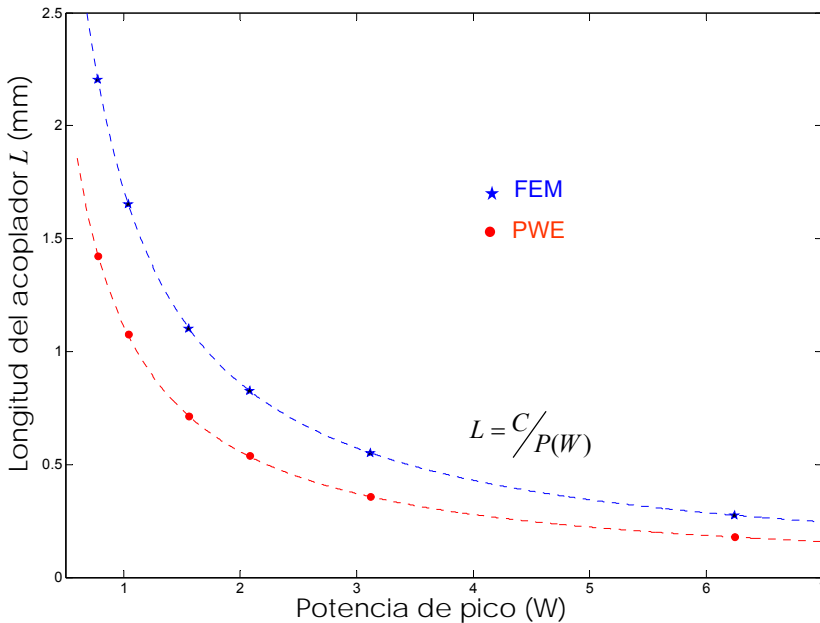


Figura 4.13 Dependencia de la longitud del conmutador con respecto a la potencia de pico de la señal de control para una señal de datos centrada en $0.3281 [a/\lambda]$.

Los resultados con ambas aproximaciones son bastante parecidos y presentan como era de esperar la misma tendencia. Se puede concluir por tanto que el MEF da unos resultados más aproximados a la realidad debido a que representa mejor la distribución del campo tal y como se explicó en el capítulo 2.

7. Conclusiones

Los cristales fotónicos se presentan en este capítulo como una alternativa para la implementación de funcionalidades activas basadas en los efectos no lineales. Sus principales ventajas que los hacen atractivos son su capacidad de concentrar la luz aumentando por tanto las densidades de campo eléctrico y la reducción de la velocidad de grupo que permite una mayor interacción entre la onda y la materia. De esta manera se espera poder realizar dispositivos que aprovechen eficientemente los efectos no lineales que tienen lugar en el seno de los materiales sin necesidad de realizar dispositivos excesivamente largos o con grandes consumos de potencia.

En este capítulo se ha presentado el caso concreto de una implementación de un conmutador. La clave de su funcionamiento se basa en la posibilidad de ajustar dinámicamente, por medio de una señal de control, el coeficiente de acoplo entre los brazos de un acoplador direccional. Aunque el estudio se ha presentado con una configuración concreta esta idea puede ser implementada con otro tipo de guías. Este diseño es relativamente sencillo en cristales fotónicos debido a la alta capacidad de diseño de bandas y guías, pero resulta bastante más complicado con tecnologías más convencionales basadas en el guiado por reflexión total interna.

Como resultado se ha estimado que con un dispositivo de longitud $L = 0.55$ mm y con una potencia de pico de 1.56 W en la señal de control se pudo conmutar una señal de datos centrada en tercera ventana (1.55 μm). Se ha pretendido justificar en la manera de lo posible las estimaciones realizadas aunque debido a que el estudio es completamente teórico los valores requeridos pueden variar. Conocida la tendencia de comportamiento de la estructura esto no es un problema y sólo sería necesario reescalar el eje horizontal de la Figura 4.12 para obtener valores más reales. La importancia de este trabajo radica en la configuración que es novedosa y queda para futuros trabajos la concreción de este diseño en un dispositivo real. Esta configuración del acoplador ha sido patentada por el Centro de Tecnología Nanofotónica. [Mar03]

8. Bibliografía

- [Agr01] G. P. Agrawal, “*Nonlinear fiber optics*”, Ed.: Academic Press, (3ª edición, 2001).
- [Alm04] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, M. Lipson, “*All-optical control of light on a silicon chip*”, *Nature*, **431**, 1081 – 1084 (2004).
- [Aka03] Y. Akahane, T. Asano, B. Song, S. Noda, “*High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*” *Nature*, **425**, 944 – 947 (2003).
- [Bel95] J. Bell, K. Al-Hemyari, J.S. Aitchison, C.N. Ironside, G.T. Kennedy and W. Sibbett, “*Demonstration of all-optical switching in a symmetric Mach-Zehnder interferometer*”, *Electronic Letters*, **31**, 2095 – 2097 (1995).
- [Bha01] N.A.R. Bhat, J.E. Sipe, “*Optical pulse propagation in nonlinear photonic crystals*”, *Physical Review Letters*, **64**, 056604 (2001).
- [Boy03] R. W. Boyd, “*Nonlinear Optics*”, 2ª Ed.: Academic Press (2003).
- [Bri91] W. B. Bridges, F. T. Sheehy, and J. H. Schaffner, “*Wave-Coupled LiNbO₃ Electrooptic Modulator for Microwave and Millimeter- Wave Modulation*”, *IEEE Photonic Technology Letters*, **3**, 133 – 135 (1991).
- [Cue07] F. Cuesta-Soto, A. Martínez, J. Blasco, J. Martí, “*Numerical analysis of the performance of Mach-Zehnder interferometric logic gates enhanced with coupled nonlinear ring- resonators*”, *Optics Express*, **15**, 2323 – 2335 (2007).
- [Del90] K. W. DeLong, G. I. Stegeman, “*Two-photon absorption as a limitation to all-optical waveguide switching in semiconductors*”, *Applied Physics Letters*, **57**, 2063 – 2064 (1990).
- [Jen82] S. M. Jehnsen, “*The nonlinear directional coupler*”, *Journal of Quantum electronics*, **QE-18**, 1580 – 1583 (1982).
- [Kor97] A. Korpel, “*Acousto-Optics*”, Ed.: New York Marcel Dekker, (1997).
- [Loc04] A. Locatelli , D. Modotto , D. Paloschi, C. De Angelis, “*All optical switching in ultrashort photonic crystal couplers*”, *Optics Communications*, **237**, 97 – 102 (2004).
- [Mar03] J. Martí, , F. Cuesta, A. Martínez, F. Ramos, P. Sanchis, J. García., “*Método y dispositivo para dividir una señal electromagnética en dos señales de igual o distinta potencia*” P200400058 País de prioridad:

- España. Fecha de prioridad: 23-12-2003. Entidad titular: Universidad Politécnica de Valencia
- [Mur80] M. A. Muriel and J. A. Martin-Pereda, “*Liquid-crystal electro-optic modulator based on electrohydrodynamic effects*” *Optics Letters*, **5**, 494 – 495 (1980).
- [Not01] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama, “*Extremely Large Group-Velocity Dispersion of Line-Defect Waveguides in Photonic Crystal Slabs*”, *Physical Review Letters*, **87**, 253902 (2001).
- [Not05] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, G. Kira, E. Kuramochi, T. Tanabe “*Optical bistable switching action of Si high-Q photonic-crystal nanocavities*” *Optics Express*, **13**, 2678 – 2687 (2005).
- [Ram98] R. Ramaswami, K. N. Sivajaran, “*Optical Networks: A practical perspective*”, Ed.:Academic Press Inc., San Diego, 1998.
- [Sca94] M. Sacarola, J.P. Dowling, C.M. Bowden, M.J. Bloemer, “*Optical limiting and switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials*”, *Physical Review Letters*, **73**, 1368 – 1371 (1994).
- [Sol02] M. Soljačić, M. Ibanescu, S. G. Johnson, Y. Fink, and J. D. Joannopoulos, “*Optimal bistable switching in nonlinear photonic crystals*”, *Physical Review Letters*, **66**, 055601 (2002).
- [Sol02b] M. Soljačić, S.G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, J.D. Joannopoulos, “*Photonic-crystal slow-light enhancement of nonlinear sensitivity*”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2052 – 2059, (2002).
- [Sol03] M. Soljagic, C. Luo, J. D. Joannopoulos, S. Fan, “*Nonlinear photonic crystal microdevices for optical integration*”, **28**, 637- 639 (2003).
- [Ste88] G.I. Stegeman, E.M. Wright, N. Finlayson, R. Zanoni, C.T. Seaton, “*Third order nonlinear integrated optics*”, *Journal of Lightwave Technology*, **6**, 953 – 970 (1988).
- [Ste99] T.E. Stern and K. Bala; “*Multiwavelength optical networks: a layered approach*”, Ed. : Addison-Wesley, 1999
- [Tra96] P. Tran, “*Optical switching with a nonlinear photonic crystal: a numerical study*”, *Optics Letters*, **21**, 1138 – 1140 (1996).
- [Ues05] T. Uesugi, B. Song, T. Asano, and S. Nod; “*Investigation of optical nonlinearities in an ultra-high-Q Si nanocavity in a two-dimensional photonic crystal slab*”, *Optics Express*, **14**, 377 – 386 (2005).
- [Vil92] A. Villeneuve, C.C. Yang, P.G.J. Wigley, G.I. Stegeman, J.S. Aitchison, C.N. Ironside, “*Ultrafast all-optical switching in semiconductor nonlinear directional couplers at half the band gap*”, *Applied Physics Letters*, **61**, 147 – 149 (1992).

- [Vil95] A. Villeneuve, J.S. Aitchison, B. Vögele, R. Tapella, J.U. Kang, C. Trevino, G.I. Stegeman, “*Waveguide design for minimum nonlinear effective area and switching energy in AlGaAs at half the band gap*”, *Electronic Letters*, **61**, 549 – 551 (1995).
- [Yan03] M. F. Yanik, S. Fan, M. Soljacic, “*High-contrast all-optical bistable switching in photonic crystal microcavities*”, *Applied Physics Letters*, **83**, 2739- 2741 (2003).
- [Yar84] A. Yariv, P Yeh, “*Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation*”, Ed.: John Wiley & sons, (1984).
- [Yar91] A. Yariv, “*Optical Electronics*”, Ed.: Saunders College (4^a Edición 1991).
- [Yar99] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer, “*Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis*”, *Optics Letters*, **24**, 711 – 713 (1999).

Capítulo 5

Propagación de pulsos

1. Introducción

La caracterización de la estructura de acoplador direccional considerada se ha basado, en todos los capítulos anteriores, en el modelo de la ecuación (2.1) del segundo capítulo, en la que se expresaba la ecuación de onda en el dominio de la frecuencia. A partir de dicha ecuación se obtenían los diagramas de banda que han sido la herramienta más utilizada para el modelado del acoplador direccional. Todos los parámetros se calculaban pues en el dominio de la frecuencia y se estudiaba su evolución para distintas frecuencias. En los sistemas lineales esto no es una limitación ya que cualquier forma de onda temporal puede, mediante la transformada de Fourier, expresarse en el dominio de la frecuencia, por lo que ambas aproximaciones son equivalentes. Asimismo, en el caso no lineal, debido a que esta no linealidad se consideraba suficientemente débil, el análisis seguía considerándose válido [Agr01].

En el dominio del tiempo, las ondas monocromáticas tienen una duración infinita por lo que no existen en la realidad. Los pulsos, son unas formas de onda más realistas ya que tienen una cierta anchura limitada tanto en el dominio del tiempo como en el de la frecuencia. Es importante, por tanto, tener en cuenta cómo será el comportamiento del acoplador direccional cuando se considera la propagación de pulsos con una cierta anchura espectral. Ya se ha calculado en los capítulos anteriores el ancho de banda en los que serían válidas cada una de las aplicaciones. Lo que queda por estudiar es cómo se propagarán los pulsos por la estructura. Debido a efectos de dispersión, la forma del pulso que se inyecte al dispositivo sufrirá una deformación [Cap98] introduciéndose de esta forma una nueva limitación que es estudiada en este capítulo.

2. Dispersión intramodal

La señal que se propaga a lo largo de una estructura de cristal fotónico sufre múltiples reflexiones en todas las fronteras en las que la permitividad de la estructura presenta una discontinuidad. La suma de todas esas reflexiones da lugar

a la conformación de los modos propios de la estructura. Estos modos presentan, tal y como se ha mostrado, unas relaciones de dispersión, vector de onda – frecuencia, realmente complejas. Es bien conocido, que la velocidad a la que se propagará un pulso por la estructura es la llamada velocidad de grupo que se obtiene directamente derivando la relación de dispersión.

La variación de la velocidad de grupo, a la que se propaga el pulso, con respecto a la frecuencia, originará que unas componentes espectrales adelanten a otras produciendo a la larga, la distorsión de la forma del pulso. El origen de este fenómeno se puede entender como una variación de la velocidad de grupo con respecto a la frecuencia. El parámetro β_2 que define la dispersión será por tanto proporcional a la derivada de la función de la velocidad de grupo con respecto a la frecuencia. La onda que se propaga en las estructuras de cristal fotónico sufrirá en gran medida el fenómeno de la dispersión, especialmente en las regiones de baja velocidad de grupo que surgen para todos los modos al borde de la zona de Brillouin [Not01].

Hasta la fecha, las regiones de frecuencia cercanas a la región prohibida, donde la velocidad de grupo es lenta y los efectos dispersivos son grandes, han sido objeto de estudio para la implementación de componentes electrónicos tales como los lasers DFB y gratings de fibra [Mar98]. Los cristales fotónicos bidimensionales son una extensión de estas estructuras unidimensionales [Ili05].

La ventaja de los cristales fotónicos es la capacidad de obtener regiones de muy baja velocidad de grupo [Not01] y altamente dispersivas debido a la complejidad que presentan los diagramas de dispersión de los modos. Se pueden diseñar estructuras de cristal fotónico con signos de dispersión distintos que permitan la compensación. En la Figura 5.1 se encuentra un ejemplo de banda guiada de cristal fotónico. Trabajando en un borde u otro de la banda guiada por el defecto se obtiene una dispersión de distinto signo [Gar05].

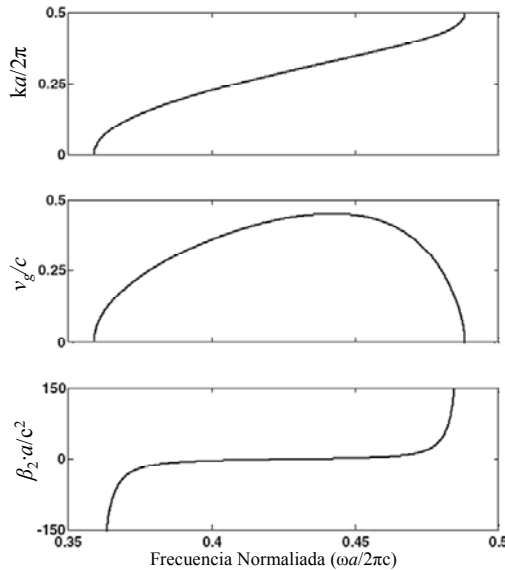


Figura 5.1 Relación de dispersión, velocidad de grupo y dispersión del modo guiado por una línea de defectos aislada de cristal fotónico.

Para el caso concreto del acoplador direccional la dispersión intramodal existe pero es mucho menor que la dispersión intermodal que se aborda en el siguiente apartado. Especialmente porque el rango de frecuencias en que el acoplador es empleado no se encuentra al borde de la banda. Sólo en el caso de la señal de control del conmutador presentado en el capítulo anterior la dispersión intramodal será especialmente grande.

3. Dispersión intermodal

La dispersión intermodal se produce debido a las distintas velocidades de propagación que presentan cada uno de los modos de una estructura [Cap98]. Esta dispersión afectará, por tanto, sólo en los casos en los que coexistan al menos dos modos a la misma frecuencia. En el caso de guías de onda siempre interesa realizar un diseño en el que sólo exista un modo, al menos en la región de frecuencias de trabajo. Sin embargo, en el caso del acoplador direccional, es inevitable la existencia de al menos dos modos (o supermodos). Esto es debido a que el comportamiento del acoplador se basa precisamente en la interferencia de estos dos supermodos para que se produzca el intercambio de potencia entre las dos guías que forman los brazos del dispositivo. Como se muestra a continuación (ver Figura 5.2), la diferencia entre las velocidades de propagación entre el supermodo con simetría par y el impar puede dar lugar, en estructuras suficientemente largas, a que

un pulso se desdoble en dos distintos separados en el eje temporal. Además, si esto sucediese, el acoplador dejaría de funcionar como tal, y ambos pulsos se propagarían con su potencia igualmente distribuida entre los dos brazos del dispositivo sin que se produzca ningún intercambio de energía entre ellos.

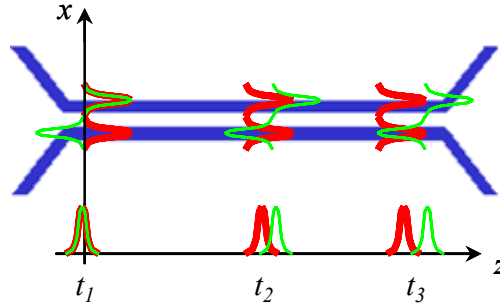


Figura 5.2 Dibujo del patrón transversal en el eje x y el eje z de los pulsos que se propagan en el acoplador direccional en tres instantes de tiempo distintas. Se puede observar que el modo impar (verde) presenta una velocidad de grupo mayor.

Este fenómeno de dispersión intermodal no es exclusivo de las estructuras de cristal fotónico sino que afecta a todo tipo de estructuras multimodo. Los estudios de la dispersión intermodal en acopladores de fibra óptica o con tecnologías convencionales ya han sido realizados en [Chi95] y [Chi97] pero hasta el momento no se ha publicado ningún dispositivo que compense dicha dispersión. En el caso del cristal fotónico este problema es más acentuado aunque presentan la ventaja de que es posible el diseño de estructuras que compensen este efecto nocivo [Cue05].

3.1. Cálculo de la dispersión intermodal

A continuación se va a realizar el cálculo de la dispersión intermodal de la estructura utilizada en esta tesis del acoplador direccional. Se considera pues, un acoplador direccional formado a partir de dos líneas de defectos paralelas introducidas en una estructura de cristal fotónico con patrón hexagonal hecha a base de cilindros de alto valor en la permitividad ($\epsilon \approx 12$ como en el Si) en un sustrato de bajo índice ($\epsilon \approx 2.1$ como en SiO_2). El radio de las columnas de alto índice es de $r = 0.2a$ excepto en la línea central que separa las guías del acoplador donde el radio es de $r_c = 0.14a$. Dicha estructura es la misma que se empleó para la implementación del conmutador por lo que este estudio también es válido para este dispositivo. En la Figura 5.3 se vuelve a mostrar de nuevo un esquemático de la estructura y su diagrama de bandas calculado.

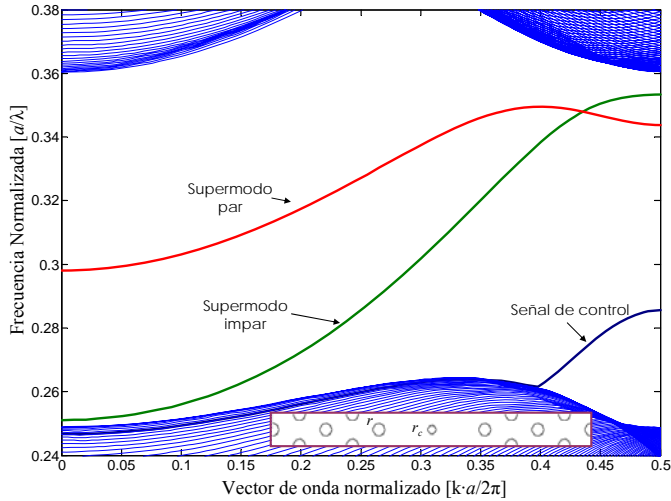


Figura 5.3 Diagrama de bandas en la dirección ΓK de un acoplador direccional. La estructura de la supercelda se muestra en el interior de la figura, $r_c = 0.7r$.

Esta estructura, tal y como ya se ha visto anteriormente, presenta dos supermodos con simetrías par e impar cuya interferencia da lugar al intercambio periódico de potencia entre las dos líneas de defectos. Para que este efecto se produzca notablemente, la energía de la señal que transporta cada uno de los supermodos, se suma en fase o en contrafase, a la del otro, siempre y cuando se solape la región donde se concentra la energía de ambos supermodos.

Cuando la señal que se introduce en el dispositivo es un pulso, debido a la diferencia entre las velocidades de grupo que presenta cada uno de los supermodos, puede darse el caso de que el pulso se descomponga en dos subpulsos cuando uno de los dos supermodos adelanta al otro. Por este motivo, cuando esto sucede, deja de producirse el intercambio periódico de potencia entre los brazos del dispositivo dando lugar, en el peor de los casos, a una relación de extinción nula a la salida del acoplador.

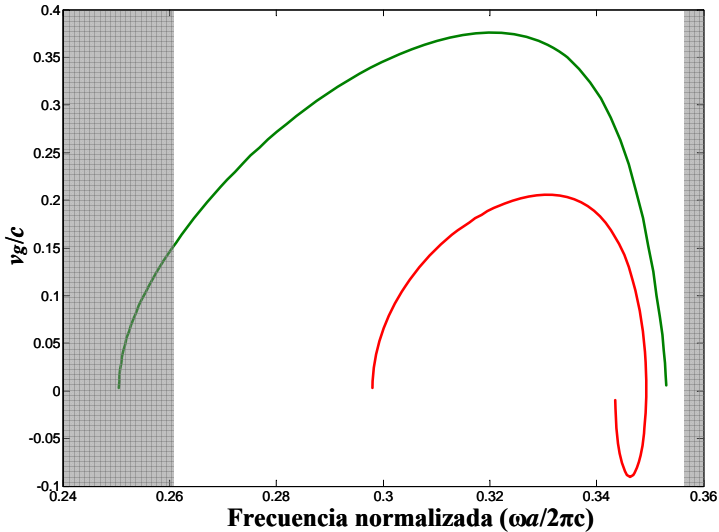


Figura 5.4 Velocidad de grupo del supermodo par (línea roja) y la del impar (línea verde) de la estructura de acoplador direccional de la Figura 5.3.

En la Figura 5.4 se presenta la velocidad de grupo de los supermodos par e impar en función de la frecuencia. Dicha figura se ha obtenido a base de derivar la información calculada en la Figura 5.3 según la expresión (5.1) de la velocidad de grupo [Cap98, Gar05].

$$v_g = \frac{1}{dk/d\omega} \tag{5.1}$$

Se puede observar en dicha figura tres regiones de funcionamiento. Una en la que sólo existe el supermodo impar, otra en la que existen ambos modos, y finalmente, una en la que el modo impar presenta valores de velocidad de grupo positiva y negativa. La región en la que se centra el estudio es la segunda, en la que la estructura funciona como un acoplador direccional. Se puede observar como el supermodo par, que presentaba una relación de dispersión mucho más plana que la del supermodo impar (ver Figura 5.3) tiene una velocidad de grupo menor que la del supermodo impar dando lugar a la dispersión intermodal. Este efecto, en los cristales fotónicos puede ser incluso más acusado que en tecnologías más convencionales. Conforme más nos acercamos a la frecuencia de corte del supermodo par, la velocidad de grupo de este tiende a anularse [Aub05] haciendo que el efecto de la dispersión intermodal sea más acusado.

En la Figura 5.5 se presenta la diferencia en el retardo de grupo por periodo que experimenta cada uno de los supermodos. Se puede observar que hay una diferencia mínima de casi 7×10^{-9} ns/nm. Esto da lugar a una diferencia de retardos de grupo entre los dos supermodos de 1.3 ps y 4 ps para las aplicaciones del acoplador a un intercaldador de canal de 0.8 nm y para el conmutador respectivamente. Dichos dispositivos tienen unas longitudes aproximadas de 185 μm y 5.5 mm tal y como se calculó en los capítulos 3 y 4 de esta tesis [Cue05]. En ambas aplicaciones, la anchura temporal mínima que deben de tener los pulsos que se propaguen por dichos dispositivos para que la dispersión intermodal no afecte sensiblemente deberá ser muy superior a esta diferencia en el retardo total a lo largo de la estructura, al menos, en un orden de magnitud. Teniendo en cuenta que dichos dispositivos se han diseñado para soportar señales de hasta 0.8 nm de ancho de banda, es decir, que permiten pulsos de aproximadamente 10 ps, se puede concluir que el efecto de la dispersión intermodal afectará de forma notable a estas estructuras, especialmente en el caso del conmutador.

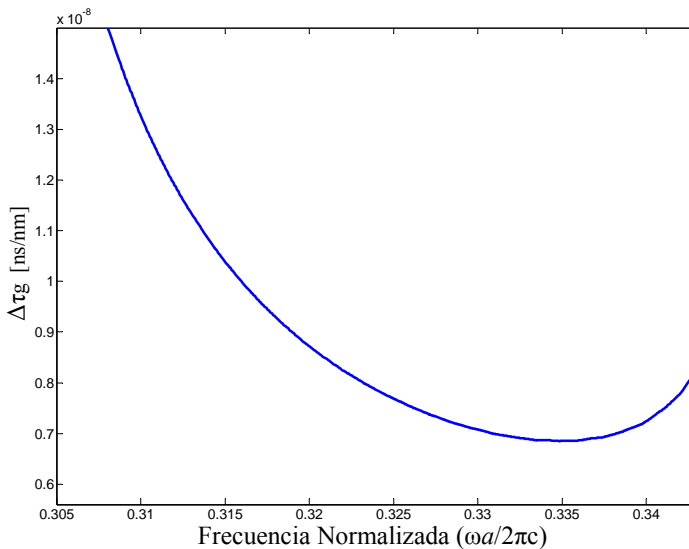


Figura 5.5 Diferencia en el retardo de grupo de los supermodos par e impar obtenida de la Figura 5.4.

Es importante destacar que el retardo de grupo se ha obtenido en unidades de tiempo por unidad de longitud, independientemente del periodo de la estructura. Dado que las estructuras de cristal fotónico presentan la propiedad de ser escalables en frecuencia siempre que las propiedades de los materiales sean las mismas, se deduce que una estructura pensada para trabajar a menores frecuencias, y por lo tanto con un periodo de red mayor, notará de forma más acusada el efecto de la

dispersión intermodal que una estructura con un periodo menor. Para comprobar esta última afirmación se ha realizado una simulación FDTD con un modelo a escala en la que el periodo de red era $a = 1\mu\text{m}$. A la salida del acoplador direccional se obtienen dos pulsos (línea verde), el primero correspondiente al supermodo impar y el segundo al par. Dado que la estructura está compuesta de 24 periodos se obtiene una diferencia en el retardo de grupo de $7.8 \times 10^{-9} \mu\text{s}/\mu\text{m}$ cuando la frecuencia de trabajo se ha centrado en $0.3281 [a/\lambda]$, lo que coincide con el valor presentado en la Figura 5.5.

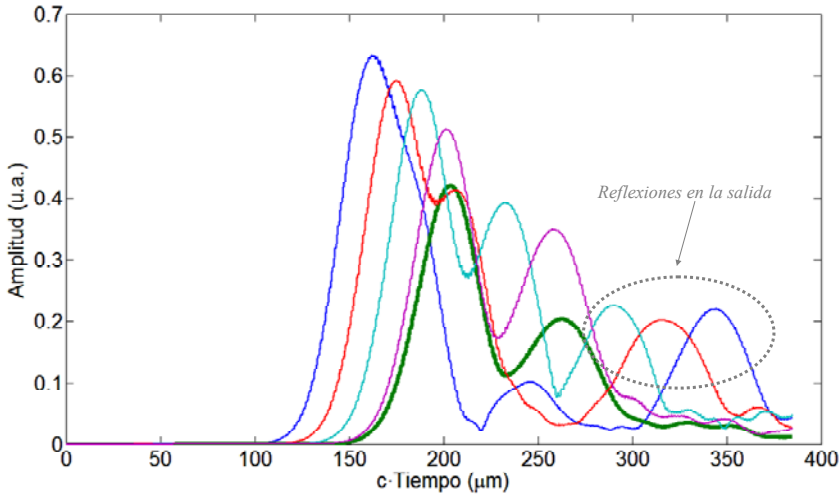


Figura 5.6 Potencia de la señal medida en función del tiempo dentro de la estructura del acoplador direccional a 9 periodos del comienzo de la estructura (línea azul oscuro), 14 (línea roja), 19 (línea azul claro) y 24 (línea violeta). En estas curvas se puede observar en la parte final la reflexión producida en el interfaz de salida de la estructura. En verde se puede observar la potencia justo a la salida de la estructura.

3.2. Condiciones para la compensación de la dispersión intermodal

Una solución para evitar los efectos nocivos de la dispersión intermodal es el diseño de una estructura que sea capaz de compensar sus efectos. Básicamente esta estructura debería, entre otras cosas, inducir una dispersión de signo contrario, de forma que al colocarla en cascada con los dispositivos haga que el supermodo que iba retrasado (el par) recupere la posición con respecto al otro.

Con este objetivo se utiliza una propiedad que presentan los acopladores direccionales implementados en cristal fotónico y que ha sido estudiada teóricamente en [Ste04]. En dicho estudio se demuestra que si se varía el espaciado

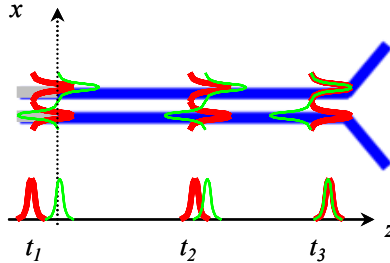
entre los brazos del acoplador se consigue variar la posición relativa entre los dos supermodos que existen dentro de la región de frecuencias prohibidas de la estructura. Concretamente, cuando la separación entre los dos brazos del acoplador está formada por un número impar de filas de cilindros se obtiene una estructura en la que el supermodo de simetría impar tiene una frecuencia de corte menor, mientras que cuando el número de filas es par, es el supermodo de simetría par el primero en aparecer en el eje de frecuencias.

Este fenómeno provoca, no sólo una reordenación en frecuencias de los supermodos, sino que también da lugar a que varíe la velocidad de grupo de cada uno, por lo que se puede aprovechar para obtener una estructura en la que la relación de dispersión entre los dos supermodos presente signo contrario y por lo tanto que sirva para compensar el fenómeno de dispersión intermodal.

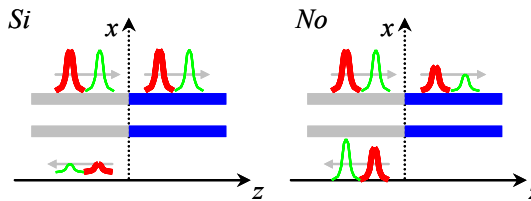
En el caso más simple, un acoplador direccional basado en la misma estructura considerada en la Figura 5.3 (o en la Figura 4.6 en grande) con la única variación de que en la separación entre las líneas de defectos que forman el acoplador sea de dos filas de cilindros, se obtiene una estructura en la que el supermodo par presenta una velocidad de grupo mayor que la del supermodo impar y por lo tanto sería útil para compensar la dispersión intermodal. Sin embargo esto no es tan sencillo ya que una estructura como la que se acaba de mencionar rompería la simetría del acoplador direccional de la Figura 5.3 y por lo tanto, al colocar esta estructura en cascada, se producirían unas pérdidas de acoplo distintas en cada uno de los supermodos haciendo inviable esta opción. Se obtiene por tanto una segunda condición que debe cumplir la estructura que se diseñe para compensar la dispersión intermodal. Además de tener signo contrario en la dispersión deberá presentar un acoplo igual de bueno para cada uno de los supermodos. La tercera condición que deberá cumplir deberá ser que el acoplo sea máximo (para los dos supermodos, según la segunda condición) para evitar reflexiones indeseadas. Por último, con el fin de que la etapa compensadora de la dispersión sea lo más transparente desde el punto de vista funcional y sólo tenga efectos positivos de compensación de la dispersión, sería interesante que el supermodo par e impar de esta etapa no sufrieran entre sí ningún desfase relativo adicional en ninguna de las frecuencia de trabajo de forma que se conserve la distribución de potencias de la etapa anterior. Esto como veremos no va a ser posible, sin embargo se pueden diseñar las dos etapas de forma que el desfase relativo entre el supermodo par e impar a través de las dos etapas sea el adecuado para obtener la relación de interferencia deseada al final de las dos etapas. Es decir, poder diseñar para el conjunto, las frecuencias que saldrán por un puerto y por el otro del dispositivo formado por el acoplador direccional y la etapa compensadora. Bastará para que esto sea posible, que la variación con respecto a la frecuencia del desfase relativo entre supermodos, de una etapa y otra, tenga la misma tendencia. Todas estas condiciones se recogen esquemáticamente en la Figura 5.7.

Condiciones del compensador de la dispersión

1) Dispersión de distinto signo



2) Misma transmisión para cada supermodo y 3) Mínima reflexión



4) Conservación del desfase relativo entre supermodos

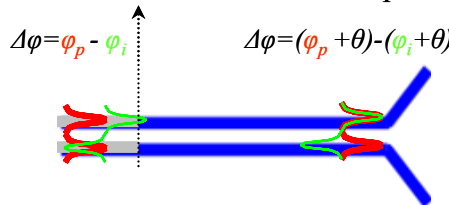


Figura 5.7 Condiciones que debe cumplir el compensador de la dispersión. El eje x se sitúa en los dibujos en la frontera entre el acoplador direccional y el compensador de la dispersión.

En el siguiente apartado se presenta una estructura que cumple con todas estas condiciones.

3.3. Estructura compensadora de la dispersión intermodal

En la Figura 5.8 se muestra el diagrama de dispersión y el diseño de una nueva estructura para la implementación de un acoplador direccional. Tal y como se había comentado en el apartado anterior se ha intentado aumentar la separación entre las guías acopladas. De hecho, se ha diseñado de forma que la región central tenga una anchura similar a una estructura de acoplador direccional convencional

con dos filas de cilindros de alto índice en la zona central de acoplo. Se puede observar, además, que con la estructura propuesta se conserva la simetría así como la estructura periódica de red hexagonal a ambos lados de las guías lo que facilita en gran medida la disposición en cascada.

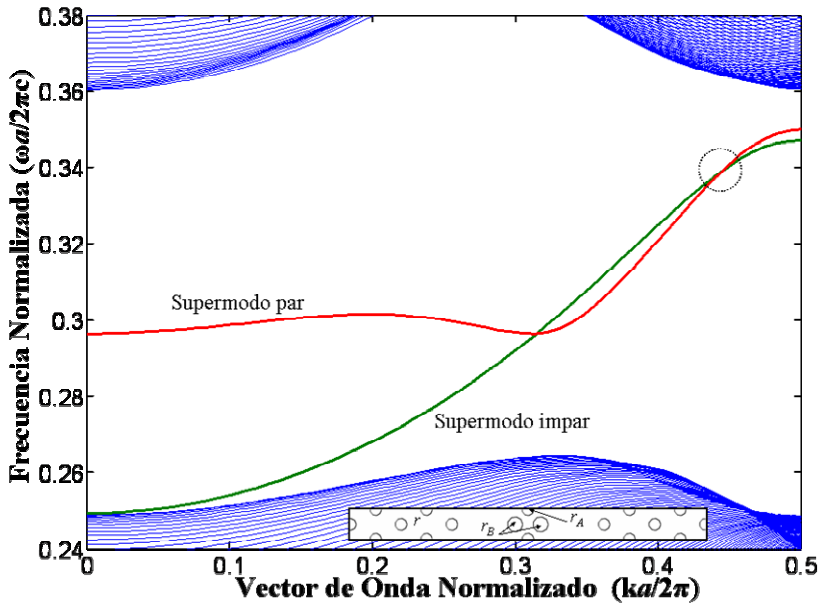


Figura 5.8 Diagrama de dispersión de la estructura compensadora de la dispersión intermodal. En el interior se muestra la supercelda de la estructura.

Es en la zona central de acoplo de esta nueva estructura donde actúa el diseño para la obtención de un diagrama de dispersión en los supermodos que sea útil para compensar la dispersión. En la Figura 5.9 se presenta la velocidad de grupo de cada uno de los supermodos y en la Figura 5.10 se muestra la diferencia entre los retardos de grupo de cada uno de los supermodos en función de la distancia.

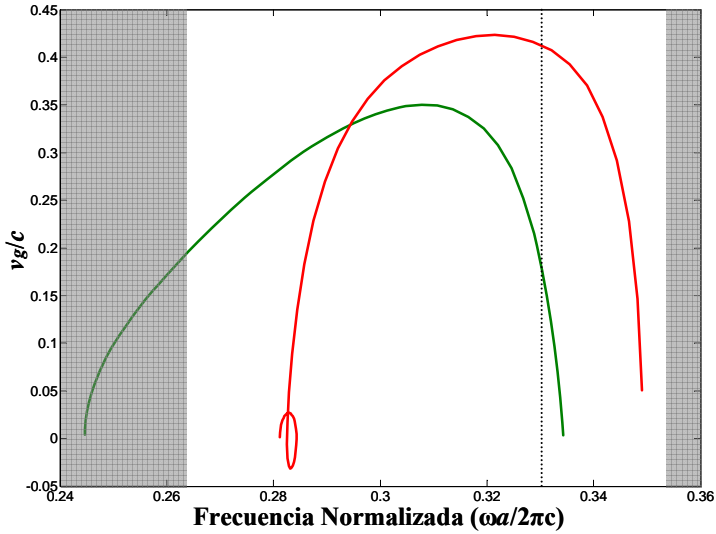


Figura 5.9 Velocidad de grupo de los supermodos par e impar de la estructura compensadora de la dispersión. Con una línea punteada se señala el punto de acoplamiento nulo de mayor frecuencia señalado en la Figura 5.8.

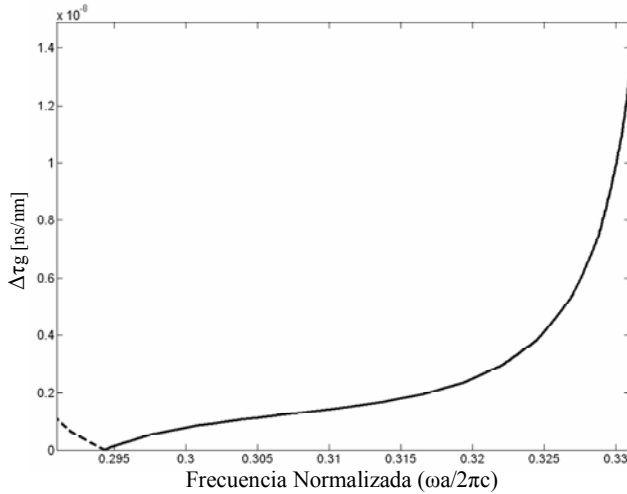


Figura 5.10 Diferencia en el retardo de grupo de cada uno de los supermodos de la estructura compensadora de la dispersión.

Destacan dos puntos en los que la relación de dispersión de los dos supermodos del dispositivo coincide. Para frecuencias de trabajo situadas alrededor o por debajo del punto de cruce de menor frecuencia el supermodo par presenta

unas velocidades de grupo menores a las del impar por lo que esta región no es válida para la compensación de la dispersión. Por otro lado, en el rango de frecuencias por encima del punto de cruce superior se puede observar que la velocidad de grupo del supermodo impar se reduce, tendiendo a cero, de forma mucho más rápida que para el supermodo par. Por lo tanto, esta región se podría considerar como válida. El problema que surge en esta región es que la constante de acoplo se incrementa con la frecuencia al contrario de lo que pasaba con el acoplador direccional presentado en el capítulo 3 para la aplicación del intercalador. Es por este motivo que si se trabajase en esta región el compensador de la dispersión invertiría el efecto de multiplexación de canales inducido en la primera etapa aumentando por tanto el ancho de canal. Esto no es deseable en el caso del multiplexador, por lo que para que el compensador sea lo más transparente posible cumpliendo con la cuarta condición del apartado anterior, será necesario trabajar lo más cerca del punto de intersección superior de los diagramas de dispersión de los supermodos pero siempre sin superar dicha frecuencia. También, como es lógico, se trabajará por encima del punto en el que coinciden las dos velocidades de grupo (ver Figura 5.9) quedando de esta forma delimitada la región de frecuencias en la que es útil el compensador de la dispersión. Esta región de frecuencias se puede diseñar hasta cierto punto eligiendo un valor adecuado para el radio de los cilindros centrales (r_A y r_B).

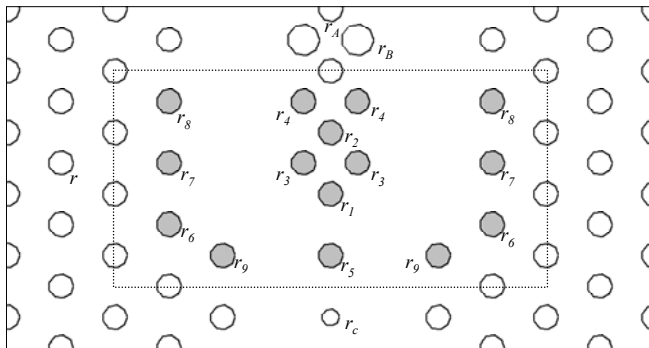


Figura 5.11 Intersección entre la etapa del acoplador direccional (abajo) y la etapa compensadora de la dispersión intermodal (arriba). El valor de nueve radios de cilindros (sombreados) es optimizado mediante un algoritmo genético para maximizar la función de salud.

Esta estructura, a pesar de preservar la simetría de la estructura no se puede acoplar directamente a la etapa del acoplador direccional ya que introduce fuertes reflexiones a ambos supermodos, especialmente al modo par que es el que sufre en mayor medida la discontinuidad. Por ese motivo es necesario introducir una sección intermedia entre las dos etapas que permita mejorar el acoplo entre ambas. Para esta finalidad se ha realizado una optimización mediante un algoritmo genético de la intersección mostrada en la Figura 5.11. El radio de los cilindros

sombreados en la zona de acoplo se ha introducido como la variable a optimizar para conseguir la máxima transmisión para los dos supermodos potenciándose al mismo tiempo que sea igual en para los dos.

El algoritmo genético es una técnica que emula la teoría de la evolución para la optimización [San04]. A partir de un conjunto aleatorio de valores iniciales llamada población inicial de individuos, el camino hacia la obtención de la solución óptima se basa en un proceso de muestreo estocástico y unas reglas de decisión implementadas sobre cada individuo como posible solución. Se hace una pequeña introducción a estos algoritmos en el Anexo B. En este ejemplo, cada individuo se corresponde con un vector de nueve valores reales que representan cada uno de los radios de la zona de acoplo optimizada (ver Figura 5.11). La medida de la idoneidad de cada individuo es la llamada “salud” (“Fitness en su acepción anglosajona).

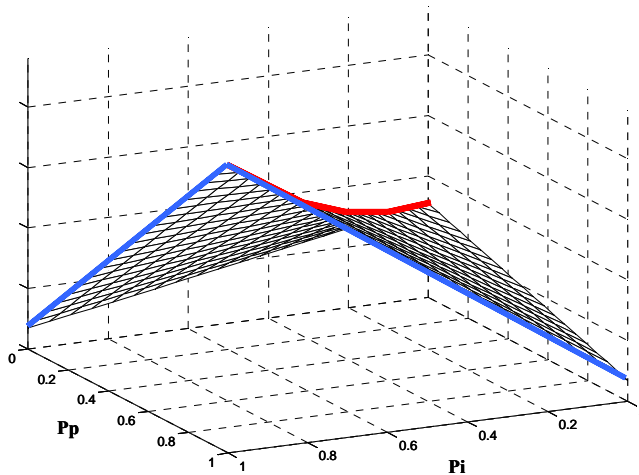


Figura 5.12 Función de salud empleada por el algoritmo genético. En la dirección de la línea azul se optimiza la igualdad en la transmisión de los dos supermodos y en la línea roja se minimiza la reflexión.

Para la evaluación de la salud de cada individuo se realiza una simulación de la estructura de la Figura 5.11 empleando una variación del MEF presentado en el capítulo 2 [Tsu02] donde el valor de los cilindros lo determina el vector que representa el individuo. El resultado es procesado para obtener la potencia de transmisión del supermodo par y del impar y se incluye en la expresión donde se evalúa la salud. Dicha expresión (5.2) de la salud se puede ver representada en la Figura 5.12.

$$F = \left(2 \times (P_p - P_i)\right)^2 - 20 \times \|P_p - P_i\| \quad (5.2)$$

En la expresión (5.2) F es el valor de la salud asignado a cada individuo y P_p y P_i son las potencias transmitidas por los supermodos par e impar. La función de la salud ha sido elegida de forma que se maximice la transferencia de potencia total a la vez que se penaliza las soluciones en las que difiere mucho la potencia transmitida de los supermodos. Como resultado para los siguientes valores de los radios, $r_1/a=0.144$, $r_2/a=0.208$, $r_3/a=0.110$, $r_4/a=0.202$, $r_5/a=0.138$, $r_6/a=0.254$, $r_7/a=0.201$, $r_8/a=0.172$ y $r_9/a=0.207$; se obtiene una eficiencia de acoplo superior al 90%. La diferencia en el retardo de grupo en la estructura compensadora de la dispersión, obtenida a la frecuencia normalizada $a/\lambda=0.3281$ es $\Delta\tau_g = 6.6 \times 10^{-9}$ ns/nm. Por lo tanto, la longitud total requerida para compensar la dispersión intermodal de un acoplador direccional de longitud L es aproximadamente $L'=1.06L$.

4. Conclusiones

Los cristales fotónicos presentan una estructura en sus diagramas de dispersión relativamente compleja dando lugar a fenómenos muy característicos de esta tecnología como son las regiones de baja velocidad de grupo. Asociadas a estas regiones se producen grandes efectos dispersivos que dan lugar al ensanchamiento y deformación de los pulsos que viajan a través de ellas. Para el caso concreto del acoplador direccional estudiado en esta tesis, las regiones de frecuencia que presentan grandes capacidades de acoplo llevan asociadas a su vez una gran dispersión intermodal.

La capacidad que presentan los cristales fotónicos de diseño de las bandas en los diagramas de dispersión permite la obtención de estructuras compensadoras que eliminen el problema de la dispersión, tal y como se ha visto en este capítulo para el caso concreto de la dispersión intermodal. Esta es una de las ventajas que presentan los cristales fotónicos con respecto a otras estructuras más convencionales a costa de una mayor complejidad. Hasta la fecha no se han propuesto soluciones a este problema, presente en cualquier tipo de tecnología, salvo en el caso de los cristales fotónicos.

La estructura compensadora de la dispersión obtenida no sólo reduce el efecto de la dispersión, sino que además cumple con otros criterios ya mencionados para actuar de la forma más transparente posible.

5. Bibliografía

- [Agr01] G. P. Agrawal, “*Nonlinear fiber optics*”, Ed.: Academic Press, (3ª edición, 2001).
- [Cap98] J. Capmany, F.J. Fraile-Peláez, J. Martí, “*Fundamentos de comunicaciones ópticas*”, Ed.: Síntesis (1998).
- [Chi95] K.S. Chiang, “*Intermodal dispersion in two-core optical fibers*”, Optics Letters, **20**, 997 – 999 (1995).
- [Chi97] K.S. Chiang, “*Coupled mode equations for pulse switching in parallel waveguides*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **33**, 950 – 954 (1997).
- [Cue05] F. Cuesta-Soto, B. García-Banos, J. Martí, “*Compensating intermodal dispersion in photonic crystal directional couplers*”, Optics Letters, **30**, 3156 – 3158 (2005).
- [Gar05] J. García, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchís, J. Blasco, J. Martí, “*Broadening compensation for ultrashort pulses in photonic crystals*”, Optical and quantum electronics, **37**, 199 – 211 (2005).
- [Ili05] R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, and F. Lederer, M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, and A. Tünnermann, “*Highly dispersive photonic-crystal waveguides*”, Conference on Lasers and electrooptics, **2**, 1162 – 1164 (22 – 27 May 2005).
- [Mar98] J. Martí, A. Montero, J. Capmany, J. M. Fuster, D. Pastor, V. Polo, F. Ramos, “*Impact of apodised linearly chirped fibre gratings on the performance of dispersion-limited subcarrier systems*”, IEE Proceedings-Optoelectronics, **145**, 117 – 123 (1998).
- [Not01] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama, “*Extremely Large Group-Velocity Dispersion of Line-Defect Waveguides in Photonic Crystal Slabs*”, Physical Review Letters, **87**, 253902 (2001).
- [San04] L. Sanchis, A. Hakanson, D. López-Zanón, J. Bravo-Abad, J. Sanchez-Dehesa, “*Integrated optical devices design by GA*”, Appl. Phys. Letters **84**, 4460-4462 (2004).

- [Ste04] C.M. Sterke, L.C. Botten, A.A. Asatryan, T.P. White, R.C. McPhedran, “*Modes of coupled photonic crystal waveguides*”, *Optics Letters*, **29**, 1384 – 1386 (2004).
- [Tsu02] Y. Tsuji, M. Koshiba, “*Finite Element Method using port truncation by perfectly matched layer boundary conditions for optical waveguide discontinuity problems*”, *IEEE Journal of Lightwave technology*, **20**, 463 – 468 (2002).

Capítulo 6

Resultados experimentales

1. Introducción

Finalmente, como comprobación de los resultados teóricos presentados en las secciones anteriores se van a exponer las medidas realizadas de estructuras reales. Se pretende validar de forma experimental gran parte de las predicciones que se han realizado en los capítulos anteriores y además detallar el procedimiento de diseño que se han seguido para la implementación de las distintas funcionalidades.

La estructura de cristal fotónico en la que se basaban los diseños teóricos presentados consistía en columnas dieléctricas de alto índice de refracción situadas en el interior de un sustrato de bajo índice. Dicha estructura, al introducirle defectos lineales, guía la luz por la región de bajo índice por lo que el mecanismo de confinamiento en el plano del cristal fotónico es únicamente debido al efecto de la región de frecuencias prohibidas de la estructura. Las guías implementadas en este tipo de estructuras serán monomodo por lo que presentan un comportamiento mucho más ideal para la realización de aplicaciones [Gar03]. El problema de esta estructura es su difícil fabricación, que hasta la fecha no ha sido posible en nuestro grupo, aunque sí se puede encontrar alguna implementación similar como en [Ass04]. Por este motivo se han buscado, de cara a la realización experimental, unos modelos equivalentes.

Se puede encontrar en la literatura acopladores direccionales realizados en SOI [Tok01, Leu05, Tho03]. Dicha estructura está formada por un sustrato de Si en el que se perforan agujeros siguiendo el patrón del cristal fotónico. Este tipo de estructura es inversa a la considerada en esta tesis ya que el sustrato presenta un índice de refracción mayor que el de los agujeros, al revés de lo que sucedía en la estructura de columnas de Si en SiO₂. Este cambio no impide la generación de regiones de frecuencia prohibidas que caracteriza a los cristales fotónicos. Sin embargo, cuando se realiza una guía de cristal fotónico en SOI, ésta será

multimodo, salvo en una pequeña región de frecuencias. Como veremos a continuación este hecho será la principal causa de que el acoplador direccional no funcione correctamente en estas estructuras.

Para poder evaluar una estructura análoga a la utilizada en los cálculos teóricos de esta tesis se presentan en este capítulo resultados experimentales en una estructura equivalente realizada a escala para frecuencias de microondas.

2. Medida de circuitos ópticos

La implementación de un cristal fotónico en frecuencias ópticas es compleja ya que requiere la realización de motivos del tamaño de pocos nanómetros. La estructura de columnas de Si introducidas en un sustrato de SiO₂ requiere, para trabajar dentro de la región de frecuencias prohibidas, parámetros de red que van de los 450 a los 550 nm aproximadamente. La obtención de estos periodos no es excesivamente compleja, lo que sí que resulta más complicado es el fabricar las columnas de Si que tienen un radio de 80 a 100 nm con una altura aproximada de 1 μm [Gar03]. El modo de realizar estas estructuras es, en un primer paso la perforación de un sustrato de SiO₂ con agujeros de las dimensiones de la columna de Si para posteriormente proceder a un llenado de los mismos con Si. Este proceso no se ha podido implementar hasta el momento ya que los agujeros en el SiO₂ sólo se han conseguido rellenar parcialmente. Para la experimentación óptica se ha recurrido, como se ha comentado anteriormente, a una estructura fabricada en tecnología SOI, de agujeros en Si, similar a las que se encuentran en la literatura.

2.1. Montaje de caracterización

En la Figura 6.1 se presenta el diagrama de bloques del montaje y en la Figura 6.2 una foto del mismo. En este caso la medida no se puede hacer directamente y se tendrán que realizar dos pasos antes de la realización de la medida. Esto se debe a las reducidas dimensiones de los circuitos ópticos que hacen necesaria una fase previa de alineamiento de la fibra óptica utilizada para introducir la señal electromagnética en la estructura mediante nanoposicionadores. La fuente de luz será un láser centrado a una longitud de onda fija para este primer paso. La fibra óptica que transporta la señal del láser pasa a través de un controlador de la polarización, que se usará en el segundo paso, y termina en una pequeña lente que permite enfocar la luz en la entrada de una guía de alineamiento de la muestra. La señal de salida de la muestra es recogida por una lente hasta una cámara de infrarrojos que permite observar visualmente si la luz está enfocada o si se dispersa. Una vez alineada la fibra de entrada con esta guía de referencia se desplaza la muestra con otro nanoposicionador hasta que se introduzca la luz en el circuito deseado.

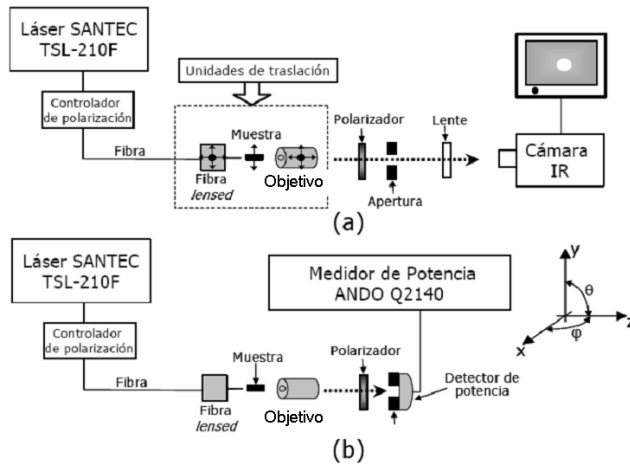


Figura 6.1: Diagrama de bloques del montaje de caracterización óptico. (a) Montaje para el alineamiento de la fibra de entrada. (b) Montaje para la medida del espectro de transmisión.

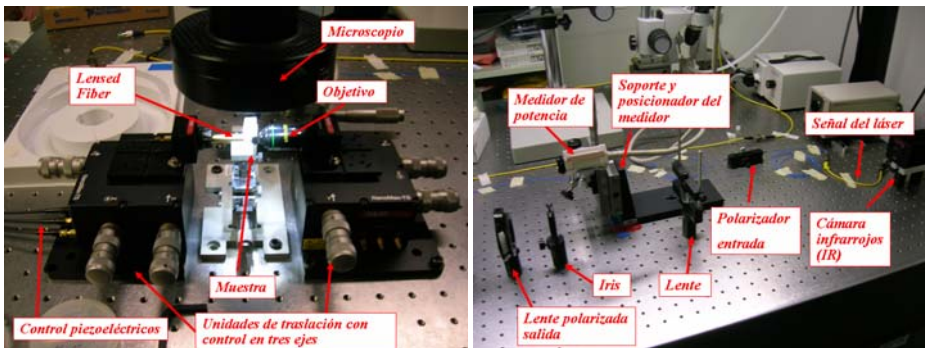


Figura 6.2: Fotos del montaje de caracterización óptica. A la derecha se muestran los nanoposicionadores de sujeción de la fibra de entrada, de la muestra y del objetivo de salida. A la izquierda se muestran los elementos de la sección final del montaje.

En el segundo paso es en el que se utilizan los controladores de la polarización y la señal de salida se conduce a un medidor de potencia que nos indique la transmisión de la estructura. El polarizador de salida sirve para asegurarnos de que la respuesta que se está midiendo es de la polarización deseada (TE en este caso) y el controlador de la polarización de la fibra de entrada sirve para maximizar la entrada de señal con la polarización deseada en el circuito. Después de ajustar la polarización se realiza en este segundo paso un alineamiento fino para maximizar la potencia transmitida. Finalmente se procede a la medida variando la longitud de onda del láser de entrada y obteniendo la potencia

transmitida. En este caso, con los equipos disponibles no será posible la medida de la fase de la luz transmitida por lo que los resultados en el dominio del tiempo no se podrán obtener.

2.2. Cálculos teóricos previos

Como se ha comentado en la introducción del capítulo, se trabaja para estas medidas con una estructura inversa a la presentada en esta tesis, es decir, el sustrato, que es de Si, presenta un índice de refracción superior al de las columnas que son de aire. Dicha estructura también funciona como cristal fotónico y presenta una región de frecuencias prohibidas para los modos TE tal y como se puede observar en Figura 6.3. El comportamiento de esta estructura, sin embargo, difiere bastante de la estructura que se ha elegido en la tesis. En primer lugar, antes de realizar los cálculos del diagrama de bandas 2D de la Figura 6.3 es necesario tener en consideración que el dispositivo real tendrá una limitación en altura. Esto no influye apenas en el caso de la estructura anterior ya que el medio por el que viajaba la onda era el de bajo índice, sin embargo ahora se hace necesario estimar un índice efectivo de la estructura. Dicho índice efectivo, que se ha tenido en cuenta en la Figura 6.3, se ha comprobado que a la longitud de onda de 1550 nm es aproximadamente $n_{ef} = 2.7$.

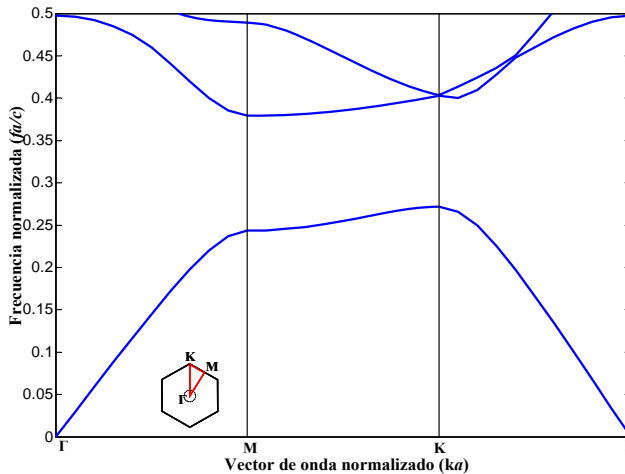


Figura 6.3: Diagrama de dispersión de los modos con polarización TE de una estructura hexagonal de cilindros de aire con un $r/a = 0.35$ dentro de un sustrato de Si ($n_{ef} = 2.7$). Se presenta en el interior la zona de Brillouin con las direcciones espaciales señaladas.

Por otro lado, cuando se introduce un defecto lineal (ver Figura 6.4) a base de eliminar una fila de agujeros para la obtención de una guía se está aumentando

el índice de refracción por lo que los modos que aparecen dentro de la región de frecuencias prohibidas provienen de la zona de altas frecuencias. Esto supone que presentarán una relación de dispersión descendente y no ascendente como sucedía por ejemplo en la Figura 6.15. Además, debido a que el índice medio en la zona de la guía es superior al del resto de la estructura periódica por la ausencia de agujeros, el modo debido al efecto de la rotura de la periodicidad de la estructura coexistirá con otro modo debido a la reflexión total interna, RTI. El origen de este segundo modo es por tanto análogo al de los modos de una fibra óptica. El inconveniente de esto es que la estructura será multimodo lo que complica en gran medida su funcionamiento. Se puede observar que el modo debido a RTI cruza completamente la región de frecuencias prohibidas. Sólo en la parte inferior, debido a una deformación por el efecto de los modos de la estructura existe una pequeña región en la que la estructura es monomodo. Sin embargo se puede observar que en dicha región el modo es muy plano por lo que presentará grandes dificultades de acoplo. También en la parte superior de la región de frecuencias prohibidas existe una zona monomodo pero tampoco será de utilidad, ya que el vector de onda en el plano del modo es, en dichas frecuencias muy pequeño lo que implicará pérdidas por radiación en la dirección vertical.

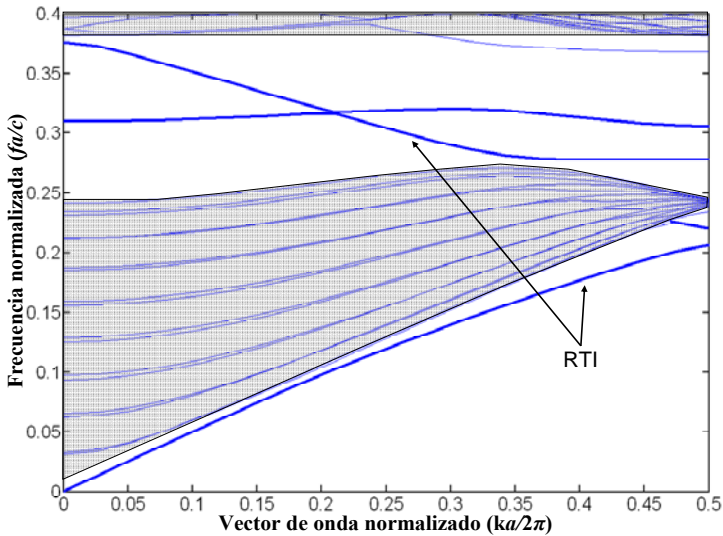


Figura 6.4: Diagrama de dispersión de los modos con polarización TE de una guía introducida en la estructura SOI mediante la eliminación de un fila de agujeros. Aparecen dos modos dentro de la región de bandas prohibidas, uno debido a la reflexión total interna (RTI) y el que tiene su origen en la rotura de la periodicidad de la estructura.

Al colocar dos guías como la presentada anteriormente en proximidad, ambos modos de la guía se desdoblán según se espera de la teoría del acoplador direccional en dos supermodos de distinta simetría tal y como se puede observar en la Figura 6.5 para el caso en el que las guías están separadas por tres hileras de agujeros. Se puede observar que sólo en la región señalada por el recuadro existe una pareja de supermodos única válida para la implementación del acoplador. Nuevamente existe en la parte superior otra región que cumple las condiciones pero no es válida ya que en ese rango de vectores de onda la luz no presenta un buen confinamiento en la tira periódica de la estructura y se pierde la potencia por radiación en la dirección vertical. Se ha considerado igualmente una estructura en la que sólo se separan los brazos del acoplador por una hilera de agujeros. Sin embargo la deformación que sufren los modos debido al fuerte acoplo provoca que no exista para ese caso ninguna región en la que coexistan únicamente una pareja de supermodos por lo que un funcionamiento correcto del acoplador no se podría conseguir al excitarse más modos de los debidos (ver Figura 6.6)

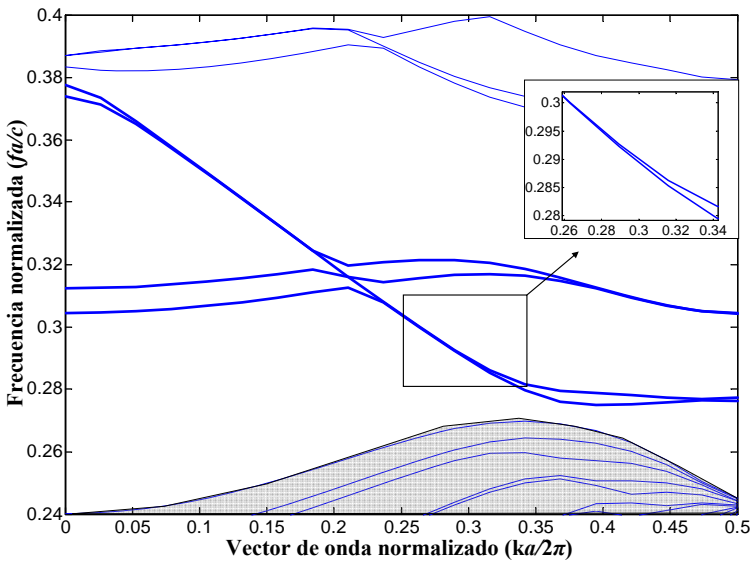


Figura 6.5: Diagrama de dispersión de los modos con polarización TE de un acoplador introducida en la estructura SOI con una separación entre los brazos de tres filas de agujeros. Se presenta de forma aumentada la región de interés para la implementación del acoplador direccional.

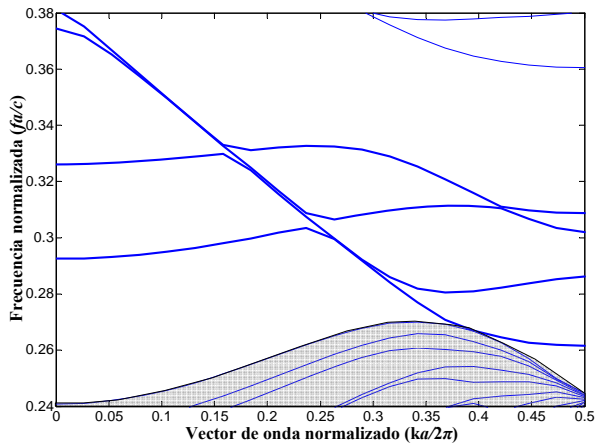


Figura 6.6: Diagrama de dispersión de los modos con polarización TE de una guía introducida en la estructura SOI con una separación entre los brazos de una sola fila de agujeros.

2.3. Medidas de espectros de transmisión

Para la caracterización óptica se han analizado básicamente tres tipos de circuitos: un cristal fotónico sin defectos, una guía de cristal fotónico y un par de acopladores de distinta longitud. El periodo de red diseñado es $a = 406$ nm y el diámetro, d , de los agujeros fabricados es aproximadamente de 270 nm. Se puede observar en la Figura 6.7 una imagen de la guía de cristal fotónico obtenida con el microscopio electrónico, y en la Figura 6.8 otra del acoplador direccional.

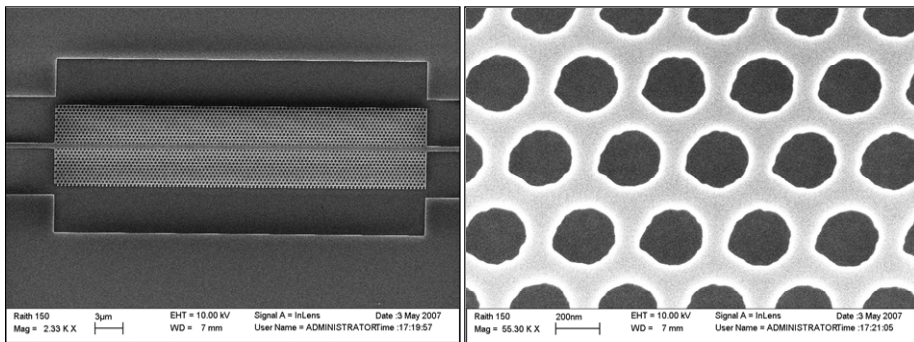


Figura 6.7: Imágenes del microscopio electrónico. Izquierda: guía fabricada en cristal fotónico. Derecha: Detalle de los agujeros de la estructura.

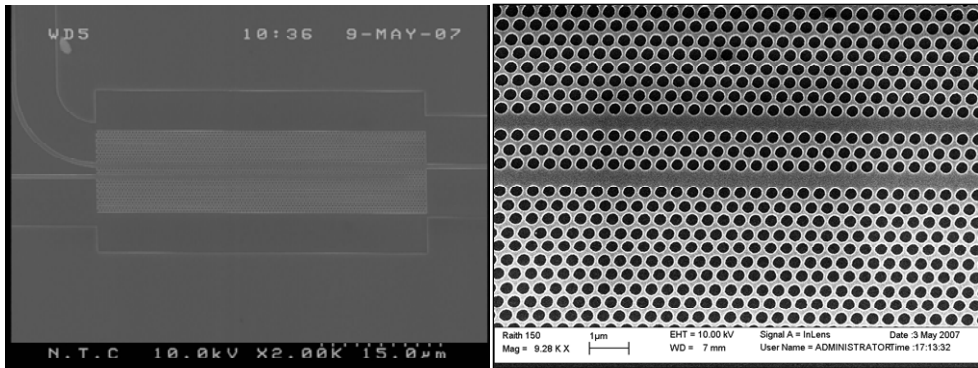


Figura 6.8: Imágenes del microscopio electrónico. Izquierda: Acoplador direccional en cristal fotónico. Derecha: Detalle de la zona de acoplo.

En la Figura 6.9 se presenta el espectro de transmisión de una guía de cristal fotónico de 100 periodos de longitud. Se incluye además el diagrama de bandas en longitud de onda para facilitar la comparación. Debido a las altas pérdidas que presenta la estructura de cristal fotónico no se puede ver claramente la respuesta en frecuencia, esto es debido a que las pérdidas que se producen en el borde de la banda son mayores debido a la baja velocidad de grupo por lo que el límite de transmisión en el rango de longitudes de onda largas no se aprecia perfectamente. Con la respuesta de la estructura de cristal fotónico sin defectos se puede entrever el fin de la región de frecuencias prohibidas.

A continuación se presenta la respuesta del acoplador direccional para dos longitudes de acoplo distintas, 7 periodos en la Figura 6.10 y 93 periodos en la Figura 6.11. En la primera figura, debido a que el cristal fotónico es mucho más pequeño se puede ver mucho más claramente la correspondencia con el diagrama de bandas. Tal y como se puede deducir de la Figura 6.5 las longitudes de acoplo de esta estructura son muy grandes aunque disminuyen considerablemente conforme nos movemos hacia longitudes de onda mayores, por debajo de la frecuencia normalizada de $a/\lambda = 0.28$. Es por ese motivo que en las medidas del brazo acoplado del dispositivo, la potencia pasa de ser muy pequeña a aumentar considerablemente al acercarse la frecuencia al borde de la banda transmitida. De los dos acopladores considerados se puede observar que el de mayor longitud presenta un traspaso de potencia mayor que el corto para una misma longitud de onda. Sólo muy al borde de la banda se consigue para ambos casos que la potencia acoplada sea mayor que la que sale de la estructura sin acoplar.

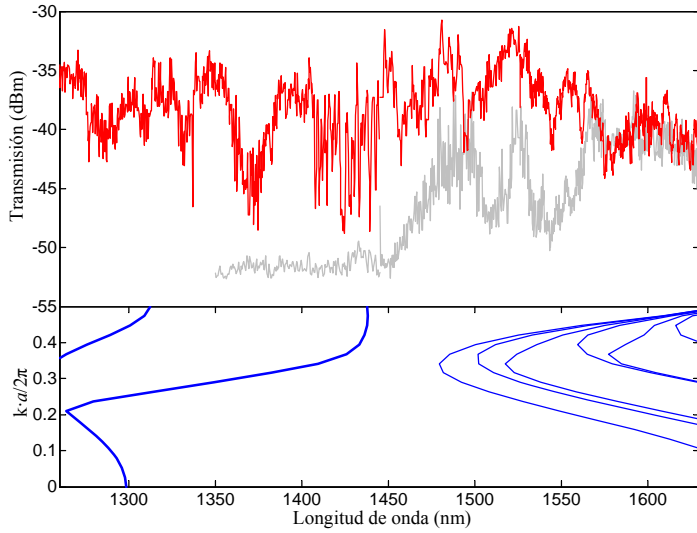


Figura 6.9: Arriba: Medidas de transmisión de una estructura de cristal fotónico sin defectos (gris) y de una guía insertada en la misma (rojo). Abajo: Diagrama de bandas teórico de la estructura.

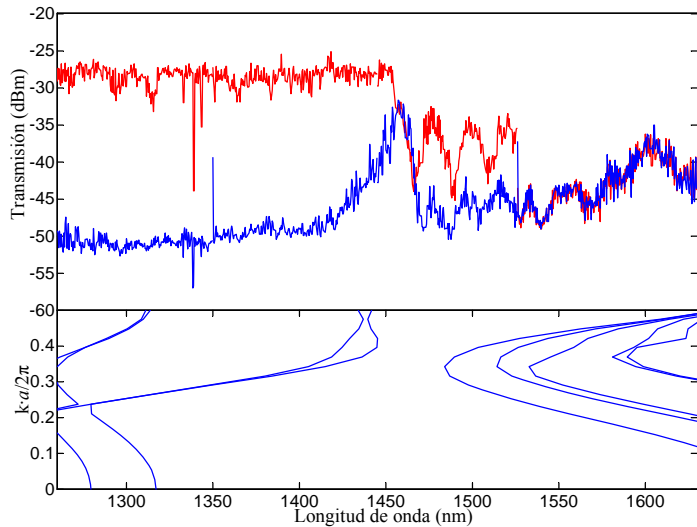


Figura 6.10: Arriba: Medidas de transmisión de un acoplador de cristal fotónico de 7 periodos de longitud: guía en la que se introduce la onda con trazo rojo y guía acoplada con trazo azul. Abajo: Diagrama de bandas teórico de la estructura.

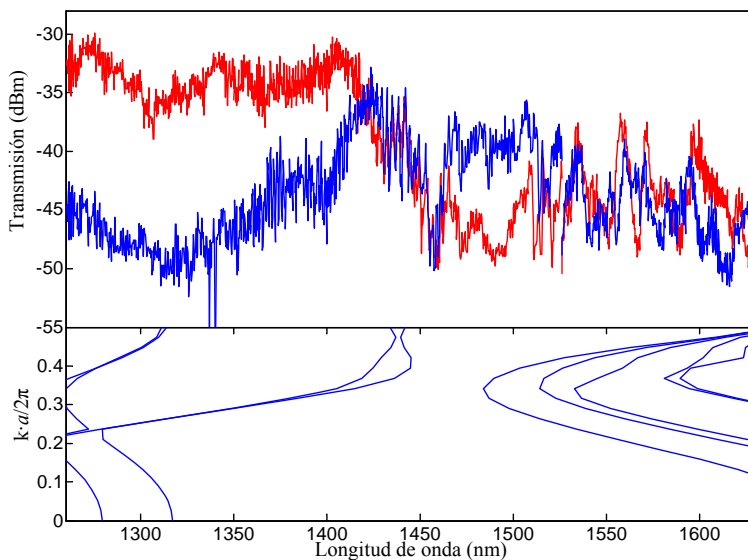


Figura 6.11: Arriba: Medidas de transmisión de un acoplador de cristal fotónico de 93 periodos de longitud: guía en la que se introduce la onda con trazo rojo y guía acoplada con trazo azul. Abajo: Diagrama de bandas teórico de la estructura.

Se puede concluir por tanto que la estructura de cristal fotónico inversa no es muy apropiada, con este tipo de guías en las que se elimina una fila de agujeros, para la implementación del acoplador, ya que la constante de acoplo es muy pequeña o se requiere sintonizar la frecuencia muy al borde de la banda donde las pérdidas son más acusadas. Otra opción es considerar una región de frecuencias donde la estructura no sea monomodo tal y como se viene haciendo en [Tok01, Tho03, Leu05]. Sin embargo, los resultados no son muy buenos precisamente por la interferencia que crea la naturaleza multimodo de la estructura. Sí que existen un tipo de guías que se podrían implementar en esta estructura y que serían monomodo. Dichas guías se formarían a partir de aumentar el radio de una fila de agujeros. Sin embargo, este mecanismo de guiado de la luz tampoco es muy apropiado porque la potencia se concentra en los agujeros de radio mayor siendo por tanto una estructura con muchas pérdidas. En el siguiente apartado se analiza una estructura de columnas análoga a la que se ha tratado teóricamente en la tesis. Se observa como, con el simple hecho de invertir la distribución del índice de refracción de la estructura, la guía pasa a ser monomodo y tiene un comportamiento mucho más ideal.

3. Experimentación en microondas

Las dificultades existentes en el proceso de fabricación de las estructuras ópticas son debidas a sus extremadamente reducidas dimensiones ya que se hace necesaria la creación de motivos con resoluciones de pocos nanómetros. Sin embargo, es factible la elaboración de un modelo equivalente de dimensiones mucho más grandes y que funcionen en el rango de las microondas.

Esto es posible gracias a que las ecuaciones de Maxwell presentan la propiedad de escalabilidad. De esta forma, una estructura de dimensiones nanométricas ($a \approx 500$ nm) válida para el rango de frecuencias ópticas ($\lambda = 1550$ nm) se comporta de la misma manera que la misma estructura escalada a tamaños de milímetros ($a \approx 150$ mm) para frecuencias de microondas ($f \approx 10$ GHz). Este es el motivo por el que los diagramas de dispersión siempre se han normalizado con respecto al periodo de la estructura en busca de una mayor generalidad.

Hay que matizar que esta propiedad de escalabilidad exigiría además que el material dieléctrico empleado para la implementación conservara las mismas propiedades en los dos todos los rangos de frecuencias. Esto no es posible, sin embargo, no es difícil obtener materiales con propiedades dieléctricas similares. Concretamente la estructura mostrada en la Figura 6.12 es la empleada para la experimentación en el rango de las microondas. Dicha estructura consiste en un patrón hexagonal de cilindros de alúmina ($\epsilon \approx 10.3$), de radio $r = 2$ mm, rodeados por aire ($\epsilon \approx 1$). Se ha empleado el periodo de red $a = 15$ mm ($r/a = 0.133$) en la realización de las medidas.

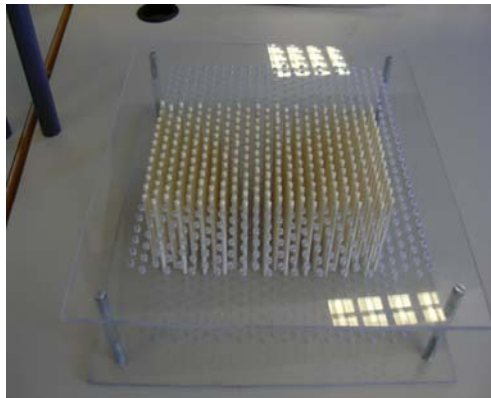


Figura 6.12: Estructura hexagonal de cilindros de alúmina de radio $r = 2$ mm en aire empleada para las pruebas en frecuencias de microondas. El periodo de red empleado es $a = 150$ mm.

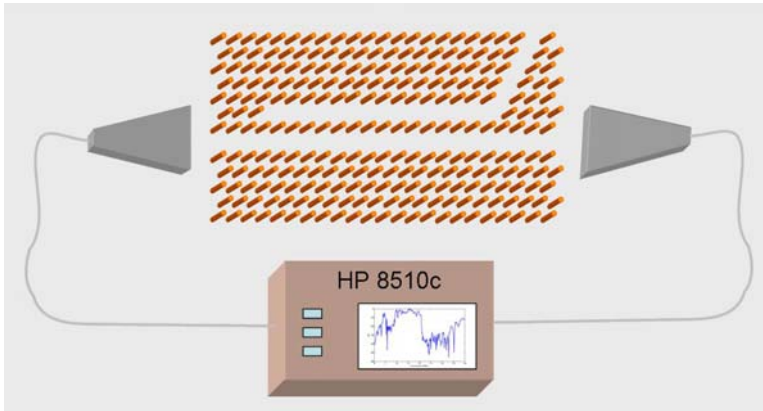


Figura 6.13: Esquemático del montaje de caracterización de la estructura de alúmina.

En la Figura 6.13 se muestra el montaje realizado para la caracterización de la estructura de alúmina. Consiste básicamente en dos antenas de bocina diseñadas para funcionar en la banda X, una de transmisión y otra de recepción, conectadas a un analizador vectorial. Dichas antenas trabajan con una sola polarización por lo que resulta sencillo elegir la polarización TM deseada para este caso. Este montaje resulta mucho más sencillo ya que no es necesario un ajuste del alineamiento y el mismo analizador de redes se encarga de generar y detectar la señal electromagnética. Además, este equipo es capaz de medir, para cada frecuencia no sólo la amplitud transmitida sino la fase. Esto será de gran utilidad para evaluar el comportamiento del dispositivo en el dominio del tiempo cuando se considera la propagación de pulsos.

3.1. Cálculos teóricos previos

Antes de proceder a la presentación de los resultados experimentales es conveniente realizar una serie de cálculos previos para poder interpretar dichos resultados. En primer lugar es importante conocer el diagrama de dispersión de los modos de la estructura de cristal fotónico sin defectos para poder localizar la región de frecuencias prohibidas por lo que se realizarán simulaciones con el MEF presentado en el capítulo 2.

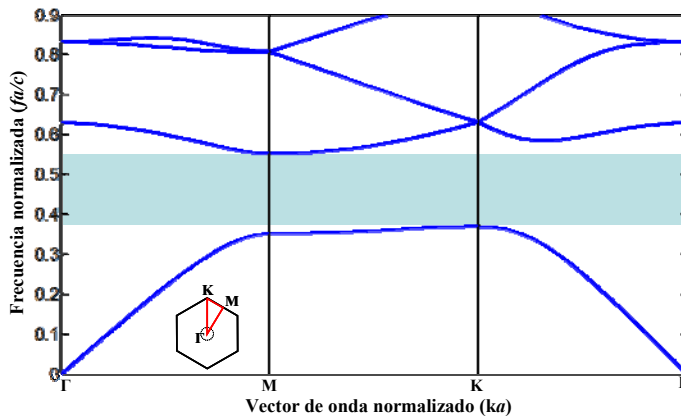


Figura 6.14: Diagrama de dispersión de los modos con polarización TM de una estructura hexagonal de cilindros de alúmina ($\epsilon = 10.3$) con un $r/a = 0.1333$. Se presenta en el interior la zona de Brillouin con las direcciones espaciales señaladas.

En la Figura 6.12 se muestra el diagrama de bandas normalizado para el caso de una estructura hexagonal de cilindros de alúmina de radio $r/a = 0.1333$. Desnormalizando para el caso concreto de $a = 1.5$ cm se obtiene una región de frecuencias prohibidas que va desde los 7.6 GHz hasta los 11 GHz aproximadamente.

Será dentro de este rango de frecuencias prohibidas donde los defectos introducidos en la estructura serán capaces de confinar la onda electromagnética. Esto se puede observar de la Figura 6.15 donde se muestran superpuestos los diagramas de banda de una guía de onda basada en la eliminación de una línea de cilindros (azul) y el de un acoplador direccional implementado con dos guías de onda iguales. Los supermodos par e impar del acoplador se desdoblan alrededor del de la guía simple como ya se predecía teóricamente en el capítulo 3, esto tendrá consecuencias en la velocidad de los modos tal y como se comentará más adelante en el apartado de propagación de pulsos. Como se puede observar, el diagrama de bandas calculado presenta un formato muy similar a los presentados en el capítulo 3 para el acoplador implementado a base de columnas de Si en un sustrato de SiO_2 , esto es debido a que la distribución de propiedades dieléctricas es muy similar por lo que ambas estructuras se pueden considerar equivalentes, la principal variación de una estructura a otra es la escala.

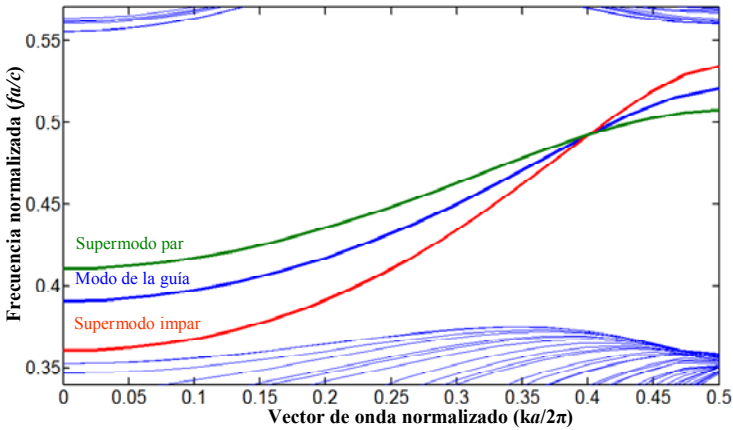


Figura 6.15: Diagramas de dispersión superpuestos de los modos con polarización TM de una estructura hexagonal de cilindros de alúmina ($\epsilon = 10.3$) con un $r/a = 0.1333$ con una guía simple (azul) y con un acoplador.

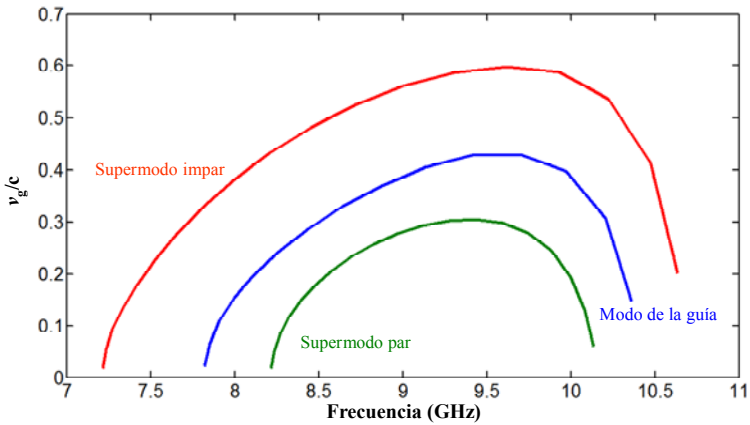


Figura 6.16: Velocidad de grupo en función de la frecuencia calculados para el modo de la guía (azul) y para los supermodos par (verde) e impar (rojo) de la estructura del acoplador direccional de alúmina.

Del diagrama de bandas de la Figura 6.15 se puede obtener las velocidades de grupo tanto del modo de la guía como de cada uno de los supermodos de la estructura del acoplador direccional. El resultado de dichos cálculos se presenta en la Figura 6.16. Se puede observar cómo el supermodo impar que tiene una mayor pendiente en su diagrama de dispersión presenta una mayor velocidad de grupo mientras que el supermodo par presenta la velocidad más pequeña. Finalmente, se

muestra en la Figura 6.17 la diferencia en los retardos de grupo del modo par con respecto al impar.

Con estos cálculos previos ya se está en condiciones para pasar a la realización e interpretación de las medidas experimentales.

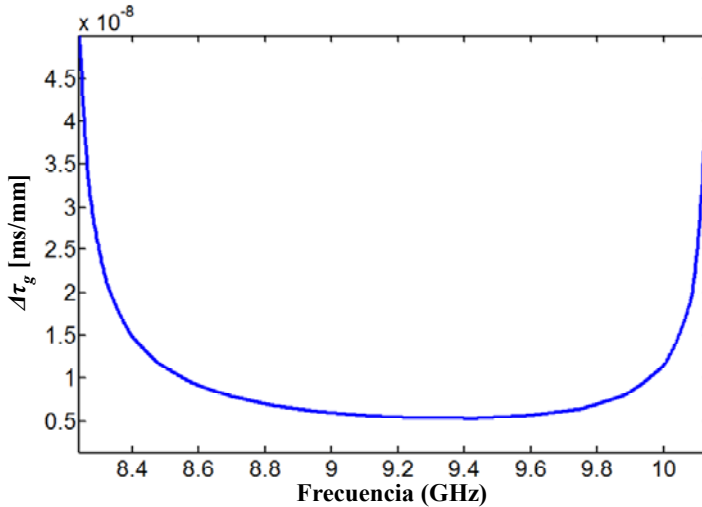


Figura 6.17: Diferencia en el retardo de grupo entre el supermodo par y el impar de la estructura del acoplador direccional en alúmina.

3.2. Medidas en transmisión en frecuencia

La medida en transmisión a través de una guía de cristal fotónico en la dirección ΓK se muestra en la Figura 6.18 donde la región de frecuencias prohibidas por la estructura de cristal fotónico está destacada con fondo blanco. Se puede observar claramente la banda transmitida a través del defecto lineal que actúa como guía de onda entre las frecuencias que van desde los 7.8 GHz a los 10.4 GHz lo que se corresponde perfectamente con los resultados de los diagramas de dispersión obtenidos en el apartado anterior.

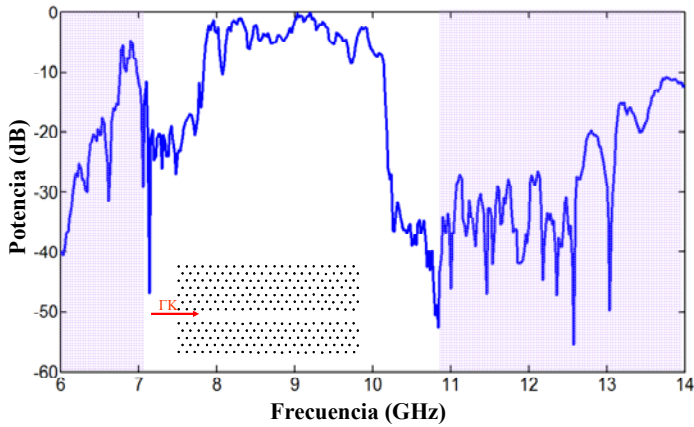


Figura 6.18: Transmisión a través de una guía de cristal fotónico implementada en la estructura de alúmina dibujada en el interior. La región de frecuencias prohibidas de la estructura se mantiene con el fondo claro y termina aproximadamente en las regiones sombreadas.

Al colocar defectos puntuales próximos a la estructura anterior, estos actuarán como cavidades que estarán acopladas a la guía. De esta forma cuando una señal que viaja por la guía presenta una frecuencia que resuena en la cavidad se acoplará a la guía extrayéndose parte de su potencia en vertical [Aka03]. De esta forma se obtiene un extractor de canales cuya respuesta se puede observar en la Figura 6.19.

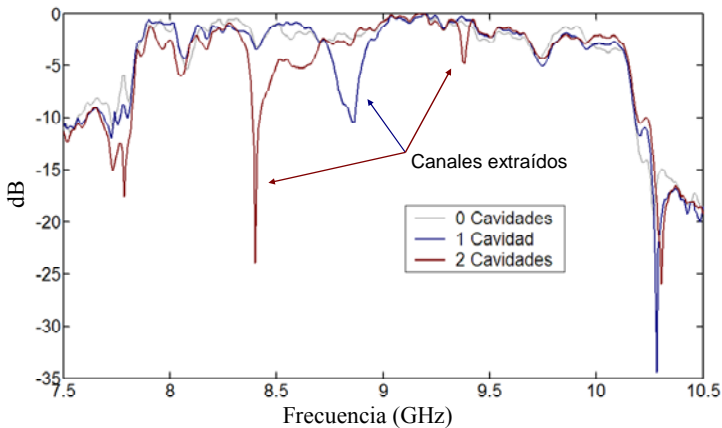


Figura 6.19: Transmisión a través de una guía de cristal fotónico cuando se introducen cavidades acopladas a la misma. La región de frecuencias prohibidas de la estructura se mantiene con el fondo claro y termina aproximadamente en las regiones sombreadas.

El acoplador direccional implementando un multiplexor puede emplearse también como la estructura anterior para extraer canales. Para esto es necesario colocar en cascada varios intercaladores, tal y como se estudió en el capítulo 3. La ventaja del acoplador direccional es que es menos sensible a las tolerancias de fabricación que las cavidades ya que separa las frecuencias a lo largo de toda su extensión [Tok01]. En la Figura 6.20 se muestra la medida experimental que se obtiene del acoplador direccional que se corresponde muy bien con los resultados de simulación realizados con FDTD en dos dimensiones que están superpuestos. Se puede observar una correlación entre los máximos de transmisión en uno de los brazos con los mínimos en el otro, quedando demostrada de esta forma el funcionamiento del intercalador de canal en cristal fotónico.

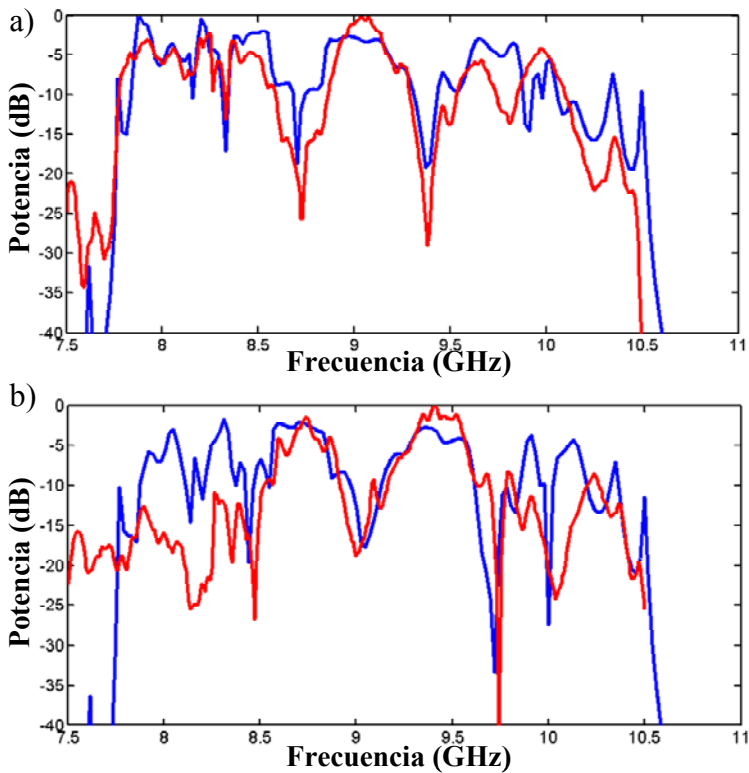


Figura 6.20: Transmisión a través del acoplador direccional. a) Salida directa, b) brazo acoplado. En rojo se muestran los resultados experimentales y en azul los de la simulación por el método FDTD. El esquemático de la muestra medida se puede observar en la Figura 6.13 como el dispositivo bajo medida.

Es interesante observar en los espectros de transmisión de la Figura 6.20 una región en la parte de bajas frecuencias en la que no se aprecia el efecto de

intercalación de canal. En esta región de frecuencias sólo existe el modo impar de la estructura como se puede predecir de los resultados de la Figura 6.15. Por este motivo se espera que teóricamente que la señal se reparta por igual entre cada uno de los brazos con un desfase de 180° . Hay que tener en cuenta que en este montaje cada uno de los brazos de salida es distinto por lo que no se puede apreciar bien este efecto. En [Mar03] se ha realizado esta misma prueba empleando guías de cavidades acopladas que se comportan mejor en las curvas y presentan este efecto mucho más acentuado.

3.3. Medidas de transmisión de pulsos

Las medidas realizadas con el analizador de redes proporcionan no sólo el módulo de la transmisión de potencia que se ha presentado en la sección anterior sino también la fase. Esta información resulta muy valiosa para el estudio de la propagación de pulsos a lo largo de la estructura ya que mediante la transformada inversa de Fourier es posible la obtención de la respuesta temporal. Debido a que el dispositivo es totalmente lineal esta aproximación es totalmente equivalente a un estudio de la propagación de pulsos en el dominio del tiempo. Tan sólo será necesario multiplicar la forma del espectro de salida medido en las secciones anteriores por la forma espectral del pulso. Para ello será necesario que la mayor parte de la potencia espectral del pulso se encuentre concentrada dentro del rango de frecuencias del que se ha obtenido la medida, siendo su potencia despreciable fuera de este rango.

Dispersión intramodal en una guía

En primer lugar se muestran en la Figura 6.21 los cálculos realizados de la propagación de un pulso a lo largo de la guía introducida en la estructura de alúmina. Los datos empleados son los mismos que los utilizados en la Figura 6.18 en los que se tiene en cuenta además la fase de la señal transmitida en cada frecuencia. Se ha normalizado la amplitud para facilitar la comparación del ensanchamiento y se ha centrado el pico en $t = 0$ ns.

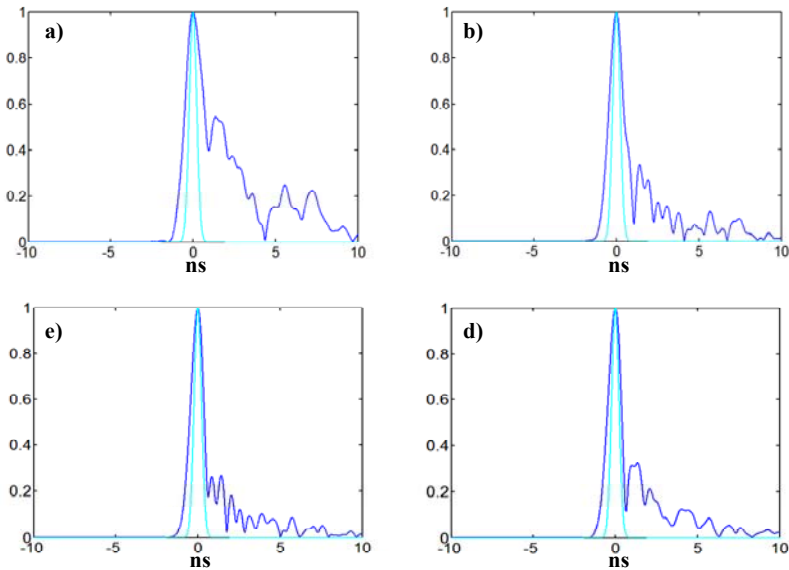


Figura 6.21: Cálculos de la envolvente del pulso transmitido normalizado en función de la frecuencia central (f_c) del pulso: a) $f_c = 8.5$ GHz, b) $f_c = 9$ GHz, c) $f_c = 9.5$ GHz y d) $f_c = 10$ GHz. El pulso teórico de entrada tiene una envolvente gaussiana y un ancho de banda (a $1/e$) de 500 MHz. Se presenta en un trazo más claro.

La envolvente del pulso de entrada tiene una anchura teórica de 0.53 ns mientras que los de salida se han ensanchado a 1.34, 1.05, 0.92 y 0.94 ns para los casos a), b), c) y d) de la Figura 6.21 en los que se está variando la frecuencia de la portadora del pulso en el rango de 8.5 a 10 GHz en pasos de 0.5 GHz. Estos resultados se parecen en gran medida a los que se esperarían de los cálculos teóricos presentados en la Figura 6.16. Se puede observar que el pulso transmitido presenta un ensanchamiento mayor conforme aumenta la pendiente de la curva que describe la dependencia de la velocidad de grupo del modo de la guía de alúmina con la frecuencia. Hay que tener en cuenta que la transmisión obtenida en cada uno de los casos presentados anteriormente no es la misma siendo superior en los casos más centrados en la banda e inferior cuando se centra el pulso en los bordes de la banda, en 8.5 y 10 GHz.

Dispersión intermodal en el acoplador direccional

A continuación se procede a analizar la respuesta en el dominio del tiempo de la estructura de acoplador direccional. En este caso, tal y como se comentó en el capítulo 5, la estructura posee dos supermodos, el de simetría par y el impar. La diferencia de velocidades entre cada uno de los modos es la principal limitante de la longitud máxima de este dispositivo ya que es mayor a la dispersión intramodal.

Es decir la dispersión entre modos que consideraremos a continuación es muy superior a la dispersión intramodal.

En la Figura 6.22 se muestran los pulsos transmitidos a través de la estructura del acoplador direccional en función de su ancho de banda. Dichos resultados se han obtenido para el caso de las medidas presentadas en Figura 6.20 a). Para el caso de anchos de banda pequeños el problema de la dispersión intermodal no es grave y no se llega a discernir una separación entre los pulsos. Sin embargo, conforme el pulso se hace más corto en el tiempo es más apreciable el efecto de la dispersión intermodal, tal y como se puede observar en los casos b), c) y d) donde un pulso adelanta completamente al otro. En estos casos no habrá una cancelación entre el pulso par y el impar ya que no coinciden en el tiempo.

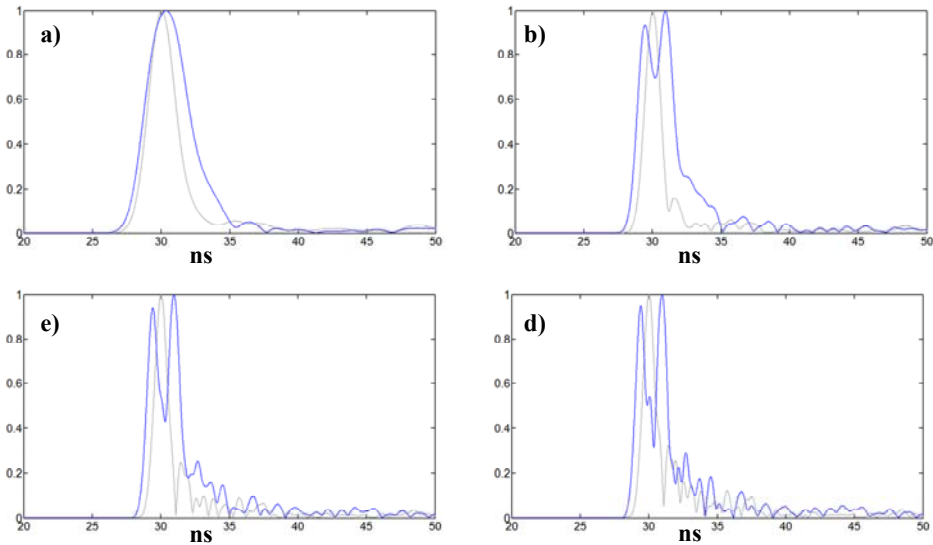


Figura 6.22: Cálculos de la envolvente normalizada de los pulsos transmitidos en función del ancho de banda para la estructura del acoplador direccional (en azul): a) $BW = 250$ MHz, b) $BW = 500$ MHz, c) $BW = 750$ MHz y d) $BW = 1$ GHz. La frecuencia de portadora es $f_c \approx 9$ GHz donde la estructura presenta un máximo de transmisión. Se muestra también el pulso que se transmitiría a través de una guía (gris).

Nuevamente se puede observar que existe una buena correspondencia con los resultados teóricos previstos. Según la Figura 6.17 se espera una diferencia en los retardos de cada uno de los supermodos de unos 5.7×10^{-3} ns/mm si nos centramos a la frecuencia de uno 9 GHz. Por otro lado, del resultado de la Figura 6.22 se obtiene un retardo absoluto entre los supermodos de 1.55 ns obtenidos para una longitud de la estructura de 22 periodos. Se obtiene por tanto una diferencia de los retardos de grupo de los dos supermodos de 4.7×10^{-3} ns/mm. De la Figura 6.22

se pueden realizar más observaciones como que el retardo de grupo que presenta el modo de una guía aislada presenta un valor intermedio al de los supermodos par e impar del acoplador o que el supermodo par presenta una dispersión intramodal mayor a la del impar.

4. Conclusiones

El objetivo principal de este capítulo es la demostración experimental del funcionamiento del acoplador direccional que se ha estudiado a lo largo de la tesis. Debido a las dificultades de fabricación de la estructura tratada en la tesis ha sido necesario recurrir a dos modelos en cierta manera equivalentes, uno en tecnología SOI y otro con columnas de alúmina.

La estructura SOI utilizada se ha fabricado en la escala de nanómetros (el periodo era de 406 nm) lo que es aproximadamente del mismo tamaño que la estructura teórica de la tesis y por lo tanto es válida para frecuencias comprendidas en el infrarrojo cercano. Debido a que esta estructura presenta una distribución del índice de refracción inversa aparecen modos guiados por RTI provocando que la estructura sea multimodo. Esto provoca que sea necesario reducir en gran medida la zona de trabajo en busca de una región de frecuencias en la que el comportamiento sea monomodo y sin pérdidas de radiación. En esta situación esta estructura no presenta los altos valores de acoplo que serían deseables.

Los resultados de esta estructura inversa no son muy satisfactorios, tal y como se espera del estudio teórico, lo que contrasta con los obtenidos con la estructura equivalente en alúmina. Esta estructura sí que presenta una distribución de la permitividad similar a la estructura teórica de columnas de Si sobre SiO₂ y se puede observar que los diagramas de bandas normalizados de ambas estructuras tienen un parecido considerable. La diferencia estriba en que esta estructura es de dimensiones mucho mayores para funcionar en frecuencias de microondas. La escalabilidad de las ecuaciones de Maxwell es lo que permite establecer la equivalencia entre ambas estructuras y con cualquier otra que siendo de distintas dimensiones posea una distribución similar del índice de refracción de sus materiales en la frecuencia de trabajo para la que ha sido diseñada. En busca de una mayor generalidad este es el motivo por el que los diagramas de bandas se presentan normalizados.

Por lo que se puede deducir, a raíz de los resultados, la importancia de respetar la distribución del índice de refracción. La estructura de alúmina presenta una buena correspondencia con los resultados obtenidos tanto por el MEF en los diagramas de bandas como por FDTD. Ha sido posible observar incluso las diferencias entre las velocidades de grupo de los supermodos del acoplador. Han quedado por tanto demostrados los modelos numéricos de análisis empleados, el

funcionamiento lineal del acoplador y el problema de la dispersión de los pulsos. El principal fenómeno teórico explorado en la tesis que queda por demostrar es el comportamiento no lineal del acoplador quedando como línea futura de la tesis.

5. Bibliografía

- [Aka03] Y. Akahane, T. Asano, B. Song, S. Noda, “*High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*” *Nature*, **425**, 944 – 947 (2003).
- [Ass04] S. Assefa, P.T. Rakich, P. Bienstman, S.G. Johnson, G.S. Petrich, J.D. Joannopoulos, L.A. Kolodziejski, E.P. Ippen, and H.I. Smith, “*Guiding 1.5 μm light in photonic crystals based on dielectric rods*”, *Applied Physics Letters*, **85**, 6110 – 6112 (2004).
- [Cue03] F. Cuesta, A. Griol, A. Martínez, J. Martí, “*Experimental demonstration of photonic crystal directional coupler at microwave frequencies*”, *Electronics Letters*, **39**, No. 5 (2003).
- [Gar03] A. Martinez, J. Garcia, G. Sanchez, et al. “*Planar photonic crystal structure with inherently single-mode waveguides*” *Journal of the Optical society of America A*, **20**, 2131 - 2136 (2003)
- [Leu05] D. Leuenberger, R. Ferrini, L.A. Dunbar, R. Houdré, “*Codirectional couplers in GaAs-based planar photonic crystals*”, *Applied Physics Letters*, **86**, 081108 (2005).
- [Mar03b] A. Martínez, F. Cuesta, A. Griol, D. Mira, J. García, “*Photonic-crystal 180° power splitter based on coupled-cavity waveguides*”, *Applied Physics Letters*, **83**, 3033 (2003).
- [Tho03] M. Thorhauge, L. H. Frandsen, P. I. Borel, “*Efficient photonic crystal directional couplers*”, *Opt. Lett.*, **28**, 1525 – 1527 (2003).
- [Tok01] M. Tokushima and H. Yamada, “*Photonic crystal line defect waveguide directional coupler*” *Electronic Letters*, **37**, 1454 – 1455 (2001).

Capítulo 7

Conclusiones, líneas futuras y contribuciones originales

1. Conclusiones del trabajo realizado

El éxito de la industria electrónica en los últimos 50 años fue resultado de un nivel cada vez mayor de integración de componentes con dispositivos cada vez más pequeños (Primera ley de Moore) y una duplicación de la inversión de capital cada dos años (Segunda ley de Moore). La tecnología electrónica ha llegado ya a un nivel de desarrollo y miniaturización espectacular, sin embargo surgen en la actualidad una gran cantidad de problemas de disipación de calor o de limitaciones cuánticas debidas a las extremadamente reducidas dimensiones de los dispositivos. Es por ello que la primera ley de Moore predice un colapso de la actual tecnología de silicio a partir de 2008.

Como alternativa que permita superar dichas limitaciones surge la fotónica, ya que el fotón presenta mayores velocidades y disipaciones menores. En la actualidad el medio más extendido para el control del fotón es la fibra óptica, pero su papel hoy en día se corresponde con la transmisión de luz a grandes distancias. De nuevo se busca, análogamente al caso de la microelectrónica, una integración mayor que permita la elaboración de circuitos que implementen funcionalidades complejas con tamaños y consumos mínimos. La tecnología fotónica de alto contraste, es decir, en la que se emplean estructuras con abruptos cambios en sus propiedades dieléctricas, es la tendencia más secundada por la comunidad científica en la actualidad. Destacan dentro de este tipo de tecnologías las guías de alto contraste en Si (conocidos como “*nanowires*”) y los cristales fotónicos. La primera de estas opciones presenta una mayor simplicidad desde el punto de vista de fabricación mientras que los cristales fotónicos presentan una complejidad mayor, lo que da lugar a la existencia de mayores pérdidas. Sin embargo, las estructuras de cristal fotónico presentan idealmente un mayor control de la luz y

una mayor capacidad de diseño de aplicaciones tal y como se ha visto en el caso concreto del acoplador direccional tratado en esta tesis.

Esta tesis se ha dedicado por completo al estudio de la implementación de una funcionalidad básica de gran importancia como es el acoplador direccional en cristales fotónicos planares. Concretamente se ha estudiado su aplicación a distintos tipos de dispositivos tanto lineales como no lineales. En primer lugar, se desarrollaba en el capítulo 2 un algoritmo de análisis numérico basado en el Método de los Elementos Finitos (MEF) que permitía el cálculo de los diagramas de banda tanto lineales como no lineales. Estos diagramas de banda han sido de gran utilidad para la caracterización de la estructura del acoplador direccional. Con la metodología seguida a lo largo de la tesis todos los resultados se han obtenido mediante varias vías de análisis, comparando los resultados de simulación del MEF con simulaciones empleando FDTD o el método de expansión de ondas planas MPB. Además, el capítulo 6 se ha dedicado por completo a la validación experimental, donde se ha obtenido una buena correspondencia entre los métodos de simulación 2D empleados y las medidas experimentales.

Se ha propuesto en el capítulo 3 una estructura de acoplador direccional implementada en una estructura de columnas de Si en un sustrato de SiO₂. La estructura seleccionada presenta, debido a su comportamiento monomodo, un comportamiento idóneo para la implementación del acoplador tal y como se ha comprobado en el capítulo 6 con un modelo equivalente a escala. Las longitudes de batido que se obtienen están por debajo de 1 μm , bastante más pequeñas que en las guías de alto contraste en Si (conocidas como *nanowires*), las grandes competidoras en el camino de la integración fotónica, que presentan una longitud de batido superior a las 10 μm . Una contribución que se presenta en este capítulo es la posibilidad de mejorar las prestaciones del acoplador reduciendo más la longitud de acoplo. Es importante mencionar que, de cara a la implementación del multiplexor, también se consiguen grandes ventajas de integración al poder diseñar regiones de frecuencia gran variación de la longitud de batido.

En el capítulo 4 se abordó, haciendo uso del MEF no lineal, la implementación de un conmutador. La gran capacidad de confinamiento de la potencia óptica en dimensiones muy reducidas y las bajas velocidades de grupo que presentan los cristales fotónicos permiten la implementación de un dispositivo de reducidas dimensiones y sin grandes consumos de potencia. La estructura del conmutador presentada permite un control totalmente óptico del dispositivo gracias a la posibilidad de integrar distintos tipos de guías en la misma estructura de cristal fotónico. Esta flexibilidad es fruto de la capacidad de diseño de la estructura de bandas de los cristales fotónicos. Este resultado, exclusivamente teórico, sirve de ejemplo de las capacidades que presentan los cristales fotónicos para la implementación de funcionalidades activas.

En la implementación del acoplador direccional, no sólo se potencian efectos beneficiosos como el acoplo sino también otros perjudiciales como son la dispersión. Concretamente, la dispersión intermodal puede ser un factor limitante en la implementación del acoplador tal y como se puede ver de los resultados teóricos del capítulo 5 corroborados con los experimentales del capítulo 6. Sin embargo, es posible la implementación de estructuras que suplan este problema implementando una compensación de la dispersión intermodal. Esto es posible gracias nuevamente a la complejidad y flexibilidad de diseño de los diagramas de bandas de los cristales fotónicos. Se puede concluir que los cristales fotónicos presentan unas propiedades muy interesantes para la integración fotónica de funcionalidades. Sin embargo, la complejidad de estas estructuras introduce también grandes limitaciones en estas estructuras difíciles de fabricar y por lo tanto con muchas pérdidas. Además, la gran capacidad de confinamiento supone también una gran dificultad de interconexión con circuitos externos, especialmente con la fibra óptica que posee unas dimensiones mucho mayores.

2. Líneas Futuras

El área de investigación de los cristales fotónicos se encuentra actualmente en un estado de poca madurez ralentizado principalmente por dos problemas de gran importancia: La dificultad de inserción de la onda electromagnética en el circuito de cristal fotónico y la dificultad de fabricación de las estructuras que se derivan en grandes pérdidas de potencia por desacoplo y radiación. Por este motivo entre las principales líneas futuras de este trabajo están:

- Fabricación de la estructura de columnas de Silicio en Sílice empleada a lo largo de la tesis. Actualmente no se dispone de la capacidad de implementar esta estructura en el Centro de Nanofotónica de Valencia. Sin embargo se han publicado estructuras similares que permiten aprovechar la bondad del comportamiento de este tipo de estructuras.
- Realización de un análisis 3D en el que se evalúen las pérdidas de la estructura de cristal fotónico debido a tolerancias de fabricación. Este análisis es fundamental para complementar la investigación en el punto anterior.
- Diseñar estructuras de acoplo eficiente a guías externas que minimicen la desadaptación modal en los interfaces de entrada/salida de los dispositivos estudiados. Ya se han realizado trabajos al respecto que permiten mejorar el acoplo a estructuras integradas. Es importante considerar el acoplo a estructuras mayores, como es el caso de una fibra óptica.

Por otro lado, referidas al caso concreto del acoplador direccional presentado en esta tesis se pueden derivar más líneas futuras como son:

- Completar la comprobación experimental de los efectos presentados en esta tesis ya que se ha comprobado el funcionamiento de la estructura experimentalmente pero la eficacia de la mejora de prestaciones debida a la reducción del radio en la zona de acoplo o el funcionamiento del conmutador sólo han sido tratados teóricamente. La implementación del conmutador es una línea de gran interés.
- Evaluar la disposición en cascada de varias estructuras de acoplador direccional para la implementación de multiplexores y su utilización para la implementación de dispositivos más complejos como son los interferómetros Mach-Zehnder.
- El ámbito de la implementación de dispositivos activos es de gran importancia en el campo de la fotónica. La implementación de puertas lógicas supondría un avance cuantitativo en el campo de las aplicaciones fotónicas integradas. La evaluación y a ser posible, implementación de funcionalidades dinámicas es una línea futura de gran importancia. En este caso también es importante la posibilidad de elaborar funcionalidades complejas con varias puertas lógicas en cascada.

La implantación de los cristales fotónicos depende en gran medida de los éxitos que se obtengan en estas líneas futuras. A corto plazo sólo es previsible que el empleo de los cristales fotónicos sea puntual para conseguir efectos muy concretos y estarían combinados con la tecnología de *nanowires*. Sin embargo, a medio o largo plazo, con una mejora sustancial de los procesos de fabricación y de acoplo cabe esperar que los cristales fotónicos vayan ganando terreno debido a sus propiedades de control de la luz.

3. Contribuciones originales

Lista de las publicaciones en revista internacional:

A) Relacionadas directamente con el contenido de la tesis:

1.- Ultrashort 2-d photonic crystal directional couplers

Martínez, A.; Cuesta, F.; Martí, J.;

IEEE Photonics Technology Letters , Volume: 15 Issue: 5, May 2003

Páginas: 694 -696

- 2.- **Experimental demonstration of photonic crystal directional coupler at microwave frequencies**
Cuesta, F.; Griol, A.; Martínez, A.; Martí, J.;
Electronics Letters , Volume: 39 Issue: 5 , 6 Mar 2003
Páginas: 455 -456.
- 3.- **Photonic-crystal 180° power splitter based on coupled-cavity waveguides**
Martinez, A.; Cuesta, F.; Griol, A.; Mira, D.; Garcia, J.; Sanchis, P.;
Llorente, R.; Marti, J.;
Applied Physics Letters, Volume: 83, Number: 13 October 2003
Páginas: 3033-3035.
- 4.- **All-optical switching structure based on a photonic crystal directional coupler**
Cuesta-Soto, F.; Martínez, A.; García, J.; Ramos, F.; Sanchís, P.; Blasco,
J.; Martí, J.
Optics Express, Volume: 12, Number: 12, 12 January 2004
Páginas:161-167.
- 5.- **Numerical Analysis of All-Optical Switching Based on a 2-D Nonlinear Photonic Crystal Directional Coupler**
Cuesta-Soto, F.; Martínez, A.; García-Banos, B.; Martí, J.
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Volume: 10,
Issue: 5, Sept-Oct. 2004.
Páginas: 1101- 1106
- 6.- **Compensating intermodal dispersion in photonic crystal directional couplers**
Cuesta-Soto, F; García-Banos, B.; Martí, J.
OPTICS LETTERS, Vol.:30 No.: 23, December 2005
Páginas: 3156- 3158
- 7.- **Tecnología óptica integrada,**
Cuesta-Soto, F.; Martí, J.;
ITEKNE (Innovación e investigación en ingeniería), No.: 5, May 2006.
Páginas: 35 – 40

B) Otras publicaciones en revista realizadas durante el periodo de tesis:

- 1.- **Analysis of adiabatic coupling between photonic crystal single-line-defect and coupled-resonator optical waveguides**
Sanchis, P. ; García, J.; Martínez, A.; Cuesta, F.; Griol, A.;Martí, J.
Páginas: 1903-1905.

- 2.- **Broadening compensation for ultrashort pulses in photonic crystals**
García, J.; Martínez, A; Cuesta-Soto, F.; Sanchis, P.; Blasco, J.; Martí, J.
OPTICAL AND QUANTUM ELECTRONICS 37 (1-3): 199-211 JAN 2005

- 3.-**Enhancement of Sensitivity of Microwave Planar Sensors With EBG Structures**
Garcia-Banos, B.; Cuesta-Soto, F.; Griol, A.; Catala-Civera, J. M.; Pitarch,J.
IEEE SENSORS JOURNAL, Vol. 6, No.:6, December 2006.
Páginas: 1518-1522

- 4.- **Intrinsic losses of coupled-cavity waveguides in planar-photonic crystals**
Martínez, A, García, J; Sanchis, P.; Cuesta-Soto,F.; Blasco, J. and Martí, J.
Páginas: 635 – 637
OPTICS LETTERS, Vol.: 32 . No.: 6, March, 2007

- 5.- **Numerical analysis of the performance of Mach-Zehnder interferometric logic gates enhanced with coupled nonlinear ring-resonators**
Cuesta-Soto,F.; Martínez, A., Blasco, J. and Martí, J.
Páginas: 2323 - 2335
OPTICS EXPRESS, Vol.: 15 . No.: 5 March, 2007

Lista de publicaciones en congresos:

A) Relacionados directamente con el tema de la tesis:

1.- Ultra-short planar photonic crystal couplers,

A. Martínez, F. Cuesta, J. Martí. presentación de póster en Workshop and European Optical Society topical meeting on TWO DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTALS, Ascona (Suiza). Del 25-8-2002 al 30-8-2002.

2.- Photonic crystal direccional coupler,

F. Cuesta, A. Martínez, A. Griol, J. Martí. Publicación de un artículo en la Conferencia de Dispositivos Electrónicos 2003 (del 12 al 14 de Febrero de 2003). ISBN: 84-607-6771-1.

3.- 180° Power Splitting in Photonic Crystals

A. Martinez, A. Griol, D. Mira, F. Cuesta, J. García, P. Sanchís, R. Llorente and J. Martí. ECOC-IOOC 2003 (29 European Conference on Optical Communication, 14 International Conference on Integrated Optics and Optical Fibre Communication. September 21-25 2003, Rimini, Italy.

4.- All-optical switching in a directional coupler

Cuesta-Soto, F.; Ramos, F.; Martínez, A.; Sanchís, P.; García, J.; Blasco, J.; Martí, J. Internacional Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures V (PECS-V). Kyoto (Japón). 7-11 Marzo, 2004.

5.- Interrmodal Dispersion Compensation in a PhC Directional Coupler

F. Cuesta-Soto, B. García-Baños, A. Håkansson, J. García, P. Sanchís and J. Martí. Internacional Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures VI (PECS-VI). Creta (Grecia). 19-24 Junio, 2005.

B) Otras publicaciones en congreso realizadas durante el periodo de tesis:

1.-Large-bandwidth and lossless single-mode waveguides in Si-on-SiO₂ planar photonic crystal structures.

J. Garcia, A. Martinez, G. Sanchez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchis, J. Blasco, J. Martí, Internacional Symposium on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures V (PECS-V). Kyoto (Japón). 7-11 Marzo, 2004.

2.- Experimental demonstration of a high efficiency coupling technique for planar photonic crystal circuits.

P. Sanchis, J. Garcia, F. Cuesta-Soto, A. Martínez, J. Blasco, J. Marti, W. Bogaerts, P. Dumon, D. Taillaert, R. Baets. Internacional Symposium on

Photonic and Electromagnetic Crystal Structures V (PECS-V). Kyoto (Japón). 7-11 Marzo, 2004.

- 3.- **Analysis of Photonic Cristal Waveguides as Dispersión Compensators**
 J. García, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, P. Sanchis, J. Blasco, J. Martí. XII Internacional Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling – OWTNM 2004. Gante (Bélgica). 22-23 Marzo, 2004. ISBN: 90 76 54603 7
- 4.- **Experimental demonstration of adiabatic coupling into SOI photonic crystal coupled-cavity waveguides**
 P. Sanchis, A. Martínez, J. García, F. Cuesta-Soto and J. Martí, P. Dumon, W. Bogaerts, D. Van Thourhout and R. Baets. Baltimore (USA) CLEO 2005
- 5.- **Analysis of Nonlinear Ring Resonators Assisted Mach-Zehnder Interferometers**
 F. Cuesta-Soto, J. Blasco, J. García, P. Sanchis, A. Martínez, J. Martí. European Optical Society (EOS), Topical Meeting on Nanophotonics, Matematerials and Optical Microcavities (TOM 3), Paris, (France), 16 – 19 October 2006. ISBN: 3-00-019533-5
- 6.- **Design of an all-optical MZI XOR logic gate based on slot waveguides**
 P. Sanchis, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, J. García, A. Martínez, J. Martí, F. Riboli, L. Pavesi. European Optical Society (EOS), Topical Meeting on Nanophotonics, Matematerials and Optical Microcavities (TOM 3), Paris, (France), 16 – 19 October 2006. ISBN: 3-00-019533-5
- 7.- **Intrinsic losses of coupled cavity waveguides implemented in 1D and 2D photonic crystals**
 A. Martínez, J. García, P. Sanchis, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, J. Martí. European Optical Society (EOS), Topical Meeting on Nanophotonics, Matematerials and Optical Microcavities (TOM 3), Paris, (France), 16 – 19 October 2006. ISBN: 3-00-019533-5
- 8.- **Corrugated SOI waveguide for optimal show-light elements**
 J. García, P. Sanchis, A. Martínez, F. Cuesta-Soto, J. Blasco, A. Griol, J. Martí. 3rd International Conference on Group IV Photonics, Ottawa, (Canadá), 15 September 2006.
 Proceedings: ISBN: 1-4244-0096-1; Pages: 113 – 115

9.- **All-optical MZI XOR logic gate based on Si slot waveguides filled by Si-nc embedded in SiO₂**

P. Sanchis, , F. Cuesta-Soto, J. Blasco, J. García, A. Martínez,, J. Marti, F. Riboli, L. Pavesi. 3rd International Conference on Group IV Photonics, Ottawa, (Canadá), 15 September 2006.

Proceedings: ISBN: 1-4244-0096-1; Pages: 81 – 83

Patentes desarrolladas durante la realización de la tesis:

- 1.- “Método para dividir una señal electromagnética guiada en dos señales con la mitad de potencia utilizando cristales fotónicos”. J. Martí, A. Martínez, P. Sanchis, F. Cuesta, J. García. P200302003. País de prioridad: España. Fecha de prioridad: 14-08-2003. Entidad titular: Universidad Politécnica de Valencia
- 2.- Método y dispositivo para dividir una señal electromagnética en dos señales de igual o distinta potencia” J. Martí, , F. Cuesta, A. Martínez,F. Ramos, P. Sanchis, J. García. P200400058 País de prioridad: España. Fecha de prioridad: 23-12-2003. Entidad titular: Universidad Politécnica de Valencia

Anexo A

Conceptos básicos de cristales fotónicos planares

1. Cristales fotónicos 2D

1.1. ¿Qué son los cristales fotónicos?

Los cristales fotónicos son estructuras artificiales que presentan una variación espacial en sus propiedades ópticas. Dicha variación respeta un patrón de variación periódico en una, dos o tres dimensiones de forma análoga a la periodicidad que presentan los materiales cristalinos a nivel atómico. La unidad mínima que se repite se conoce como celda primitiva, y los vectores que indican las direcciones en las que se replica son los vectores primitivos de la red (ver Figura A.1).

Una onda electromagnética que se propague en la estructura de cristal fotónico en una dirección en la que se produce la variación de la permitividad experimentará múltiples reflexiones que interferirán entre sí. De esta forma existirán algunas frecuencias en la que la interferencia de las reflexiones será destructiva en el seno del cristal fotónico. En un cristal fotónico que presente una periodicidad 3D es posible, mediante un correcto diseño de la estructura, que la periodicidad que presenta la estructura para cualquier dirección espacial cumpla que, en un rango de frecuencias, la interferencia sea destructiva sea cual sea la dirección de la onda. Es decir, la señal electromagnética no puede propagarse por la estructura del cristal fotónico si presenta una frecuencia comprendida en dicho rango. Esto es lo que se conoce como región de frecuencias prohibidas o “*Bandgap*”. Las estructuras de cristal fotónico 3D permiten un control total de la luz sin embargo su fabricación es demasiado complicada.

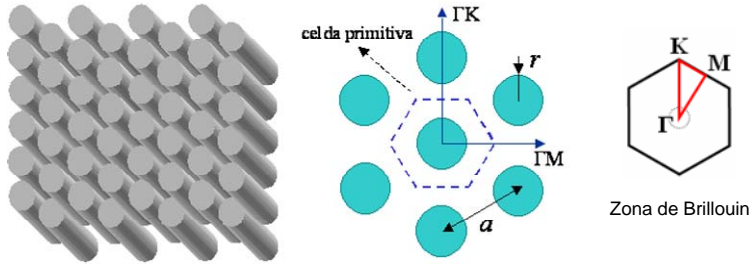


Figura A.1. (Izquierda) Esquema de un cristal fotónico 2D hexagonal de cilindros dieléctricos sobre aire; (centro) red hexagonal con los puntos de alta simetría (Γ , K y M), la constante de red a , y la celda unidad o primitiva; (derecha) zona de Brillouin del cristal hexagonal y zona irreducible de Brillouin (sombreada) con los puntos de alta simetría en el espacio recíproco.

Para conseguir una mayor simplicidad se utilizan cristales fotónicos 2D como el de la Figura A.1. En este caso en una dirección del espacio se considera que los cristales son uniformes e infinitos. Una onda electromagnética propagándose en la dirección uniforme no sufrirá el efecto de reflexión múltiple, por lo que en dicha dirección no existirá ninguna región de frecuencias prohibidas. Sin embargo, si la onda se propaga en cualquier dirección del plano en la que existe periodicidad sí que se produce la reflexión múltiple y puede generarse una región de frecuencias prohibidas para dicho plano. En este caso el *Bandgap* no será completo al quedar una dirección libre. En los cristales fotónicos planares que se verán en el siguiente apartado se introduce un mecanismo de confinamiento de la luz para conseguir un control completo.

Cuando se introduce un defecto rompiendo la periodicidad del cristal fotónico se crea una zona en la que una onda, cuya frecuencia pertenece a la región de frecuencias prohibidas, puede propagarse. Debido a que esta onda no está permitida en el resto de la estructura que mantiene intacta su periodicidad tendrá su energía totalmente contenida en el defecto. La importancia de los cristales fotónicos es precisamente esta capacidad de confinamiento de la luz derivada de la existencia del “*Bandgap*”.

1.2. Diagramas de dispersión

Los diagramas de dispersión o diagramas de banda son los gráficos más utilizados para el estudio de los cristales fotónicos. Reciben su nombre por la analogía con los diagramas de bandas de los materiales cristalinos. Un diagrama de bandas está formado por un eje horizontal de vectores de onda y un eje vertical de frecuencias. Cada vector de onda del eje horizontal representa una dirección espacial.

La información que nos ofrece una diagrama de bandas es, dada una frecuencia de trabajo, cuáles serán los vectores de onda de las señales que se propaguen. El conjunto de vectores de onda forma el conocido espacio recíproco y presentará una periodicidad equivalente a la de la estructura de cristal fotónico. La señal que se propague por la estructura será una combinación lineal de los modos del cristal fotónico que vienen representados por cada una de las líneas de dispersión. Esto nos da una información de la variación espacial de la fase y de las direcciones que seguirá la onda en el interior de la estructura de cristal fotónico. Se puede observar en la Figura A.2 como existe una región de frecuencias en la que no existe ningún modo ya que es en este rango donde la propagación está prohibida. Es importante mencionar que se está considerando, por simplicidad, una sola polarización de la onda (TM). La polarización ortogonal presentará un diagrama de bandas distinto que puede o no presentar una región de frecuencias prohibidas.

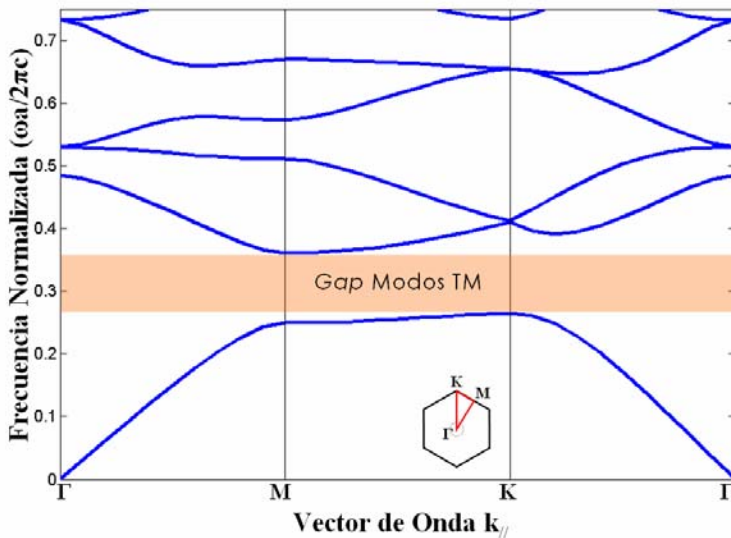


Figura A.2. Diagrama de las bandas TM de la estructura triangular 2D de cilindros de silicio sobre un sustrato de sílice. Para el acoplador sólo interesará el conjunto de direcciones $K\Gamma$. En la figura insertada se representa la zona de Brillouin donde se indican las direcciones espaciales consideradas.

En el diagrama de bandas de la Figura A.2 se puede observar que sólo se han tenido en cuenta unas pocas direcciones espaciales. Al tratarse del diagrama de bandas de un cristal fotónico 2D debería, para estar completo, ser un gráfico tridimensional en el que el plano inferior representara todas las direcciones espaciales. Sin embargo, debido a las propiedades derivadas de la periodicidad de la estructura, es posible simplificar considerablemente el gráfico. Por un lado, existe un rango o región de vectores de onda, conocida como zona de Brillouin, en

la que se encuentran todos los valores que es necesario considerar. De modo análogo a que la celda básica con los vectores primitivos de red nos da toda la información necesaria para elaborar un dibujo completo de la estructura de cristal fotónico, la zona de Brillouin nos da toda la información necesaria del espacio recíproco. Cualquier vector de onda exterior a la zona de Brillouin tendrá un vector equivalente contenido en dicha zona. Dentro de esta zona de Brillouin, por las propiedades de simetría y reflexión se puede reducir aún más la región de vectores de onda necesarios obteniéndose la conocida zona irreducible de Brillouin que en el caso de la Figuras A.1 y A.2. tiene forma triangular y se señala en rojo. De esta región, la parte más importante es la frontera ya que es la que limita por encima y por debajo la región de frecuencias prohibidas. Por todos estos motivos es suficiente en la mayoría de los casos emplear un diagrama de bandas simplificado bidimensional.

2. Cristales fotónicos planares

El cristal fotónico 2D no es realizable ya que, como hemos visto, teóricamente es una estructura periódica en un plano e infinitamente uniforme en la tercera dimensión, la altura. De cara a la implementación práctica es necesario limitar la altura de la estructura dando lugar a los cristales fotónicos planares. Intuitivamente se podría pensar que cuanto mayor sea la altura mejor será la aproximación del cristal fotónico planar sin embargo esto no es cierto. Una altura excesiva da lugar a la generación de muchos modos de distinto orden en la dirección vertical de la estructura y eso da lugar a la aparición de modos permitidos dentro de la región de frecuencias prohibidas, por lo que se pierde el deseado efecto del “*Gap*”. En la dimensión vertical, para conseguir un control de la señal, será necesario calcular la altura de forma que por reflexión total interna, RTI se consiga un funcionamiento monomodo. Se obtiene por tanto una tira con un patrón periódico grabado que estará colocada entre dos cubiertas de materiales con un índice de refracción menor. Este control de la luz en la dimensión vertical no se conseguirá siempre, ya que cuando el vector de onda correspondiente a un modo de la estructura sea muy pequeño, se producirá un acoplo a los modos radiados en la dirección vertical, con lo que se produce una pérdida de potencia por radiación. El límite entre los vectores de onda de los modos con pérdidas de radiación y los que no se radian viene dado por el conocido cono de luz. En la Figura A.3 se presenta un diagrama de bandas en el que se ha sombreado el cono de luz. Como se puede deducir, la región de frecuencias prohibidas ya no podrá ser completa para todos los vectores de onda ya que existe una región de modos radiados verticalmente.

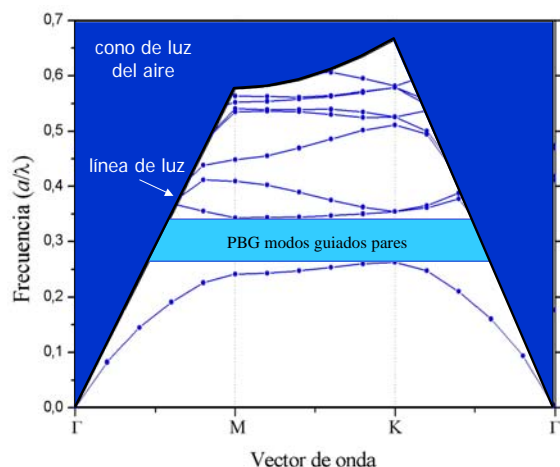


Figura A.3. Diagrama de bandas de los modos pares de un cristal fotónico planar con simetría hexagonal de cilindros de aire sobre fondo de material dieléctrico con $\varepsilon = 12$ y grosor $h = 0.5a$. El radio de los agujeros es $r = 0.3a$.

Para modelar el cristal fotónico planar se podrá recurrir a simulaciones 2D complementadas con la información del cono de luz para saber qué tal se va a comportar la estructura. Antes de pasar a la simulación 2D de la estructura es necesario cuantificar de algún modo el efecto que produce el limitar la estructura del cristal fotónico en altura, ya que el campo evanescente de la onda que viaja por un cristal fotónico planar se extiende por el material que se encuentra por encima y por debajo de la estructura periódica. Por este motivo, el índice efectivo que ve la onda no se corresponderá con el del material sino con una especie de media, ponderada por la distribución vertical del campo, entre el índice de las cubiertas y el del material del cristal fotónico.

En el caso de los cristales fotónicos presentados en esta tesis la estructura consistía en columnas o agujeros cilíndricos contenidos en el seno de un material. Para calcular el índice efectivo con el que realizar las simulaciones 2D es una buena aproximación el cálculo del índice efectivo de una tira del material matriz rodeada de las cubiertas. Por ese motivo, en el caso de la estructura de Si sobre SiO_2 el índice efectivo se corresponde con el índice del SiO_2 mientras que en la estructura SOI cambia considerablemente, $n_{ef} = 2.7$.

De esta forma se han realizado los cálculos presentados en esta tesis de forma que se puede hacer una correspondencia con dispositivos 3D reales. Dicha aproximación se ajusta bastante bien a la realidad tal y como se ha podido observar en el capítulo 6 por medio de la verificación experimental.

Anexo B

Algoritmos Genéticos

1. Introducción a los Algoritmos Genéticos.

En este anexo se pretende proporcionar una introducción a los Algoritmos Genéticos (GA) que han sido utilizados en la tesis para llevar a cabo el diseño y la optimización de la estructura del compensador de la dispersión intermodal del capítulo 5.

En primer lugar, conviene conocer cuál es la posición de los GA dentro de los distintos tipos de técnicas de optimización y búsqueda de extremos de funciones. En general, se pueden distinguir tres grandes grupos de técnicas de optimización:

- 1) **Basadas en cálculo:** Estas técnicas encuentran extremos de la función en una determinada zona alrededor del punto de partida, y se detienen si encuentran un máximo local, por lo tanto no encuentran posibles máximos globales que estén más lejos. Por otra parte, estas técnicas dependen de que las derivadas de las funciones estén bien definidas, cosa que en muchos casos prácticos no ocurre.
- 2) **Técnicas enumerativas:** Estas técnicas son atractivas por su simplicidad, simplemente se define un espacio de búsqueda y el algoritmo busca los valores de la función objetivo en todos los puntos de la región de uno en uno. Sin embargo es evidente que en grandes regiones de búsqueda estos algoritmos son muy poco eficientes.
- 3) **Técnicas aleatorias:** La búsqueda aleatoria en sí no sería más eficiente que los métodos enumerativos, pero de lo que se trata no es de una búsqueda totalmente aleatoria, sino de técnicas "aleatorizadas" entre las que se encuadran los GA. Los GA utilizan esta opción para guiar la búsqueda dentro de una determinada codificación del espacio de búsqueda. Podemos decir, que una búsqueda aleatorizada no implica necesariamente una búsqueda sin dirección.

Los GA tienen la ventaja de que al buscar en muchos puntos de la región a la vez, tienen menor probabilidad de confundir extremos locales con los globales que los que buscan punto a punto. Los GA han ganado popularidad en los últimos años como una herramienta muy robusta para una gran variedad de problemas en ingeniería, ciencia, economía, finanzas, etc. En el campo de los cristales fotónicos su empleo se conoce como ingeniería inversa, ya que se parte de una propuesta de estructura para ir mejorándola.

2. ¿Qué son los GA?- Terminología

Los GA son una técnica numérica de optimización, es decir, son procedimientos de búsqueda de parámetros basados en los mecanismos de la genética natural. Combinan la estrategia de la selección natural de los más adaptados y fuertes junto con un intercambio estructurado de información en una población de "individuos" creados artificialmente.

Los GA en general requieren que un problema de optimización de una función se traduzca en un conjunto de parámetros, codificados de una cierta forma, que se deben optimizar. Estos parámetros sin codificar se denominan **fenotipos**, y una vez codificados son los bloques en los que se basa la optimización de los GA y se llaman **genes o genotipos**. Una cadena de genes es lo que se llama **cromosoma**, y en realidad representa una posible solución o individuo. Por ejemplo, si se define un problema con dos parámetros que se quieren optimizar, se tendrán dos genes, y si se decide codificar cada gen con 10 bits, los individuos o cromosomas serán cadenas de 20 bits.

Un conjunto de cromosomas o individuos forma una **población**, y dentro de la población es necesario definir un criterio que permita clasificar y decidir qué individuos son los mejores, y este criterio se basa en asignar a cada individuo un valor de "**salud**" (*fitness*). Para ello lo que se hace es decodificar los genes o parámetros de los que está compuesto el individuo, evaluar con ellos una **función objetivo** (que es la que se desea optimizar) y en base a lo que se acerquen esos resultados al óptimo que buscamos se le asigna al individuo un mayor o menor valor de salud.

3. Estructura de un GA

Los GA operan sobre una población de soluciones potenciales aplicando los principios de supervivencia del mejor para producir cada vez mejores aproximaciones a la solución. En una población se escogen los mejores para combinarlos entre sí creando nuevos individuos que formarán la siguiente **generación**, y cuyas características darán mejores resultados (mayores niveles de

salud) que los de la generación anterior. Es decir, las generaciones son el resultado de cada iteración del GA, y cada vez sus individuos deben ir convergiendo hacia el óptimo de la función objetivo. La convergencia de la búsqueda en un GA hacia la solución puede verse analizando la varianza del nivel de salud de la población. Es decir, cuando la varianza de la salud de la población en las sucesivas generaciones (iteraciones) es nula, esto significa que se ha alcanzado la convergencia absoluta a la solución. A veces es suficiente alcanzar bajos niveles de varianza para dar por válida la solución que proporciona el GA.

La estructura de un GA es la siguiente:

El primer paso consiste en **definir la función objetivo**, es decir, aquella función cuyos máximos o mínimos se quieren obtener y que representará las condiciones en las que se desenvuelvan las sucesivas generaciones. Debe implementarse con cuidado porque de ella depende si el GA podrá trabajar bien y encontrar las soluciones o no. A la función objetivo también se le pueden añadir una serie de restricciones, de forma que las posibles soluciones serán calificadas no sólo según lo que se acerquen al extremo de la función objetivo sino también en la medida en que cumplan dichas restricciones.

Otra decisión que se debe tomar es la **representación** que se va a utilizar para codificar las variables o parámetros, ya que de esto dependerá la forma en que trabajen los procesos que constituyen el GA. Se podrán utilizar representaciones reales, enteras o binarias, o incluso mixtas dentro de un mismo individuo.

También hay que decidir el tamaño que tendrán la población o poblaciones, ya que cuantos más individuos tenga una población, mayor diversidad hay, pero el coste computacional aumenta (ya que recordemos que en cada iteración se decodifica cada individuo y se evalúa en él la función objetivo).

Una vez se han tomado estas decisiones, se **inicializa** el algoritmo con una primera población de individuos cuyas características se escogerán aleatoriamente, es decir, los individuos estarán distribuidos de forma totalmente aleatoria por todo el espacio de búsqueda del óptimo.

Si el criterio de optimización no se alcanza con esta primera población, entonces empieza la creación de una nueva generación. Los individuos sufren un proceso de **selección** en base a su nivel de salud para formar los nuevos individuos, es decir, los padres elegidos darán lugar a los hijos mediante un proceso de **recombinación**. Algunos de estos hijos sufrirán un proceso de **mutación** de sus características con una determinada probabilidad, lo que introduce la necesaria aleatoriedad en la búsqueda del óptimo, para evitar convergencias prematuras hacia extremos locales.

Una vez se ha obtenido una nueva población mediante la **sustitución** total de los padres por los hijos, o mediante un proceso de **reinserción** de los mejores

individuos de la nueva generación dentro de la anterior, entonces se evalúa de nuevo si se ha alcanzado el criterio de optimización, y si no es así, el ciclo continúa y se repiten los procesos anteriores en otra nueva iteración del algoritmo.

En la Figura B.1. se muestra el diagrama de flujo de un GA, donde se representan las fases del algoritmo anteriormente descritas.

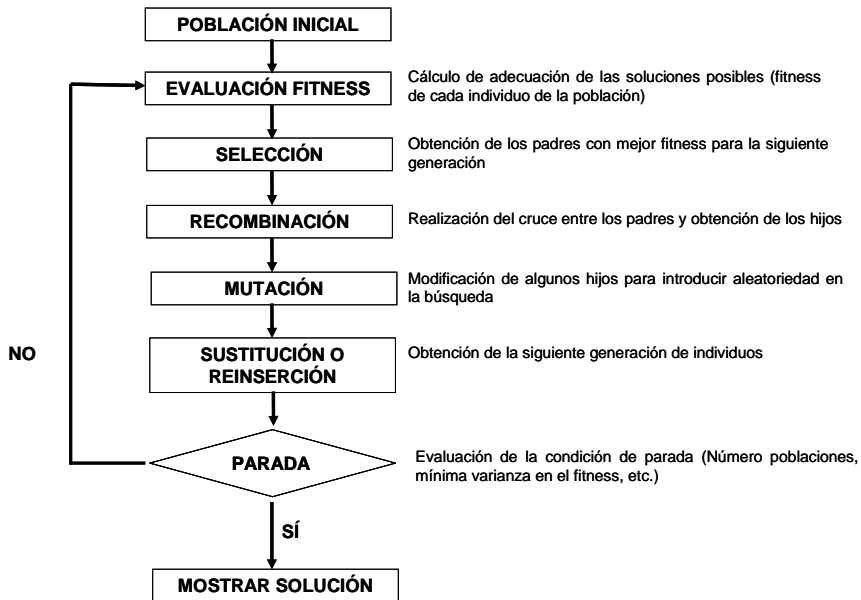


Figura.B.1. Diagrama de flujo de un algoritmo genético.

Hay que añadir que, para conseguir mejores resultados, se puede optar por la introducción de **múltiples poblaciones** que se desarrollan en paralelo, sufriendo procesos casi independientes, ya que en algunas fases se realiza un intercambio de individuos o información entre ellas, ampliando la zona de búsqueda y logrando más rápidamente la convergencia al óptimo.

A continuación se presentan por separado los distintos procesos que sufren los individuos hasta alcanzar el óptimo de la función a optimizar.

3.1. Selección

Una vez se evalúa la función objetivo para cada individuo y se le asigna un nivel de salud, el proceso de selección determina qué individuos se eligen para recombinarse y obtener los nuevos. Los padres se elegirán en función de su salud según uno de los siguientes algoritmos:

- **Selección de la ruleta (Roulette-wheel Selection):** Es el mecanismo más simple. A cada individuo se le asigna un sector de la ruleta proporcional a su salud,

y se hace girar la ruleta de forma que se escogen de forma aleatoria los individuos que se recombinarán para tener hijos, y que serán probablemente aquellos con mayor salud. El problema es que con la selección interesa que el número de veces que se escoja un individuo para recombinarse no sea grande, y éste algoritmo no lo controla.

- **Muestreo estocástico universal** (*Stochastic Universal Sampling*): Este algoritmo proporciona mejores resultados que el anterior, y se basa también en la asignación de un sector a cada individuo proporcional a su salud, pero ahora si se quieren escoger N individuos, se sitúan N punteros equiespaciados una distancia $1/N$ y lo que es aleatorio es la posición del primer puntero. Así se asegura que cada individuo sólo dará lugar a un hijo.

- **Selección local** (*Local Selection*): En este algoritmo se definen zonas dentro de la población, y dentro de esas zonas se realiza la selección de forma independiente, es decir, cada individuo compite sólo con aquellos más cercanos a él, y entre ellos se elegirán los mejores. Para asegurar el intercambio de información entre las distintas zonas, éstas se cogen solapadas unas con otras.

- **Selección por corte** (*Truncation Selection*): Este algoritmo es útil para poblaciones muy grandes y consiste en listar todos los individuos en orden según su salud, y se define un parámetro que indica el porcentaje de población que se va a escoger para formar la nueva generación, de forma que una vez se alcanza dicho porcentaje, el resto de individuos se desecha.

En este punto hay que destacar que algoritmos como éste que desechan con total probabilidad a los individuos de menor salud no siempre son los más adecuados, ya que la pérdida de diversidad puede llevar a una convergencia demasiado rápida (*premature convergence*) hacia un extremo local de la función.

- **Selección por turnos** (*Tournament Selection*): En cada turno del algoritmo se elige aleatoriamente un número N de individuos y de ellos se extrae el de mayor salud. Este proceso se repite varias veces hasta que se obtiene el número deseado de padres para la recombinación.

3.2. Recombinación

El proceso de recombinación viene definido por la representación que se ha decidido utilizar para representar las características (genes) de los individuos. Se divide en dos grandes grupos: recombinación para valores reales, que es la que se ha utilizado y para valores binarios (también llamada *crossover*). A continuación se muestran métodos de recombinación reales.

- **Recombinación discreta:** Para cada variable del nuevo individuo se elige de forma aleatoria de que individuo padre se cogen los valores

- Recombinación intermedia: Para cada variable se elige un punto entre los valores de las variables de los padres o alrededor de éstos, según un parámetro de aleatoriedad.
- Recombinación lineal: Para los hijos se escoge una posición cualquiera intermedia en la línea que definen los padres.
- Recombinación lineal extendida: Para los hijos se escoge una posición en la línea que definen los padres pero con mayor probabilidad en puntos fuera del segmento definido por ellos.

3.3. Mutación

Una vez se han obtenido los hijos, sus variables se modifican añadiendo pequeños valores aleatorios con una determinada probabilidad (a mayor número de dimensiones para un individuo, con menor probabilidad se mutan sus valores). Si la probabilidad de mutación es muy grande, la búsqueda se vuelve demasiado aleatoria, pero un valor razonable ayuda a evitar convergencias prematuras hacia extremos locales. Incluso el tamaño de la mutación puede ir cambiando a lo largo de la evolución del algoritmo.

3.4. Reinserción

Si se han producido un menor número de hijos que el número de individuos de la población original, entonces para mantener el tamaño de la población en la nueva generación, se reinsertarán los hijos creados en la población antigua. De igual forma, si el número de hijos supera el tamaño de la población, deberá aplicarse algún algoritmo que seleccione qué hijos formarán parte de la nueva generación. El método de selección que se haya utilizado determinará ahora el proceso de reinserción más adecuado.

4. Ejemplo de funcionamiento de un GA

A continuación se muestran unas gráficas que ilustran el comportamiento de un GA durante el proceso de optimización de una función. En la Figura B.2 se muestra la función objetivo elegida para este ejemplo.

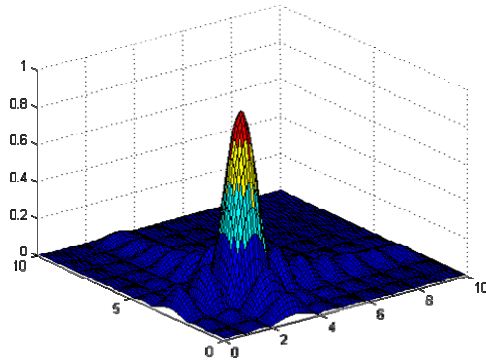


Figura B.2. Função objetivo utilizada en el ejemplo de funcionamiento del GA.

Como se puede observar, dicha función presenta un único máximo global que representa el óptimo de la función. Se ha escogido una función objetivo que depende únicamente de dos variables para poder obtener gráficas en tres dimensiones. Una vez se inicializa el algoritmo, se obtiene una primera población de individuos con únicamente 2 genes, ya que la función depende sólo de 2 variables como ya se ha dicho. Esta población inicial contiene individuos que están distribuidos de forma totalmente aleatoria por todo el espacio de búsqueda del óptimo. En la Figura B.3 se muestra la población inicial obtenida en este ejemplo.

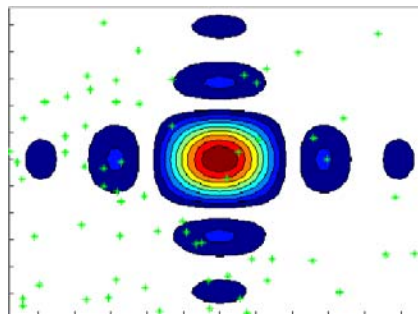


Figura B.3. Población inicial en el GA. Los asteriscos representan los individuos de la población inicial, distribuida aleatoriamente en el espacio de búsqueda de la función objetivo (representada aquí mediante curvas de nivel).

Una vez inicializado, el algoritmo comienza a evaluar las posibles soluciones (individuos) y a realizar las funciones de selección, combinación, mutación y re inserción, de forma que las sucesivas generaciones de individuos están cada vez más próximas al óptimo de la función. Este hecho se muestra en la Figura B.4, donde se observa la población de individuos después de 100 iteraciones del algoritmo (generación número 100).

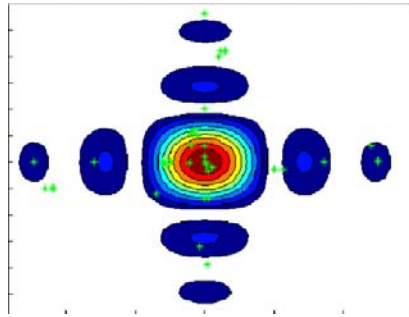


Figura. B.4. Generación 100 del algoritmo. Se observa que la mayor parte de los individuos están ya muy próximos al máximo local, aunque debido a los procesos de diversidad, aún hay algunos individuos que exploran óptimos locales.

La Figura B.4 muestra cómo la mayor parte de los individuos se encuentran ya muy próximos al óptimo de la función objetivo, aunque debido a los procesos de mutación y combinación (necesarios para evitar la convergencia prematura a óptimos locales), hay algunos individuos que exploran otras regiones del espacio de búsqueda de la función, sobretodo alrededor de otros óptimos locales.

Una vez se alcanza el criterio de parada, es decir, una vez se alcanza un máximo de iteraciones del algoritmo, o bien se obtiene una varianza de la salud de la población inferior a un umbral (lo que indica que la mayor parte de los individuos han convergido hacia el óptimo), el GA se detiene y proporciona los valores de los genes (las variables) del individuo que posee una mejor salud (está situado en el óptimo de la función objetivo).

Lista de acrónimos utilizados

BPM	<i>Beam propagation method</i>
CROW	<i>Coupled Resonantors Optical Waveguide</i>
CCW	<i>Coupled Cavity Waveguide</i>
DFB	<i>Distributed Feedback (grating)</i>
FDTD	<i>Finite Difference Time Domain</i>
FCD	<i>Free Carrier Dispersion</i>
GA	<i>Genetic Algorithm. Algoritmos genéticos</i>
MEF	<i>Método de los Elementos Finitos (FEM)</i>
MEMS	<i>Micrhoelectromechanical Systems</i>
MIT	<i>Massachussets Institute of Technology</i>
MPB	<i>Mit Photonics Bands</i>
PML	<i>Perfectly Matched Layers</i>
PWE	<i>Plain Waive Expansion Method</i>
RTI	<i>Reflexión Total Interna (TIR)</i>
SOA	<i>Semiconductor Optical amplifier</i>
SOI	<i>Silicon On Insulator</i>
SPA	<i>Single Photon Absorption</i>
SPM	<i>Self Phase Modulation</i>
TPA	<i>Two Photon Absorption</i>
XPM	<i>Cross Phase Modulation</i>

